

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ И ПРИКЛАДНЫЕ ПРОБЛЕМЫ СОВРЕМЕННОЙ ФИЗИКИ

FUNDAMENTAL AND APPLIED PROBLEMS OF MODERN PHYSICS

ТРУДЫ МЕЖДУНАРОДНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ

PROCEEDINGS OF INTERNATIONAL CONFERENCE

АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ УЗБЕКИСТАН ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ И ИНСТИТУТ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЯ

UZBEKISTAN ACADEMY OF SCIENCES PHYSICAL-TECHNICAL INSTITUTE AND INSTITUTE OF MATERIALS SCIENCE PHYSICAL-TECHNICAL INSTITUTE AND INSTITUTE OF MATERIALS SCIENCE

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ И ПРИКЛАДНЫЕ ПРОБЛЕМЫ СОВРЕМЕННОЙ ФИЗИКИ

FUNDAMENTAL AND APPLIED PROBLEMS OF MODERN PHYSICS





ТРУДЫ МЕЖДУНАРОДНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ



PROCEEDINGS OF INTERNATIONAL CONFERENCE

19 - 21 октября

Ташкент 2023 г.

АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ УЗБЕКИСТАН ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ И ИНСТИТУТ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЯ

Научный комитет

Юлдашев Б.С. – Акад. АН РУз, Президент АН РУз Олимов Х.К. – Директор ФТИ АН РУз (Узбекистан) Парпиев О.Р. – Директор ИМ АН РУз (Узбекистан) Утамурадова Ш.Б. – Директор ИФПМ АН РУз (Узбекистан) Серикканов А.С. – Директор ФТИ г. Алматы (Казахстан) Zakhidov A. – Prof, University of Texas at Dallas (USA) Syed Ismat Shah – Prof, University of Delaware (USA) Liu Fu-Hu – Prof, Shanxi University (China) Гуламов К.Г. – Акад. АН РУз Захидов Р.А. – Акад. АН РУз Мукимов К.М. – Акад. АН РУз Мусаханов М.М. – Акад. АН РУз Ашуров М.Х. – Акад. АН РУз

Организационный комитет

Олимов Х.К, Пред. Парпиев О.Р., со-Пред. Эргашев Б.А. Зам. Пред. Садиков И.И, директор, д.т.н, проф, ИЯФ Алимухамедов А.Х, Директор НИИВИЭ Саидханов Н.Ш, уч. секр, д.ф-м.н, проф, ФТИ Ачилов А.С, зам. директора, PhD, ФТИ Ахатов Ж.С, зав. лаб, д.т.н, ФТИ Олимов К, зав. лаб, д.ф-м.н, проф, ФТИ Турсунов М.Н, г.н.с, д.т.н, проф, ФТИ Саидов А.С, д.ф-м.н, проф, ФТИ Усмонов Ш.Н, зав. лаб, д.ф-м.н, ФТИ Байзаков Б.Б, зав. лаб, д.ф-м.н, ФТИ Разыков Т.М, зав. лаб, д.ф-м.н, проф, ФТИ Абдулхаев О.А, зав. лаб, PhD, ФТИ Абдуллаев Ф, г.н.с, д.ф-м.н, проф, ФТИ Ёдгорова Д.М, д.т.н, проф, ФТИ Раджапов С.А, д.ф-м.н, ФТИ Лутпуллаев С.Л, проф, ФТИ Кучкаров К.М, г.н.с, д.ф-м.н, ФТИ Нурматов Ш.Р, зам. дир, к.т.н, ИМ Рахимов Р.Х, зав. лаб, д.т.н, проф, ИМ Сулейманов С.Х, зав. лаб, к.ф-м.н, ИМ Гуламова Д.Д, зав. лаб, д.х.н, проф, ИМ Шерматов Ж.З, уч. секр, PhD, ИМ Цой Э.Н, в.н.с, к.ф-м.н, ФТИ Файзиев Ш, зав. лаб, к.т.н, ИМ Луговой В.В, с.н.с, к.ф-м.н, ФТИ Жураев Э.Т, секретарь, ФТИ Худойбердиев Г, секретарь, ФТИ

© Физика-технический институт АН РУз и Институт материаловедения АН РУз, 2023 г.

UZBEKISTAN ACADEMY OF SCIENCES PHYSICAL-TECHNICAL INSTITUTE AND INSTITUTE OF MATERIALS SCIENCE

Scientific Committee

Yuldashev B.S. – Acad. of UzAS, President of UzAS Olimov Kh.K. – Director of PhTI of UzAS (Uzbekistan) Parpiev O.R. – Director of IMS of UzAS (Uzbekistan) Utamuradova Sh.B. – Director of SPhMI (Uzbekistan) Serikkanov A.S. – Director of IPhT (Kazakhstan) Zakhidov A. – Prof, University of Texas at Dallas (USA) Syed Ismat Shah – Prof, University of Delaware (USA) Liu Fu-Hu – Prof, Shanxi University (China) Gulamov K.G. – Acad. of UzAS Zakhidov R.A. – Acad. of UzAS Muminov R.A. – Acad. of UzAS Mukimov K.M. – Acad. of UzAS Musakhanov M.M. – Acad. of UzAS Ashurov M.Kh. – Acad. of UzAS

Organizing Committee

Olimov Kh.K, Chair Parpiev O.R, Co-Chair Ergashev B.A, Vice-Chair Sadykov I.I, Dir, DSc, Prof, INP Alimukhamedov A.Kh. Dir. NIRES Saidkhanov N.Sh, Sci. Sec, DSc, Prof, PhTI Achilov A.S, Dep. Dir, PhD, PhTI Akhatov J.S, Head of Lab, DSc, PhTI Olimov K, Head of Lab, DSc, Prof, PhTI Tursunov M.N, Chief Res, DSc, Prof, PhTI Saidov A.S, DSc, Prof, PhTI Usmonov Sh.N, Head of Lab, DSc, Prof, PhTI Baizakov B.B, Head of Lab, DSc, PhTI Razykov T.M, Head of Lab, DSc, Prof, PhTI Abdulkhaev O.A, Head of Lab, PhD, PhTI Abdullaev F, Chief Res, DSc, Prof, PhTI Yodgorova D.M, Chief Res, DSc, Prof, PhTI Radjapov S.A, Chief Res, DSc, PhTI Lutpullaev S.L, Chief Res, DSc, Prof, PhTI Kuchkarov K.M, Chief Res, DSc, PhTI Nurmatov Sh.R, Dep. Dir, PhD, IMS Rakhimov R.Kh, Head of Lab, DSc, Prof, IMS Suleymanov S.Kh, Head of Lab, PhD, IMS Gulamova D.D, Head of Lab, DSc, Prof, IMS Shermatov J.Z, Dir, PhD, IMS Tsoy E.N, Lead. Res, PhD, PhTI Fayziev Sh, Head of Lab, PhD, IMS Lugovoi V.V, Sen. Res, PhD, PhTI Juraev E.T, Secretary, PhTI Khudoyberdiev G, Secretary, PhTI

© Physical-Technical Institute of UzAS and Institute of Materials Science of UzAS, 2023.

введение

Физико-технический институт (ФТИ) АН РУз (г. Ташкент), основанный в 1943 г, является одним из старейших институтов Академии наук Республики Узбекистан (АН РУз). В ФТИ в разные периоды его деятельности получили развитие многие научные направления, впоследствии вошедшие в сферу основных направлений естественно-научного профиля АН РУз. Здесь были начаты исследования в области физической электроники, физики твердого тела, физики полупроводников, ядерной физики, физики высоких энергий И космических лучей, гелиотехники, высокотемпературного материаловедения. На базе научных направлений и подразделений ФТИ были созданы Институт ядерной физики (1956 г.), Институт электроники (1967 г.) и в 1987 г. - НПО "Физика-Солнце" АН РУз. Институт материаловедения организован в 1993 г. на базе ряда лабораторий ФТИ и его Опытного производства с Большой Солнечной Печью (БСП).

Признанием заслуг ученых НПО "Физика-Солнце" АН РУз явилось издание Указа Президента РУз №УП-4512 от 01.03.2013 г. «О мерах по дальнейшему развитию альтернативных источников энергии» и Постановления Президента РУз №ПП-1929 от 01.03.2013г. «О создании Международного института солнечной энергии». За крупный вклад в науку в области физики полупроводников в 2007 г. сотрудники Института академик М.С.Саидов, доктора ф.-м.н. И.Г. Атабаев и А.С. Саидов удостоены Государственной премии Республики Узбекистан в области науки и техники. За разработку и создание современных систем прямого преобразования солнечного излучения в электрическую энергию на основе кремниевых фотопреобразователей, коллектив ученых Института - С.Дадамухамедов, Х. Сабиров, М.Н. Турсунов, И.А. Юлдашев во главе с академиком Р.А. Муминовым удостоен в 2013 г. Государственной премии Республики Узбекистан в области науки и техники.

В Институте длительное время работали и работают в настоящее время видные ученые-физики: академик С.А. Азимов - создатель научной школы физики высоких и сверхвысоких энергий; академик У.А. Арифов – создатель школы физической электроники; академики С.У. Умаров, Э.И. Адирович, М.С. Саидов и Р.А. Муминов – основатели различных направлений физики полупроводников, академик С.В. Стародубцев – создатель научной школы физики твёрдого тела и один из организаторов Института ядерной физики, член – корр. АН РУз Г.Я. Умаров – создатель научной школы гелиотехнических исследований, академик Т.Т. Рискиев, создавший совместно с академиком С.А. Азимовым школу высокотемпературного материаловедения, академики К.Г. Гуламов, Б.С. Юлдашев и Т.С. Юлдашбаев, которые развили научную школу физики высоких энергий и космических лучей, созданную академиком С.А. Азимовым.

С 1965 г. ФТИ АН РУз издаёт Международный журнал «Гелиотехника». Журнал переводится на английский язык американской компанией «Аллертон Пресс», издаётся в США под названием «Applied Solar Energy» и распространяется по подписке. Журнал «Applied Solar Energy» индексируется в научной базе "SCOPUS" престижных международных журналов.

В этом 2023 году в Физико-техническом институте АН РУз уже в десятый раз проводится ставшая традиционной международная конференция «Фундаментальные и прикладные проблемы современной физики». На конференцию принимались работы, выполненные за последние три года по следующим направлениям и тематикам: 1. Физика ядра и элементарных частиц (включая их прикладные аспекты, а также физику высоких энергий и космических лучей; 2. Физика полупроводников и твёрдого тела (включая их прикладные аспекты, а также физику плазмы); 3. Возобновляемые источники энергии и их приложения (включая гелиоматериаловедение). Отрадно отметить, что по тематикам конференции было подано 205 научных работ, включая 68 статей зарубежных учёных из США, Канады, России, Китая, Пакистана, Казахстана, Азербайджана, Турции, Республики Беларусь и других стран. Нынешняя конференция посвящена 80 летнему юбилею Академии Наук Узбекистана и Физико-технического института АН РУз, а также 30-летию образования института Материаловедения АН РУз. Мы уверены, что международная конференция станет платформой для обмена последними научными достижениями между учёными из разных стран, а также послужит катализатором установления новых научных связей между учёными и, возможно, зарождения будущих международных научных коллабораций.

Организационный комитет

INTRODUCTION

Physical-Technical Institute (PhTI), founded in 1943, is one of the oldest institutes of the Academy of Sciences of Uzbekistan. During different periods of its activity, many scientific areas were established, which later became the main directions of research in natural sciences of the Uzbek Academy of Sciences (UzAS). Among them are the physical electronics, solid state physics, semiconductor physics, nuclear physics, high energy and cosmic ray physics, solar energy technologies, and high temperature materials science.

On the basis of scientific areas and divisions of PhTI, several institutions were created, such as the Institute of Nuclear Physics (1956), Institute of Electronics (1967) and SPA "Physics-Sun" of the UzAS (1987). The Institute of Materials Science, based on a number of laboratories of PTI and its pilot production facility with a Big Solar Furnace (BSF), was established in 1993.

The Decree of the President of the Republic of Uzbekistan "On measures for further development of alternative energy sources" №UP-4512 on 01.03.2013 and the corresponding Resolution of the President of the Republic of Uzbekistan "On the establishment of the International Institute of solar energy" №PP-1929 on 01.03.2013 are recognition of achievements of scientists from PhTI of SPA "Physics-Sun" of the UzAS. For important contribution to science in the field of semiconductor physics, the Institute scientists - Academician M.S. Saidov, Dr. Sci. A.S. Saidov and Dr. Sci. I.G. Atabaev, were awarded the State Prize of the Republic of Uzbekistan in the field of science and technology in 2007. The team of scientists of the Institute - S. Dadamuhamedov, H. Sabirov, M.N. Tursunov, and I.A. Yuldashev, headed by Academician R.A. Muminov, was awarded in 2013 the State Prize of Uzbekistan in the field of science and technology for the development and creation of modern systems of direct conversion of solar radiation into electrical energy, based on silicon solar cells.

Many prominent physicists have worked in the past and are presently working at the institute. They founded the different well-known scientific schools and research directions: academician S.A. Azimov - founder of the scientific school of high-energy and ultra-high-energy physics; academician U.A. Arifov - creator of the School of Physical Electronics; academicians S.U. Umarov, E.I. Adirovich, M.S. Saidov and R.A. Muminov - founders of various research areas in Semiconductor Physics; academician S.V. Starodubtsev – founder of scientific school of solid state physics and one of the founders of the Institute of Nuclear Physics; correspondent-member of UzAS G.Ya.Umarov - founder of the scientific school in applied solar energy research; academician T.T. Riskiev, who created, together with academician S.A.Azimov, the school of high temperature materials science; academicians K.G. Gulamov, B.S. Yuldashev, and T.S. Yuldashbaev, who developed further the scientific school of high energy and cosmic ray physics, founded by academician S.A. Azimov.

Since 1965, PhTI publishes the international journal "Applied Solar Energy". The journal is translated into English by the American company "Allerton Press" and is published in the United States and distributed by subscription. The journal "Applied Solar Energy" is indexed in the "SCOPUS" scientific database of the prestigious international journals.

In this 2023 year, the Physical-technical institute is organizing for the tenth time the traditional international conference "Fundamental and applied problems of modern physics". The works implemented within the last three years in the following fields have been accepted by the conference: 1) Nuclear and elementary particle physics (including its applications, high-energy and cosmic ray physics as well); 2) Physics of semiconductors and solids (including its applications, plasma physics as well); 3) Renewable energy sources and their applications (including helio-material science). We are glad to inform that 205 scientific articles pertaining to conference topics have been received by the conference, including 68 works of foreign scientists from USA, Canada, Russia, China, Pakistan, Kazakhstan, Azerbaijan, Turkey, Republic of Belarus, and other countries. This year's conference is dedicated to 80th anniversary of Academy of Sciences of Uzbekistan and Physical-Technical Institute of Uz AS, and 30th Anniversary of Institute of Materials Science of UzAS. We are quite confident that the current international conference will be the platform for exchange of the latest scientific results among scientists from various countries, and it will possibly foster the creation of the future international scientific collaborations.

The Organizing Committee

СЕКЦИЯ II. ФИЗИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВ И ТВЁРДОГО ТЕЛА



SECTION II. PHYSICS OF SEMICONDUCTORS AND SOLIDS

=

СОДЕРЖАНИЕ

STRUCTURE AND PHOTOLUMINESCENCE OF ZnTe THIN FILMS GROWN ON							
THE DIFFERENT SUBSTRATES BY VAPOR PHASE TRANSPORT METHOD							
A. Nebesniy, H. D. Cho, A. Nasirov and Sh. Yuldashev	13						
КИНЕТИКА НАКОПЛЕНИЯ НОСИТЕЛЕИ ЗАРЯДА ПРИ ГАММА-ОБЛУЧЕНИИ							
В НЕИТРОННО-ОБЛУЧЕННЫХ ЛЕГИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛАХ LUAG:Pr	14						
Э. М. Ибрагимова и И. А. Хайитов							
OPTICAL PROPERTIES AND SPECTRAL RESPONSE OF PHOTOSENSITIVE							
STRUCTURES BASED ON SEMI-INSULATING GALLIUM ARSENIDE	10						
B. ADDUQAXXOFOV	10						
INTERACTIONS DET WEEN FERMI GAS AND SOLITON MOLECULE IN DIDOLAD DOSE EINSTEIN CONDENSATE							
B Turmanov	17						
D. TUIMANOV THE FEFECT OF TEMDED ATUDE ON THE ELECTDICAL CHADACTEDISTICS OF	17						
A SILICON P+NP+ STRUCTURE WITH DIFFERENT RASE DOPING							
CONCENTRATIONS							
I Sh Abdullavev	18						
AZIMUTHAL MODULATIONAL INSTABILITY OF TWO-DIMENSIONAL	10						
VORTEX OUANTUM DROPLETS							
Sh. R. Otaionov	19						
ИЗУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ	17						
ΓΕΤΕΡΟCTPYKTYP Sb ₂ (S _x ,Se _x) ₃ /CdS							
Т. М. Разыков, К. М. Кучкаров, Б.А. Эргашев, Д.З. Исаков, З. Махмудов,							
М. Пиримметов. С. Музафарова.	20						
МЕХАНИЗМ ТОКОПЕРОНОСА В ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ГЕТЕРОПЕРЕХОДА п-							
CdS/p-Sb ₂ Se ₃ ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ ХМПО							
Т. М. Разиков,, К. М. Кучкаров,, Б.А. Эргашев, М.Пиримматов, З. Махмудов,							
Д.З. Исаков, С. Музафарова	21						
NONLINEARITY MANAGED VECTOR SOLITONS							
F. Abdullaev, J. Yuldashev [,] And M. Ögren	22						
ВЛИЯНИЕ ВЛАЖНОСТИ И ОСВЕЩЕНИЯ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА							
СИСТЕМЫ СОСТАВА MnSe-CuInSe ₂ НА ПОСТОЯННОМ ТОКЕ							
E.A. Диденко, A.S. Doroshkevich, U. F. Samedova, A.K. Kirillov, T.A. Vasilenko,							
B.L. Oksengendler, N.N. Nikiforova, M. Balasoui, D. Mardare, C. Mita, A. S. Nicoileta Cornei	23						
ЕРАЗРУШАЮЩИЕ СТРУКТУРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МОНЕТЫ ГЕЛИОКЛАІ							
ИЗ КРЕПОСТИ УЗУНДАРА С ПОМОЩЬЮ РЕНТГЕНОВСКОИ ДИФРАКЦИИ И							
НЕИТРОННОИ ТОМОГРАФИИ							
М.Ю Ташметов, Б.С. Юлдашев, С.М Адизов, С.Е Кичанов, Ш.Р Пидаев, Н.Б. Исматов	25						
LIGHT POWER FACTOR ON THE CHARACTERISTICS OF TWO-DIMENSIONAL							
P-N DIODES							
M. Dadamirzaev, M. Kosimova, A. Maxmudov, M. Tursunov	27						
ВАРИЗОННАЯ КОНЦЕЩИЯ ПОВЫШЕНИЯ КРИТИЧЕСКОИ ТЕМПЕРАТУРЫ							
высокотемпературнои сверхпроводимости	22						
В.L. Оксенгендлер, С. Сулеиманов [,] Н. Тураева и З. Каримов	32						
ОПТИЧЕСКИЕ И ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОИСТВА ПЛЕНОК ТВЕРДОГО							
PACIBUPA SD ₂ (S_x , Se _{-x}) ₃ \mathcal{A}_{JJ} is COJIE THE THE A DEFENSE TO BE A DEFENSE TO BE A DEFENSE OF A							
1. М. Разыков, К. М. Кучкаров, М. С. Гиванов, Б.А. Эргашев, Д.5 Исаков, S. Махмудов, М. Пиримистор В. Т. Йиционор С. Мизафарора, П. С. Байко, П. С. Пационко.	31						
Пиримметов, Г. Г. Иулдошов, С. Музафарова, Д. С. Байко, Л. С. Ляшенко. ВОЛЬТАМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА СОЛНЕЦНОГО ЭЛЕМЕНТА	54						
nCdS/nCdTe C TOHKUM HEPEXOJIHKIM i . C HOEM							
III Б. Утамуралова, III С. Лапиев, С. А. Музафарова, А.С. Ачилов, М.А. Махмулов	40						
ИНВЕРСИОННЫЕ ФОТОПРИЕМНИКИ ЛЛЯ КОНТРОЛЯ ПЛАМЕНИ ПО	-10						
СПЕКТРУ ИЗЛУЧЕНИЯ							
Ш.Б. Утамурадова Ш.С. Далиев С.А. Музафарова А.С. Ачилов М.А. Махмулов	42						
ИЗУЧЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ СТЕПЕНИ РАЗУПОРЯДОЧЕНИЯ							

ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВМОНОКРИСТАЛЛОВ Si(111) и Ge ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ ИОНАМИ НИЗКИХ ЭНЕРГИИ Б.Е. Умирзаков, И.Р. Бекпулатов, И.Х. Турапов, Ж. М. Жумаев	44
ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРНЫХ ДЕФЕКТОВ НА СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КРИСТАЛЛОВ Y SIO ₅ :Er ³ М.Х.Ашуров, И.Нуритдинов, З.У.Эсанов, К.Х. Саидахмедов, Х.М.Мажидов	46
ИЗМЕНЕНИЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ГРАФИТА РАЗНЫХ МАРОК ПРИ ОБЛУЧЕНИИ В РЕАКТОРЕ ВВР-СМ	
Ш.А. Аликулов, С.А. Байтелесов, Ф.Р. Кунгуров, Д.П. Таджибаев, Д.Д. Тожибоев ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ ДЛЯ ВОЛНОВОДНОГО РЕЖИМА РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ	48
М. Х. Эгамов, Б. И. Махсудов Работа полностью скопирована со статьи авторов И.И.	
Оленская, О.С. Кабанова, Е.А. Мельникова	50
МЕХАНИЗМЫ ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В СЦИНТИЛЛЯТОРНЫХ КРИСТАЛЛАХ Lu SiO₅:Се ОБЛУЧЕННЫХ В РЕАКТОРЕ	
А. Х. Исламов и Кудратов Х. Н. СТРУКТУРА КРЕМНИЕВОГО НАНО-КЛАСТЕРА, СОДЕРЖАЩЕГО АТОМ ТЕЛЛУРА	54
Н.Л., Сулайманов М.Ю Ташметов, Ш.М Махкамов, А.К, Рафиков С.Р Эгамов УПРАВЛЕНИЕ БЫСТРОДЕЙСТВИЯ КРЕМНИЕВЫХ ДИОДНЫХ p ⁺ -n-n ⁺ СТРУКТУР ПРИ ОБЛУЧЕНИЕ ВЫСОКОЭНЕРГИЧНЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ	56
Ш Махкамов, М.Ю Ташметов, М.Н. Эрдонов, Р.П. Саидов, Н.Б Исматов, Х. Холмедов ВЛИЯНИЯ γ - ОБЛУЧЕНИЯ НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ОРГАНИЧЕСКИХ СЦИНТИЛЛЯТОРОВ UPS-9 3A	59
Б.С. Юлдашев, И. Нуритдинов, З.У. Эсанов, К.Х. Саидахмедов, Ш. Ирисов РАЗРАБОТКА МНОГОКАНАЛЬНОГО РАДИОМЕТРИЧЕСКОГО УСТРОЙСТВА ДЛЯ МОНИТОРИНГА ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ	61
С.А. Раджапов, Ф.Г. Муллагалиева, Б.С. Раджапов, С.К Отабоев, И.И. Марипов ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПОКРЫТИЙ, ПОЛУЧЕННЫХ ТЕРМИЧЕСКИМ ИСПАРЕНИЕМ	63
Б.Д. Игамов, А.И. Камардин, И.Р. Бекпулатов, О.Х. Бабаханов, и др. ОЧИСТКА МАТЕРИАЛОВ ПО ВАКУУМНО-ПЛАЗМЕННОЙ ТЕХНОЛОГИИ	65
А.И. Камардин, Б.Д. Игамов [,] И.Р. Бекпулатов [,] И.Х. Турапов [,] и др. ВТОРИЧНО - ИОННАЯ РАСПЫЛЕНИЯ Si(111)	68
Джаббарганов Р. Исаханов З.А. Умирзаков Б.Е. Курбанов Р "XORAZM- 50" NAVLI PAXTA TOLALARINING ELEKTROFIZIK XOSSALARINI TADOIO OILISH	71
A.T. Mamadalimov ^{,,} N.K.Xakimova ^{,,} Sh.M.Norbekov STUDY OF THE STRUCTURES OF (Ge). _{x-y} (GaAs) _x (ZnSe) _y SOLID SOLUTION EPITAXIAL LAYERS	73
A. Saidov, A. Razzokov and K. Eshchanov ИЗУЧЕНИЕ СТРУКТУРНЫХ СВОЙСТВ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КРИСТАЛЛОВ CdZnTe ПОСЛЕ ОБЛУЧЕНИЯ ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ	76
Б. Махсудов и М. Яров THERMALLY STIMULATED TRANSFORMATION OF OXYGEN ATOMS BETWEEN PHASE STATES IN A GROWING SILICON SINGLE CRYSTAL	79
M.U. Kalanov, A.V Khugaev, Sh.R. Malikov, A.C. Saidov, Sh.N.Usmanov и др. THE EFFECT OF SELENIUM SOURCE TEMPERATURE ON THE STRUCTURAL PROPERTIES OF Sb Se ₃ THIN FILMS	81
T.M. Razykov [,] K.M. Kuchkarov [,] B.A. Ergashev [,] A. Olimov [,] R.T. Yuldoshov ОСОБЕННОСТИ РАДИАЦИОННЫХ ИЗМЕНЕНИЙ ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ СВОЙСТВ МОНОКРИСТАЛЛОВ Bi ₄ Ge ₃ O (BGO) ОБЛУЧЕННЫЕ γ- ИЗЛУЧЕНИЕМ	84
М.Х.Ашуров, И.Нуритдинов, К.Х.Саидахмедов, Ш.Х Исмоилов	86

_

=

SCALING AND ACTIVATION OF NANOHETEROJUNCTIONS ON SILICON AND	
SILICON CARBIDE SUBSTRATES	
M. Dolgopolov, V. Chepurnov, A. Chipura, M. Elisov, S. Radzhapov	88
OKSIDDA QAMRALGAN LOKAL ZARYADNING VERTIKAL	
IZOLYATSIYALANGAN ZATVORLI MAYDONIY TRANZISTOR ZATVOR-ISTOK	
(STOK) SIG'IMIGA TA'SIRI	0.0
I. Karimov, M. Foziljonov, A. Abdikarimov, A. Atamuratov	93
D MOS – MOYA TRANZISTORDA O'Z-O'ZIDAN QIZISH EFFEKTI VA	
XARAKTERISTIKA QIYALIGINING OKSID MATERIALLARGA BOGʻLIQLIGI	0.0
X. Saparov, E. Xaitbayev, S. Salohiddin, B. Allaberganova, A. Atamuratov	99
СТРУКТУРНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК ТВЕРДОГО	
РАСТВОРА (S1)- <i>x</i> (GaN) <i>x</i> ВЫРАЩЕННОИ НА КРЕМНЕВОИ ПОДЛОЖКЕ	100
А. Саидов [,] Ш. Усмонов [,] Д. Сапаров [,] 1. Ишниязов, М. Каланов	106
ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОИСТВА АЛМАЗНЫХ ПЛЕНОК, ПОЛУЧЕННЫХ	
НА КВАРЦЕВЫХ ПОДЛОЖКАХ МЕТОДОМ СУД	100
А. Кутлимратов, А. Саидов, М. Хаджиев, У. Рахмонов, А. Джураев	108
ПРИМЕНЕНИЕ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ ПОРОЧИСОР ЖЕЛЕРАЛИЛИ ИЗГОТОРЛЕНИИ КОМПОНЕНТОР СТАТОРА И	
ПОРОШКОВ ЖЕЛЕЗА ДЛЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ КОМПОНЕНТОВ СТАТОРА И ротора обратимой электринеской машини і	
РОТОРА ОБРАТИМОИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОИ МАШИНЫ	
О.Ф.Демиденко' А.Л.Желудкевич' Г.А.Говор' А.О.Ларин' С.Н.Янкевич' И.Н.Ароль'	110
П.А.Калиновскии Гетеропереуоль и микрор пектроцике	110
	115
	115
ΠΕΚΟΙΟΓΒΙΕ ΨΟΙΟΞΗΕΚΙΓΗΜΕCΚИΕ COULIDA ΗΠΙΑΚCΗΑΗΒΗΒΙΑ CTDVETVD S; (S;) ($7_{\rm P}$ S) ΡΕΙ D ΑΙΠΕΗΗΩΓΩ ΜΕΤΩΠΩΜ ΨΕΠΕΩΛΑ2ΗΩΪ	
Спуктуг SI-(SI) $x(ZIIS)_x$, облащенного методом жидкофазной эпитаксии	
Энинаксии Маринар Илуан Исакории Париотор Йткир Тагаарии	110
$\mathbf{n} = \mathbf{n} \mathbf{n} \mathbf{n} \mathbf{n} \mathbf{n} \mathbf{n} \mathbf{n} \mathbf{n}$	110
G. Gulvemov, G. Mojidova, F. Muvitdinova	120
DEVELOPMENT OF LOW-POWER LOW-NOISE CMOS LNA FOR 4-CH7	120
AUTOMOTIVE RADAR	
M Kurbanov	122
ΚΡИСТА ΠΠИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА СППАВА ΤΙC Δ50Hv	122
И Ж Жаксимуратов С. Лж Рахманов А. С. Парпиев В. В. Гетманский	127
AKKUMUL VATSION VA INVERSION MAYDONIY VERTIKAL	127
TRANZISTORI ARDA O'Z-O'ZIDAN OIZISH EFFEKTLARI	
B. Jabbarova, E. Xaitbavev, X. Payzullaeva, M. Xalillovev va A. Atamuratov	129
КРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА	
ТОНКИХ СЛОЕВ Nd-Fe-B И Sm-Co	
А В Аплевич. А.И. Галяс. А.М.Живулько. П.Ю.Лапотко. М.С.Пайзуллаханов.	
О.Р.Парпиев, В.Р. Соболь, В.Н.Шамбалёв, Ж.З.Шерматов, К.И.Янушкевич	133
OPTICAL PROPERTIES AND PLASMON-ENHANCED SESINSITIZATION OF	
SINGLET OXYGEN BY S.N-DOPED CARBON DOTS	
Nivazbek Ibravev ⁻ Evgeniva Seliverstova ⁻ Gulnur Amanzholova and Amina Avmagambetova	138
PLASMON-ENHANCED PHOTOPROCESSES IN CONDENSED MATTERS	
Nivazbek Ibrayev and Evgeniya Seliverstova	139
STUDY OF THE EXTERNAL QUANTUM EFFICIENCY IN PHOTODETECTORS	
WITH A NARROW PHOTO SENSITIVITY SPECTRUM BASED ON A ZnxCd -xS	
LAYER	
Rustam Kabulov, Latofat Shuhratova, Sergey Gerasimenko, Nilufar Homidova, Omonbov	
Ataboev	140
ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ТЕХНОЛОГИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА СИНТЕЗА НА	
ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОТОПРИЕМНИКА НА	
ОСНОВЕ СЛОЕВ Zn _x Cd _{-x} S	
А. Абдурасулов, Н. Хомидова, Р. Р. Кабулов, С. Герасименко, А. Ачилов	141

ВЛИЯНИЕ ЛАЗЕРНОГО ОТЖИГА НА ПРОФИЛИ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ АТОМОВ Nº ПО ГЛУБИНЕ ИОННО-ИМПЛАНТИРОВАННОГО Со	
Б. Умирзаков, Д. Ташмухамедова, М. Юсупжонова, С. Абраева, З. Умарходжаева и. др. ИЗУЧЕНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ СТРУКТУРЫ И СВОЙСТВ СdF() ПРИ	147
БОМБАРДИРОВКЕ ИОНАМИ Ar ⁺	
А. Абдуваитов, М. Юсупжонова, В. Холмухамедова, С. Гулямова и др.	148
ИЗУЧЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЛЕНКООБРАЗУЮЩИХ СИСТЕМ, ВЛИЯЮЩИХ	
НА ФОРМИРОВАНИЕ ИЕРАРХИЧЕСКИХ СТРУКТУР В НАНОРАЗМЕРНЫХ	
ПЛЕНКАХ ДИОКСИДА ОЛОВА	
С. Ибраимова, Е. Дмитриева, А. Федосимова, Е. Бондарь [,] А. Шонгалова, У. Исаева STRUCTURAL AND MORPHOLOGICAL PROPERTIES OF Sb _x Se _y THIN FILMS	149
PRODUCED FROM SEPARATE Sb AND Se SOURCES AT A SUBSTRATE	
TEMPERATURE OF 450 °C	
T.M. Razykov, K.M. Kouchkarov, B.A. Ergashev, R.R. Khurramov и др. ZATVOR BILAN TO'LIQ O'RALGAN MAYDONIY TRANZISTORNI QIZISH ТЕМРЕРАТИРАЅІСА КАNAL LECIPI ANISH DAPA IASINI TA'SIPI	150
X Abdikarimov F Xaithavev M Olimbovev Z Atamuratova va A Abdikarimov	155
REVERSE BIASED DIODE TEMPERATURE SENSOR WITH A LINEAR	155
TEMPERATURE RESPONSE CURVE	
O. Abdulkhaev, A. Rakhmatov, Sh. Kulivev, D. Istamov, R. Bebitov, and all.	159
ЗАВИСИМОСТЬ МИКРОТВЕРЛОСТИ СПЛАВОВ КУБИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ	107
ТІ _х МО . _х С _у N _Z ОТ РАЗМЕРА КРИСТАЛЛИТОВ	
И. Ж. Жаксимуратов И. Хидиров	164
СТРУКТУРНЫЕ АСПЕКТЫ ТЕРМИЧЕСКОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ	
ОКИСЛЕННОГО ГРАФИТА	
У. К. Ерназаров, Атаджанов Б. Х, Примов Х. С, и Б. Ж. Нарымбетов	166
IMPROVING SUPERCONDUCTIVITY OF COATED YBACUO/GDBACUO TAPES	
BY IRRADIATION WITH ACCELERATED ELECTRONS	
E. Ibragimova, N. Iskandarov [,] M. Mussaeva [,] K. Nazarov [,] U. Kurbanov, B. Yuldashev	171
ПРИМЕНЕНИЕ ИОННОИ БОМБАРДИРОВКИ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЕ	
НАНОКОНТАКТОВ НА ПОВЕРХНОСТИ GAP	
С.Б. Донаев, Б.Е. Умирзаков, Г.М. Ширинов	177
ВОЛЬТ-АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА МИКРОПЛАЗМЫ В КРЕМНИЕВЫХ	
р-п ПЕРЕХОДОВ	
М. Тагаев, Али Абдреймов, А. Хожамуратова	179
З МЭВ ЭНЕРГИЯЛИ ЭЛЕКТРОНЛАР ОКИМИДА НУРЛАНТИРИШНИНГ	
КРЕМНИЙ КРИСТАЛЛАРИНИНГ ЭЛЕКТРОФИЗИК ХОССАЛАРИГА	
ТАЪСИРИ	
Ш.А. Махмудов, Н.Т. Сулайманов, А.А. Сулаймонов, А.К. Рафиков, С.Ж. Рахманов	182
A BINARY DUMBBELL VISIBLE LIGHT DRIVEN PHOTOCATALYST FOR	
SIMULTANEOUS HYDROGEN PRODUCTION WITH THE SELECTIVE	
OXIDATION OF BENZYL ALCOHOL TO BENZALDEHYDE	105
M. Tayyab, S. Mansoor, Z. Akmal, M. Khan, S. Si Chen, K. M. Ch. Tang, L. Zhou and all	187
METAL/SUPERCONDUCTOR-INSULATOR TRANSITIONS AND RELATED	
EFFECTS ON HIGH- <i>I</i> _C SUPERCONDUCTIVITY IN HOLE-DOPED CUPRATES	100
U.I KUIDANOV,, G. K. JUMADAEVA, S. DZNUMANOV, J.SN KASNIGOV	188
I WO-DIVIENSIONAL KOOM-TEMPEKATUKE SUPEKCONDUCTIVITY	
ENTERGING WITHIN THE NEW DI/FU-DASED CEKANIC CUFKATE SUDED CONDUCTODS AT AMDIENT DESSUDE	
SUPERCONDUCTORS AT ANDRENT PRESSURE	100
5. DZHUMANOV D.D. GUIAMOVA' 50.5. DJUMANOV, M.U. SNETANEV INNISIAL TEMDEDATIDE DEDENDENCES OF THE SUDEDELUD DENSITY	190
AND MAGNETIC FIELD PENETRATION DEPTH IN THE HIGH-TEMPERATURE	

=

SUPERCONDUCTORS $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$: EVIDENCE FOR BOSE-LIQUID	
SUPERCONDUCTIVITY	192
S. Dzhumanov [,] U.M. Turmanova, U.K. Mayinova [,] and E.Kh. Karimbaev	
THE EFFECT OF TEMPERATURE ON THE OPTICAL PROPERTIES OF	
QUANTUM POINTS CdSe / ZnSe	
M.B Sharibaev, M.B Tagaev, A Qalilaev	194
АНАЛИЗ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА ЭЛЕКТРОНА В МНОГОСЛОЙНОЙ	
КВАНТОВОЙ ЯМЫ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ	
П.Ж. Байматов, Б.Т. Абдулазизов, М.С. Тохиржонов, О.М. Юнусов, А.А. Сайдалиев	199
CONCENTRATION OF SIMULTANEOUSLY DOPED GALLIUM AND ANTIMONTY	
IMPURITY ATOMS IN SILICON	
S. Isamov, M. Haqqulov, and B. Isakov	201
РУХ ВА ОЛТИНГУГУРТ КИРИШМА АТОМЛАРИ БИЛАН ЛЕГИРЛАНГАН	
КРЕМНИЙ МОНОКРИСТАЛЛИНИ РЕНТГЕН (XRD) ТАХЛИЛИ	
С.А. Валиев, М.К. Хаққулов ва Шакаров Ф.Қ	205
КИНЕТИКА НАКОПЛЕНИЯ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА ПРИ ГАММА-ОБЛУЧЕНИИ	
В НЕЙТРОННО-ОБЛУЧЕННЫХ ЛЕГИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛАХ LuAG:Pr	
Э. М. Ибрагимова и И. А. Хайитов	207
НОВЫЕ РЕСУРСЫ ДЛЯ УЛУЧШЕНИЯ РАБОЧИХ ХАРАКТЕРИСТИК	
ИК-ФОТОПРИЕМНИКОВ И ЛАЗЕРОВ	
Вугар Алиев, Вагиф Рустамов, Яхья Намазов	208
BEC-SUPERSOLID PHASE TRANSITION IN RYDBERG-DRESSED BOSE GAS	
Zabardast Narzikulov, Asliddin Khudoyberdiev	211

STRUCTURE AND PHOTOLUMINESCENCE OF ZnTe THIN FILMS GROWN ON THE DIFFERENT SUBSTRATES BY VAPOR PHASE TRANSPORT METHOD

Andrey Nebesniy^{1,3}*, Hak Dong Cho², Abdumanop Nasirov¹ and Shavkat Yuldashev^{1,3}

¹Department of Physics, National University of Uzbekistan, Tashkent 100714, Uzbekistan

²Quantum-Functional Semiconductor Research Center, Dongguk University, Seoul 100-715, Korea

³Center of Nanotechnologies Development, National University of Uzbekistan, 100174, Tashkent, Uzbekistan, *E-mail: nebesny-andrey@yandex.ru (corresponding author)

Abstract

Zinc telluride (ZnTe) is one of the important II–VI compound semiconducting materials which have potential applications in a variety of solid-state devices such as solar cells, photodetectors and light emitting diodes [1]. ZnTe has a direct optical bandgap of 2.26 eV at room temperature and ZnTe thin films are usually p-type and a high absorption coefficient of the order of 10^5 cm⁻¹ [2]. ZnTe doped by Cu effectively are used as intermediate layer in CdTe heterojunction solar cells [3]. Thus, a wide range of possible applications make ZnTe as material especially worth investigating. There are various techniques reported for the preparation of a ZnTe semiconductor to obtain device grade films. Some examples are thermal vacuum evaporation [4], molecular beam epitaxy [5], magnetron sputtering [6], metallorganic vapour phase epitaxy [7] and electrochemical deposition [8].

In this work we report on the ZnTe thin films deposition on the different substrates: Cu foil, glass and ZnO bulk crystal by a vapor phase transport (VPT) method and the characterization of ZnTe films in terms of crystallographic structure and photoluminescence properties. Structural investigations performed by X-ray diffraction technique showed that studied samples are polycrystalline and have a cubic (zinc blende) structure. The largest of the crystal sizes was observed for the ZnTe film grown on Cu foil. Photoluminescence spectra also demonstrate a much higher crystal quality of the ZnO film grown on Cu foil compared to the films grown on glass and ZnO substrates.

Key words: ZnTe thin films, X-ray diffraction pattern, photoluminescence spectra

References

1. J. Fan et al, Growth and material properties of ZnTe on GaAs, InP, InAs and GaSb (001) substrates for electronic and optoelectronic device applications, J. Cryst. Growth, 323, 127 (2011).

2. W. M. Haynes, ed. <u>CRC Handbook of Chemistry and Physics</u>, 92nd ed, <u>CRC Press</u> : Boca Raton, USA (2011).

3. M. Ahmed, A. Alshahrie and E.R. Shaaban, Resulting effect of the p-Type of ZnTe: Cu thin films of the intermediate layer in heterojunction solar cells: structural, optical, and electrical characteristics, Materials, 16, 3082 (2023).

4. K. M. Ur Rehman et al, Fabrication and characterization of Zinc Telluride (ZnTe) thin films grown on glass substrates, Physica B: Condensed Matter, 560, 204 (2019).

5. I. W. Tao et al, Doping of ZnTe by molecular beam epitaxy, Appl. Phys. Lett, 64, 1848 (1994).

6. T. A. Gessert et al, Development of rf-sputtered, Cu-doped ZnTe for use as a contact interface layer to p-CdTe, J. Electron.Mater, 24, 1443 (1995).

7. K. Hayashida et al, Photoluminescence spectra of arsenic-doped ZnTe films grown by metalorganic vaporphase epitaxy (MOVPE) using triethylarsine. J. Cryst. Growth, 237, 1580 (2002).

8. T. Mahalingam, V.S. John, S. Rajendran and P. J. Sebastian, Electrochemical deposition of ZnTe thin films, Semicond. Sci. Technol, 17, 465 (2002).

КИНЕТИКА НАКОПЛЕНИЯ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА ПРИ ГАММА-ОБЛУЧЕНИИ В НЕЙТРОННО-ОБЛУЧЕННЫХ ЛЕГИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛАХ LuAG:Pr

Э. М. Ибрагимова и И. А. Хайитов*

Институт ядерной физики АН, п. Улугбек, Ташкент, 100214, Узбекистан *E-mail: haitov 094@bk.ru

Абстракт

Выбор неорганических материалов для практического применения либо в дозиметрах, либо в сцинтилляторах зависит от времени жизни носителей зарядов, захваченных в ловушках, имеющих разные энергетические уровни. Для дозиметрии (после облучения) требуется высокая концентрация глубоких ловушек и их стабильность при комнатной температуре, что означает большое время жизни электронов или дырок в ловушках. Для сцинтилляционных детекторов (в процессе облучения) необходимы высокий световыход (10⁴ - число ионов/центров эмитирующих фотоны / на энергию одной падающей частицы) и быстродействие (20 нс – время миграции носителей заряда и время высвечивания фотона центром) [1].

Ранее показано в [2], что облучение флюенсами быстрых нейтронов реактора >10¹⁶ см⁻² приводит к значительному снижению световыхода ⁶⁰Со гамма-люминесценции (ГЛ) в полосах 310, 325 и 370 нм при 310 К в монокристаллах Lu₃Al₅O₁₂, активированных ионами Pr³⁺ (LuAG:Pr) с концентрацией 0.22 мол% (1.2×10^{21} моль⁻¹ или 0.6×10^{17} см⁻³), из-за увеличения концентрации радиационных дефектов (>4×10¹⁷ см⁻³), связанных с центрами окраски с характерными полосами оптического поглощения (ОП) 387 и 570 нм. Таким образом, количество созданных ловушек (электронов F⁺, V₀(C_{dop}) и дырок Pr⁴⁺) превышает количество излучающих ионов Pr³⁺, что является причиной ограничения ресурса сцинтиллятора флуенсом нейтронов 10¹⁶ см⁻². Но зато эти ловушки при условии их высокой концентрации и большой глубины придают переобученному сцинтилляторному материалу новые свойства, необходимые для дозиметра.

Целью работы являлось определение типа ловушки оптимальной для термолюминесцентной дозиметрии, кинетики их накопления и опустошения в легированных кристаллах LuAG:Pr.

Образцы сначала были облучены флуенсом нейтронов 10^{17} ст⁻² для генерации радиационных дефектов с концентрацией 4×10^{18} см⁻³, затем образцы отжигали для опустошения ловушек и потом облучали ⁶⁰Со гамма квантами (1.17 и 1.33 МэВ) при мощности 0.064 Gy/сек ($5.7 \times 10^{10} \ \gamma$ -кв/см²с) в интервале доз от от 6.4 до 70.4 Gy для генерации электрон-дырочных пар (от 5.76×10^{12} см⁻³ до 6.3×10^{13} см⁻³) и заселения ими ловушек. С помощью термолюминесцентного метода можно обнаружить наличие центров рекомбинации с пределом чувствительности 10^{14} /см³ [3], даже когда он практически не виден в спектре ОП. После каждой вышеуказанной дозы гамма-облучения были зарегистрированы кривые термовысвечения (TB) в интервале температур от 300 до 605 K и спектры оптического поглощения (ОП).

Интенсивность пиков ТВ 340, 445, 515 и 545 К быстро увеличивалась с ростом дозы гамма облучения от 6.4 до 70.4 Gy в соответствии с их заполнением носителями зарядов, но температуры пиков ТВ не изменяются. Согласно [4] это указывает на кинетику первого порядка процесса ТВ.

Далее были измерены кинетики затухания пиков ТВ 340, 445, 515 и 545 К, чтобы изучить зарядовую стабильность центров захвата во время выдержки при 305 К в течение 30 мин, 1, 3 и 5 часов образцов, облученных одинаковой дозой 50 Gy при 310 К. Оказалось, что только пик 340 К затухает через 5 час, а остальные пики 445, 515 и 545 К показали зарядовую стабильность ловушек. Затухание пика 340 К свидетельствует о возможности туннельной рекомбинации носителей заряда даже при 305 К [5,6]. Стабильную ловушку, связанную с самым интенсивным пиком ТВ 445 К, можно использовать для термолюминесцентной дозиметрии (ТЛД) высоко энергетичных гамма квантов, так как с ростом дозы облучения от 6.4 до 70.4 Gy интенсивность пика монотонно увеличивается и форма кривой ТВ не изменяется.

Используя ранее определенные нами значения двух параметров захвата, а именно энергии активации ($E \approx 1.21 \text{ eV}$) и частотного фактора ($s \approx 1.6 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$) для пика TB 445 K в [2], и формулу для времени жизни электронов в ловушках из [7], оценили его значение $\tau = 38.2$ года при 300 K. На основании этого и результатов затухания в течении 5 часов после дозы 50 Gy гамма облучения можно считать, что нейтронно-наведенный пик TB 445 K в LuAG:Pr достаточно стабилен и может быть потенциальным кандидатом для дозиметрических целей как ТЛД, так как его запрещенная зона такая же широкая $E_g=8.13 \text{ eV} (\sim 152 \text{ nm}) [8]$ как у имеющихся дозиметрических материалов ТЛД-500 К (Al_2O_3 :С) с $E_g = 9.2 \text{ eV} [9]$ и LiF:Mg,Cu,P с $E_g = 10 \text{ eV} [10]$. Ограниченное количество ловушек, ответственных за основной дозиметрический пик ТЛД-500 К кристаллов а-Al2O3:С и LiF:Mg,Cu,P, обусловливает насыщение выхода пика TB при дозах 10–20 Gy [11]. В сравнении с ними LuAG:Pr не достигает насыщения пика 445 К даже при 50 Gy. Кроме того LuAG:Pr не уступает α -Al2O3:С в механической прочности, имеет незначительный фоновый сигнал, его поверхность не реагирует с окружающей атмосферой, что делает целесообразными дальнейшие исследования применимости предварительно нейтронно-облученных и обработанных сцинтилляторных монокристаллов LuAG:Pr к клинической дозиметрии ТЛД гамма излучения (в частности в лучевой терапии) и стерилизации изделий медицинского назначения и пищевых продуктов.

При дозах до 70 Gy спектры ОП в области 350-800 нм не изменялись, а после гамма дозы \geq 120 Gy появляются полосы ОП 387 и 570 нм и растут их коэффициенты. Наблюдаемый монотонный рост коэффициентов полос ОП 387 и 573 нм, связанных с электронными центрами F^+ , $V_0(C_{dop})$ в интервале гамма доз $(1.2 - 10) \times 10^2$ Gy, дает возможность использовать это в абсорбционной гамма-дозиметрии для некоторых радиационных технологий.

Ключевые слова: лютеций алюминиевый гранат Lu₃Al₅O₁₂:Pr, облучение нейтронами, центры окраски, термовысвечивание, дозиметрия гамма-излучений.

Литература

1. H. Ogino, A. Yoshikawa, M. Nikl, K. Kamada, T. Fukuda. Jour. of Cryst. Growth. 292 (2006) 239

2. A. Kh. Islamov, E. M. Ibragimova, I. A. Khayitov, and R. R. Vildanov. Opt. and Spectr, 130, (2022) No.3 180

3. Золотарев В. М, Методы исследования материалов фотоники: элементы теории и техники. Учебное пособие. - СПб: СПбГУ ИТМО, 2008. - 275 с.

4. R. Chen, S.W. McKeever. Theory of Thermoluminescence and Related Phenomena, World Scientific Publishing, 1997

5. R. Visocekas, A. Zink Radiat. Eff. Defect Solid 134 (1995) 265

6. I. K. Sfampa, G.S. Polymeris, N.C. Tsirliganis, V. Pagonis, G. Kitis. Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. Mater. Atoms 320 (2014) 57

7. R.K. Gartia, Th. Tejkumar Singh, Th. Basanta. Nucl. Instrum. and Methods in Physics Research B 269 (2011) 30

8. Zorenko Yu, Gorbenko V, Voloshinovskii A, Stryganyuk G, Mikhailin V, Kolobanov V, Spassky D, Nikl M, Blazek K. Phys. Stat. Sol. (a).. 202. (2005) No.6. P. 1113

9. M. Kirm, G. Zimmerer, E. Feldbach, A. Lushchik, Ch Lushchik, F. Savikhin, Phys. Rev. B–Condens. Matter Phys. 60 (1) (1999) 502

10. P. Bilski, B. Obryk, Z. Stuglik, Radiat. Meas. 45 (2010) 576.

11. R. Chen, D. Lo, J.I. Lawless, Radiat. Prot. Dosim. 119 (1-4) (2006) 3

OPTICAL PROPERTIES AND SPECTRAL RESPONSE OF PHOTOSENSITIVE STRUCTURES BASED ON SEMI-INSULATING GALLIUM ARSENIDE

Baxodir Abduqaxxorov^{*}

*Physical-Technical Institute of Uzbekistan Academy of Sciences, Chingiz Aytmatov str. 2b, 100084 Tashkent, Uzbekistan, *E-mail: <u>abduqaxxorov.baxodir@mail.ru</u> (corresponding author)*

Abstract

Multilayer semiconductor structures based on semi-insulating gallium arsenide with high sensitivity to light is proposed and demonstrated. It has been experimentally shown that they exhibit sensitivity in a wide spectral range: $400 \div 1700$ nm, have internal amplification of the primary photocurrent, and are sensitive on both sides. The rise time $(239 \div 250 \text{ ns})$ and decay time $(276 \div 318 \text{ ns})$ of the photocurrent in these structures have been determined. Studies of the optical properties of these structures have shown that they are practically transparent in the range from 900 nm to 3300 nm. Thus, a photodetector with high sensitivity in a wide spectral range and low absorption coefficient (less than 1%) in the sensitivity region has been developed.

Key words: photoreceiver, optical properties, transparent, spectral characteristics, internal gain.

INTERACTIONS BETWEEN FERMI GAS AND SOLITON MOLECULE IN DIPOLAR BOSE-EINSTEIN CONDENSATE

Bekzod Turmanov

Physical-Technical Institute of Uzbekistan Academy of Sciences, Chingiz Aytmatov str. 2^{*b*}, 100084 Tashkent, Uzbekistan, E-mail: <u>turmanovbekzod@gmail.com</u> (corresponding author)

Abstract

Fermi impurity can help to formation of bright solitons in a Bose-Einstein condensate (BEC) with repulsive interatomic contact interactions, was theoretically investigated in [1], where interaction between bosons and fermions leads to effective attraction between particles. Localization of matter wave quantum dot (fermion) in BEC was seen in [2]. Experimental observation of stable degenerate fermionic gas in BEC was reported in [3].

In this work, the soliton molecule (SM) of BEC behaves like a potential well for fermions, and it holds the fermionic gas inside. These fermions can jump from the first soliton to the next one with tunnelling. Since the number of atoms of the SM is much greater than the number of fermions, the parameters of the SM must be constant. Therefore, with the help of the variational approximation, the analytical equations for the effective width and centre of mass position of the fermionic envelope are determined. And, the effective double-well trap potential created by a soliton molecule for the Fermi gas is found.

The results of this work can be useful for quantum information, for example, to achieve quantum entanglement of two states, or to construct qubits.

Key words: bose-fermi mixture, soliton molecule, dipolar interactions

References

1 T. Karpiuk et al, Soliton Trains in Bose-Fermi Mixtures, Phys. Rev. Lett. 93, 100401 (2004).

2.Mario Salerno, Matter-wave quantum dots and antidots in ultracold atomic Bose-Fermi mixtures, Phys. Rev. A 72, 063602 (2005).

3. B.J. DeSalvo et al, Observation of a Degenerate Fermi Gas Trapped by a Bose-Einstein Condensate, Phys. Rev. Lett. 119, 233401 (2017).

THE EFFECT OF TEMPERATURE ON THE ELECTRICAL CHARACTERISTICS OF A SILICON P⁺NP⁺ STRUCTURE WITH DIFFERENT BASE DOPING CONCENTRATIONS

J.Sh. Abdullayev*

Physical-Technical Institute of Uzbekistan Academy of Sciences, Chingiz Aytmatov str. 2^b, 100084 Tashkent, Uzbekistan, *E-mail: <u>j.sh.abdullayev6@gmail.com</u> (corresponding author)

Abstract

Silicon-based devices are widely used in almost all industries. Due to the high sensitivity of silicon to changes in temperature, the development of temperature-resistant devices or temperature sensors is an important task. For this reason, in this paper, the effect of temperature from 100 K to 500 K on the characteristics of the silicon p^+np^+ structure with various base region doping concentrations (10^{15} , 10^{16} , 10^{17} cm⁻³) was studied by modeling. The influence of the base region thickness (1μ , 2μ , 4μ , 8μ , and 12μ) on the distributions of potential, electric field, and minority charge carriers was also studied. The silicon p^+np^+ structure was modeled in TCAD Sentaurus software and calibrated with the results of experiments to select the correct model.

Keywords: TCAD Sentaurus, calibration, modeling, temperature, a depleted base region, doping concentration.

AZIMUTHAL MODULATIONAL INSTABILITY OF TWO-DIMENSIONAL VORTEX QUANTUM DROPLETS

Sherzod R. Otajonov¹

¹*Physical-Technical Institute of Uzbekistan Academy of Sciences, Chingiz Aytmatov str.* 2^{*B*}, 100084, Tashkent, Uzbekistan

Abstract

We investigate the modulation instability in the azimuthal direction of vortices possessing various topological charges within the context of two-dimensional Bose-Einstein condensates influenced by quantum fluctuations. To analyse the stability of these vortices, we employ a technique that involves constraining the radial dimension within the Lagrangian function of the Gross-Pitaevskii equation. This procedure yields a quasi-one-dimensional azimuthal equation of motion, upon which we conduct a stability analysis in Fourier space, specifically focusing on the azimuthal modes. Our study yields predictions for the growth rates of individual methods, revealing that vortices exhibit instability below a critical azimuthal wave number. To identify stationary vortex solutions, we employ the imaginary time method, subsequently utilizing these solutions as initial conditions to evaluate the vortices' instability. Furthermore, we validate our stability analysis predictions through direct numerical simulations of the governing equation.

Key words: azimuthal modulation instability, vortex quantum droplets

ИЗУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР Sb₂(S_x,Se_{1-x})₃ /CdS

Разыков Т. М.^{1,2}, Кучкаров К. М.^{1,2}, Эргашев Б.А.¹, Исаков Д.З.¹, Махмудов З¹, Пиримметов М¹, Музафарова С²,

¹Физико-технический институт АН РУз, Узбекистан, 100084, Ташкент, ул. Чингиза Айтматова, 2Б

²Научно-исследовательский институт физики полупроводников и микроэлектроники при Национальном университете имени Мирзо Улугбека, Янги Олмазор, 20,100057, Ташкент, Узбекистан *E-mail: <u>dzisaqov@gmail.com</u>

Аннотация

В последнее время лидирующими материалами на мировом фотовольтаическом рынке являются Si, Cu(In,Ga)Se₂ и CdTe с эффективностью 26.7; 23.35 и 22.1%, соответственно [1].

В настоящее время исследователи мира уделяют особое внимание применению халькогенидных бинарных соединений Sb_2Se_3 , Sb_2S_3 и твердых растворов $Sb_2(S_x,Se_{1-x})_3$ на их основе (химическая формула Sb_2X_3) в качестве поглощающего слоя для солнечных элементов [4]. Это обусловлено тем, что физические свойства (p-тип проводимости, ширина запрещенной зоны $E_g=1,1\div1,8$ эВ, высокий коэффициент поглощения $\alpha > 10^5$ см⁻¹ в видимой области солнечного излучения, низкая температура плавления (Sb_2Se_3 -823K, Sb_2S_3 - 885K) и высокое парциальное давление) этих материалов очень близки к свойствам Cu(In,Ga)(Se,S)₂ [4]. Кроме того, элементы входящие в эти материалы имеют относительно низкую стоимость (распространены в природе), стабильность при внешних воздействиях и нетоксичность [5]. Это даст возможность изготовить экологически чистые и эффективные солнечные модули, а также открывает пути их широкого изготовления в промышленном масштабе.

В данной работе были исследованы электрические свойства тонкопленочных гетероструктур Sb₂(S_x,Se_{1-x})₃/CdS, полученных на стеклянных подложках с молибденовым покрытием методом химически молекулярно-пучкового осаждениям (ХМПО).

Методом ХМПО были получены пленки твердого раствора $Sb_2(S_x, Se_{1-x})_3$ имеющего состова S/(S+Se) = 0,53, толщиной 2 мкм на стеклянных и стеклянных подложках с молибденовым покрытием. Получение пленок твердого раствора $Sb_2(S_x Se_{1-x})_3$ методом ХМПО более подробно описано в работе [5]. Затем методом вакуумного осаждения получены тонкие пленки CdS (толщиной 80- 100 нм) на поверхности стекло и стекло/Mo/Sb₂(S_x , Se_{1-x})_3 подложек. На этих структурах изготовлены тонкопленочные гетероструктуры стекло/Mo/Sb₂(S_x , Se_{1-x})_3/CdS. Были проведены термические обработки тонкопленочных гетероструктур стекло/Mo/Sb₂(S_x , Se_{1-x})_3/CdS в среде чистого аргона при температуре 200°С в течение 20 минут, для улучшения их электрических измерений к гетероструктурам стекло/Mo/ Sb₂(S_x , Se_{1-x})_3/CdS были получены индиевые контакты на передние стороны методом вакуумного напыления. Для улучшения передних контактов проведен дополнительный термоотжиг при температуре ~100°С в течение 20 минут, при температуре ~100°С в течение 20 минут методом вакуумного напыления.

Были измерены темновые BAX полученных гетероструктур стекло/Mo/Sb₂(S_x , Se_{1-x})₃/CdS до и после термической обработки. Резултаты измерения вольт- амеперные характеристик ГС показавал, что после термической обработки улучшались основные параметры (k, φ_0 , R_n) тонкопленочных гетероструктур стекло/Mo/ Sb₂(S_x , Se_{1-x})₃/CdS и имели следующее значений: k- $1\cdot 10^{1+2}$, φ_0 - 0.4 \div 0.45 эB, $R_n = 1\kappa Om$.

Ключевые слова: Sb₂Se₃, Sb₂S₃, Sb₂(Se,S)₃, XMПО, тонких пленок, гетероструктур.

Литература

1.Green, et. al. // Progress in Photovoltaics, 2021;29:657-667.

3.Mavlonov, T. Razykov, F. Raziq, et al, A review of Sb₂Se₃ photovoltaic absorber materials and thin-film solar cells. Solar Energy Volume 201, 1 May 2020, Pages 227-246.

^{2.}W. Xiaomin, T. Rongfeng, W. Chunyan, Development of antimony sulfide–selenide Sb₂ (S,Se)₃ -based solar cells. Journal of Energy Chemistry 27 (2018) 713–721

МЕХАНИЗМ ТОКОПЕРОНОСА В ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ГЕТЕРОПЕРЕХОДА n-CdS/p-Sb₂Se₃ ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ ХМПО

Разиков Т. М.^{1,2}, Кучкаров К. М.^{1,2}, Эргашев Б.А.¹, <u>Пиримматов М¹</u>, Махмудов З¹, Исаков Д.З.¹, Музафарова С²,

¹Физико-технический институт АН РУз, Узбекистан, 100084, Ташкент, ул. Чингиза Айтматова, 2Б

²Научно-исследовательский институт физики полупроводников и микроэлектроники при Национальном университете имени Мирзо Улугбека, Янги Олмазор, 20, 100057, Ташкент, Узбекистан. *E-mail: <u>mpirimmatov@gmail.com</u>

Аннотация

Последние достижения по эффективности тонкопленочных солнечных элементов на основе Sb₂Se₃, полученные различными научными центрами и компаниями представлены в литературных обзорах. Как показано в обзорных литературах [1], с каждым годом эффективность пленочного солнечного элемента увеличивается. В данном моменте самое высокое значение эффективности на основе Sb₂Se₃ солнечных элементов в лабораторных условиях – 9,2% [2,3]. Как видно из полученных результатов ток коротког о замыкания и фактор заполнения достигли своего практического значения. Для решения этой задачи необходимо глубокое изучение физических свойств.

В данном работе проведен анализ температурной зависимости вольт –амперной характеристик структуры стекло/Mo/p-Sb₂Se₃/n-CdS/In. Значения последовательного сопротивления, определенное из прямого участка BAX составляет $R_s = 8,27x10^3$ Ом.

Характерной чертой, определяющий различные механизмы токопрохождения в ГС является температурная зависимость ВАХ прямого и обратного токов. При термоэлектронном механизме переноса носителей заряда в ГС, наклон прямой экспоненциального участка ВАХ, выраженный отношением $dlnI_{np}/dV$ изменяется обратно пропорционально температуре, в то время как при туннельном прохождении носителей эта величина не зависит от температуры. При этом температурная зависимость термоэлектронного тока подчиняется закону $lnI_{np}=f(I/T)$, а при туннельном механизме $lnI_{np}=f(T)$. Для определения механизма токопрохождения были изучены температурные зависимости ВАХ ГС p-Sb₂Se₃/n-CdS. Температурная зависимость прямой ветви темновой ВАХ в полулогарифмическом масштабе в интервале смещений к $T/e < V < V_A$ представлено. На первом участке, в области малых напряжений к $T/e < V < 0.1 \div 0.7B \le V < V_A A_2 = 1 \div 1.85$. Причем величина тока насыщения I_0 уменьшалась с температурой.

Таким образом применение туннельно-рекомбинационного механизма токопрохождения дает возможность не только понять процессы, происходящие при прохождении тока, но и проводить количественное сравнение некоторых характеристик ГС с теоретическими значениями. Механизм токопрохождения при обратных смещениях kT/e<V<1.0B обусловлен термической генерацией носителей заряда в ОПЗ (рис. 16). При более высоких обратных смещениях 1 < V < 5 B преобладает туннельный механизм переноса заряда.

Резултаты измерения вольт-амеперные характеристик ГС показавал, что после термической обработки улучшались основные параметры (k, R_n , α , β , φ , φ_0) тонкопленочных гетероструктур стекло/Mo/Sb₂Se₃/CdS и имели следующее значений: $k\approx 1\cdot 10^{1+2}$, $R_n=8,27\kappa Om$, $\alpha=6,36$ э B^{-1} , $\beta_{\varphi}=5,7\times 10^{-2}$ эB/K, $\varphi\approx 0.84\div 0.95$ эB, $\varphi_0=2,71$ эB.

Ключевые слова: Sb_2Se_3 , Sb_2S_3 , Sb_2X_3 , XMПО, тонких пленок, гетероструктур. Литература

1.Hongwei Lei, et. al. // Review of Recent Progress in Antimony Chalcogenide-Based Solar Cells: Materials and Devices, Solar RRL 2019, 1900026.

2.Jiabin Dong, et. al. // Boosting VOCof antimony chalcogenide solar cells: A review on interfaces and defects, Nano Select 2021; Pages 1–31.

3. A. Mavlonov, T. Razykov, F. Raziq, et al, A review of Sb₂Se₃ photovoltaic absorber materials and thin-film solar cells. Solar Energy Volume 201, 1 May 2020, Pages 227-246.

NONLINEARITY MANAGED VECTOR SOLITONS

Fatkhulla Abdullaev¹, Jasurbek <u>Yuldashev^{1,*}</u> And Magnus Ögren^{2,3}

¹*Physical-Technical Institute of Uzbekistan Academy of Sciences, Chingiz Aytmatov str.* 2^b, 100084 Tashkent, Uzbekistan, *E-mail: <u>yoldoshevjasurbek95@gmail.com</u> (corresponding author)

²School of Science and Technology, Örebro University, Örebro, 70182, Sweden

³HMU Research Center, Institute of Emerging Technologies, Heraklion, GR-71004, Greece

Abstract

Over the past few years, there has been considerable interest in exploring the behavior of an atomic Bose-Einstein condensate (BEC) when the scattering length undergoes temporal modulation [1, 2]. This intriguing study has revealed various fascinating phenomena, such as the emergence of two-dimensional bright solitons in both single and two-component attractive condensates [3, 4, 5, 6], particularly in media with competing nonlinear effects [7, 8, 9]. Additionally, the long-lasting Bloch oscillations of gap solitons [10], the formation of Faraday waves [11] have been observed, and other captivating occurrences.

Recent investigations have demonstrated that subjecting a BEC to strong and rapid periodic variations in the scattering length, a technique known as Feshbach resonance management, can lead to the existence of stable compactons [12]. Our current focus centers on examining whether such localized wave structures can also manifest within two-component BECs. To unravel the evolution of vector solitons under the influence of nonlinearity management, we derive the averaged vector Gross-Pitaevskii equation (GPE) accounting for the strong and rapid temporal modulations in inter-species interactions. This averaging process introduces an effective nonlinear quantum pressure term depending on the population of the other component.

By employing this set of equations, we embark on an exploration of the existence and stability of vector solitons under the influence of strong nonlinearity management (NM). Using a variational approach, we determine the parameters characterizing NM vector solitons. Subsequently, we validate our theoretical predictions through numerical simulations of the fully time-dependent coupled GPE.

Keywords: Vector solitons, nonlinearity management, variational approach

References

- 1. B. A. Malomed, Soliton Management in Periodic Systems (Springer: New York, 2006).
- 2. E. Kengne, W. M. Liu, B. A. Malomed, Phys. Rep. 899, 1 (2021).
- 3. F. Kh. Abdullaev, J. G. Caputo, R. A. Kraenkel and B. A. Malomed, Phys. Rev. A 67, 013605 (2003).
- 4. H. Saito and M. Ueda, Phys. Rev. Lett. 90, 040403 (2003).

5. G. D. Montesinos, V. M. Perez-Garcia and P. J. Torres, Physica D: Nonlinear Phenomena 191, 193-210 (2004).

- 6. G. D. Montesinos, V. M. Perez-Garcia, and H. Michinel, Phys. Rev. Lett. 92, 133901 (2004).
- 7. O. V. Matusevich, V. A. Trofimov, E. A. Yudina, and B. A. Malomed, Opt. Spectroscopy, 106, 99 (2009).
- 8. F. Kh. Abdullaev, M. Ögren, and J. S. Yuldashev, Phys. Rev. E 104, 024222 (2021).
- 9. F. Kh. Abdullaev, J. S. Yuldashev, and M. Ögren, Optik, 274, 170545 (2023).
- 10. M. Salerno, V. V. Konotop, and Yu. V. Bludov, Phys. Rev. Lett. 101, 030405 (2008).
- 11. A. Balaz, A. I. Nicolin, Phys. Rev. A 85, 023613 (2012).
- 12. F. Kh. Abdullaev, P. G. Kevrekidis, and M. Salerno, Phys. Rev.
- Lett. 105, 113901 (2010).

ВЛИЯНИЕ ВЛАЖНОСТИ И ОСВЕЩЕНИЯ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СИСТЕМЫ СОСТАВА MnSe-CuInSe₂ НА ПОСТОЯННОМ ТОКЕ

Диденко Е.А. ^{1,2,*}, Doroshkevich A.S.^{2,3}, Samedovaa U. F. ^{2,9},Kirillov A.K.², Vasilenko T.A.⁴, Oksengendler B.L.⁵, Nikiforova N.N.⁵, Balasoui M.^{2,4}, Mardare D.⁸, Mita C.⁸, Stanculescu A.⁷ Nicoileta Cornei⁸

¹DubnaStateUniversity, 19 Universitetskayastreet, Dubna, Moscowregion, 141982, Russia, * Email: dea.21@uni-dubna.ru

²JointInstituteforNuclearResearch, Dubna, Russia

³Donetsk Institute for Physics and Engineering named after O.O. Galkin, Kiev, Ukraine

⁴Saint-Petersburg Mining University, St.-Petersburg, Russia

⁵Ion-plasma and laser technologies Institute after U.Arifov, Uzbekistan, Tashkent

⁶Horia Hulubei National Institute for R&D in Physics and Nuclear Engineering (IFIN-HH), Bucharest Romania

⁷Alexandru IoanCuza" University of Iasi, Faculty of Physics, Bld. Carol I, No. 11, Iasi 700506, Romania

⁸National Institute for Materials Physics (NIMP) StradaAtomiștilor 405, Măgurele 077125, Romania

⁹Institute of Physics, National Academy of Sciences of Azerbaijan, pr. Dzhavida 33, Baku, AZ1143 Republic of Azerbaija

Аннотация

Проблема возобновляемых источников энергии актуальна в настоящий момент [1, 2].

В аспекте возобновляемой энергетики актуальна разработка устройств, функционирующих на новых физических принципах, в частности, получены обнадеживающие результаты в области адсорбционной электроэнергетики [3, 4]. Ведутся разработки преобразователей, которые путем электростатического захвата заряда микроскопических капель воды [5], электрострикции, вызванной адсорбцией воды [6] и др. доступными способами [7, 8, 9] производят электроэнергию из химической энергии адсорбции воды. Тройное соединение состава CuInSe₂ характеризуется высокой эффективностью фотоэлектрической конверсии и перспективно для использования в фотовольтаике в настоящий момент [10].

Представляют интерес материалы, имеющие несколько каналов преобразования, в частности, способные преобразовывать в электрический вид энергию прямых солнечных лучей и энергию адсорбции молекул влаги. Такие системы могут быть получены путем создания наноразмерной пористости [11] в фотоадсорберах, в частности, на основе системы CuInSe₂, легированной селенидом марганца MnSe в пропорциях, соответствующих формуле Xmol%MnSe-(100-X)mol%CuInSe₂, где X= 5,7,10.

Изучение электрических свойств наноструктурированных кристаллов состава Xmol%MnSe-(100-X)mol%CuInSe₂ было целью данной работы.

В качестве исследуемых объектов использовались кристаллы трех составов: 10mol%MnSe-90mol%CuInSe₂, 5mol%MnSe-95mol%CuInSe₂ и 7mol%MnSe-93mol%CuInSe₂, на которые механическим способом наносились углеродные электроды. Вольтамперограммы (V-I) были получены в режиме линейной развертки на устройстве P-20X ("Elinns") в условиях насыщения влагой 75% в атмосфере, котролируемой при помощи соли хлористого натрия [12]. Камера для образцов представляла собой закрытый контейнер объемом 350 мл, образец помещался между прижимными контактами эллиптического типа, состоящими из серебра, что исключало окисление контактных площадок.

Установлено, что в образцах, легированных селенидом марганца в соотношениях не менее 7 к 93mol%, наблюдался аддитивный вклад обоих воздействий в виде увеличения электропроводности (для состава 7mol%MnSe-93mol%CuInSe₂ с 0,045 См до 0,09 См (в два раза), для состава 10mol%MnSe-90mol%CuInSe₂ – с 0,047 См до 0,058). Наоборот, в образце состава 5mol%MnSe95mol%CuInSe2 отмечена конкурентная динамика каналов генерации носителей заряда сопровождающаяся увеличением электросопротивления (почти в 5 раз).

Ключевые слова: наноструктурированные кристаллы, нанопористость, соединение MnSe-CuInSe₂, гибридные источники энергии, адсорбция.

Acknowledgments. The study was performed in the scope of the H2020/MSCA/RISE/SSHARE number 871284, the Serbia - JINR cooperation Projects N_{0} 373 2023 items 4 and 5, Serbia - JINR cooperation Projects N_{0} 178 items 7 and 8, Belarus - JINR cooperation Projects N_{0} 308 items 21 and 22, RO-JINR Program No. 366/2021 item 84.

Список литературы

1. Любарская М. А. Обзор тенденций инновационного развития технологий возобновляемой энергетики //Российский экономический интернет-журнал. – 2019. – №. 3. – С. 54-54.

2. Чернышев А. С, Мордивинов С. Е. Обзор возобновляемых источников энергии //Юность и знания-гарантия успеха-2019. – С. 146-149.

3. S. Doroshkevich, A. I. Lyubchyk, A. V. Shilo, T. Yu. Zelenyak, V. A. Glazunovae, V. V. Burhovetskiy, A. V. Saprykina, Kh. T. Holmurodov, I. K. Nosolev, V. S. Doroshkevich, G. K. Volkova, T. E. Konstantinova, V. I. Bodnarchuk, P. P. Gladyshev, V. A. Turchenko, S. A. SinyakinaChemical-Electric Energy Conversion Effect in Zirconia Nanopowder Systems. Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques, 2017, Vol. 11, No. 3, pp. 523–529. DOI: 10.1134/S1027451017030053

4. S. Doroshkevich, A. I. Lyubchyk, A. V. Shilo, T. Yu. Zelenyak, V. A. Glazunovae, V. V. Burhovetskiy, A. V. Saprykina, Kh. T. Holmurodov, I. K. Nosolev, V. S. Doroshkevich, G. K. Volkova, T. E. Konstantinova, V. I. Bodnarchuk, P. P. Gladyshev, V. A. Turchenko, S. A. SinyakinaChemical-Electric Energy Conversion Effect in Zirconia Nanopowder Systems. Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques, 2017, Vol. 11, No. 3, pp. 523–529. DOI: 10.1134/S1027451017030053

5. N.Miljkovic, D. Preston, R. Enright, and E. Wang. Jumping-droplet electrostatic energy harvesting // APPLIED PHYSICS LETTERS. 2014. V. 105, P.013111.

6. Georgen B, Nienhaus H, Weinberg W. H, Mc Farland E. Chemically induced electronic excitations at metal surfaces // Science. 2001. V.294. P. 2521–2523.

7. Leandra P. Santos, Telma R. D. Ducati, Lia B. S. Balestrin, and Fernando Galembeck* Water with Excess Electric Charge // J. Phys. Chem. C 2011, 115, 11226 –11232. Dx. Doi.org/10.1021/jp202652q.

8. Rubia F. Gouveia and Fernando Galembeck Electrostatic Charging of Hydrophilic Particles Due to Water Adsorption // J. AM. CHEM. SOC. 2009, 131, 11381–11386 9 11381.

9. Rubia F. Gouveia, Carlos A. R. Costa, and Fernando Galembeck* Water Vapor Adsorption Effect on Silica Surface Electrostatic Patterning // J. Phys. Chem. C 2008, 112, 17193–17199.

10. Гременок В.Ф., Тиванов М.С., Залесский В.Б. Солнечные элементы на основе полупроводниковых материалов // АЭЭ. 2009. №1. URL: <u>https://cyberleninka.ru/article/n/solnechnye-elementy-na-osnove-poluprovodnikovyh-materialov</u>.

11. Sh. M. Gasanlya, A. A. Abdurragimovb, and U. F. Samedovaa The Electric and Thermoelectric Properties of cuinse2based Chalcopyrite // Surface Engineering and Applied Electrochemistry, 2012, Vol. 48, No. 5, pp. 439–443, 1068-3755, DOI 10.3103/S106837551205004.

12. Относительная влажность воздуха над насыщенными растворами / А.Г.Терещенко – Томск, 2010. – 22 с.

ЕРАЗРУШАЮЩИЕ СТРУКТУРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МОНЕТЫ ГЕЛИОКЛАІ ИЗ КРЕПОСТИ УЗУНДАРА С ПОМОЩЬЮ РЕНТГЕНОВСКОЙ ДИФРАКЦИИ И НЕЙТРОННОЙ ТОМОГРАФИИ

Ташметов М.Ю.¹, Юлдашев Б.С.¹, Адизов С.М.^{1,*}, Кичанов С.Е.², Пидаев Ш.Р.³, Исматов Н.Б.¹

¹Институт ядерной физики АН РУз, 100214, г. Ташкент, Узбекистан *E-mail: <u>sardoradizov447@gmail.com</u> (correspondingauthor)

²Объединенный институт ядерных исследований, 141980, Дубна, Россия

³Институт искусствознания АН РУз, 100029, г. Ташкент, Узбекистан

Аннотация

Изучение исторических процессов с высокой точностью является основной задачей современной археологии и историографии. В освещении исторических процессов особое значение имеют древние рукописи и археологические находки. Исследование археологических находок современными методами дает ценные сведения о компетентности использования древними народами различных материалов для изготовления изделий и технологии их обработки [1]. Нумизматические находки являются одним из главных археологических артефактов, дающих ценную информацию об образе жизни древних народов. Объектом исследования данной работы является медная монета, представляющая собой подражание монетам Гелиокла. Прототипом для них послужили серебряные монеты одного из последних греческих правителей Бактрии - Гелиокла I (ок. 140-130 до н.э.) [2, 3].

Элементный состав Гелиокла Ι поверхности монеты определен методом рентгенофлуоресцентного анализа, фазовый состав монеты определен рентгеноструктурным анализом. Объемное распределение материала и внутренние полости монеты Гелиокла І методом нейтронной радиографии и томографии. исследовались По результатам рентгенофлуоресцентного анализа на поверхности монеты Гелиокла I присутствуют следующие элементы: Си - основной матричный элемент монеты, О - наличие кислорода может быть связано с окислением поверхности монеты, Pb - свинец является сопутствующим элементом в меднобронзовых монетах, его содержание в этой монете составляет около 0.35%. Фазовый анализ поверхности монеты выполнен на рентгеновском дифрактометре EMPYREANPANanalytical (Malvern, Worcestershire, UnitedKingdom). Полученные данные обрабатывались в программе FullProf по методу Ритвельда. Результаты обработки показали, что на поверхности монеты присутствуют две фазы: первая фаза соответствует кубической фазе меди с пространственной группой Fm3m. Обычно, античные монеты или изделия выполнены из оловянной бронзы [4, 5], параметр элементарной ячейки меди которого линейно зависит от концентрации олова. Среднее значение параметра элементарной ячейки меди для разных точек монеты Гелиокла составляет, *a=3,62(1) Å.* Это значение параметра элементарной ячейки меди близко к параметру чистой меди, что может свидетельствовать о незначительном содержании олова в материале монеты. Оценочные расчеты дают исчезающе малую концентрацию олова 0,5 ат.% [5], что соответствует исключительно естественным источникам – природному содержанию олова в рудном материале. Вторая фаза соответствует коррозии или патине СиО-тенорит с пространственной группой С2/с. Расчетная массовая доля тенорита составила около 1,7%.

Эксперименты по исследованию внутреннего строения монеты Гелиокла проводились на установке нейтронной радиографии и томографии, построенной на пятом горизонтальном канале исследовательского реактора BBP-CM Института ядерной физики АН РУз. [6]. Для определения распределения элементов и полостей по объему монеты было снято 400 радиографических кадров в диапазоне углов от 0 до 180 градусов с шагом поворота 0,45°. Полученные радиографические кадры нормализировались к исходным темным и светлым кадрам с помощью программы ImageJ. 3D-реконструкция радиографических изображений была выполнена с использованием программного обеспечения STP (SYRMEPTomoProject). Путем визуализации реконструированных радиографических кадров с помощью программы VGStudioMAX 2.2 исследовалась распределение элементов и полостей по объему монеты. Визуальный анализ 3D изображения монеты показывает, что элементы монеты распределены по объему неравномерно, и в то же время в некоторых частях объема монеты имеются мелкие поры размером от 0,3 до 0,6 мм.

По результатам данной работы можно сделать вывод о том, что материал монеты состоит из оловянной бронзы с незначительным содержанием олова и свинца. Также небольшое количество патины на поверхности монеты свидетельствует о том, что она сохранилась в слабозасоленной почве. Анализ внутренней структуры показывает неравномерное распределение элементов материала монеты, предполагается, что это связано с неравномерным охлаждением материала монеты в процессе ее чеканки.

Литература

1. Bakirov, B. Phase Composition and Its Spatial Distribution in Antique Copper Coins: Neutron Tomography and Diffraction Studies. B. Bakirov, I. Saprykina, S. Kichanov, R. Mimokhod, N. Sudarev and D. Kozlenko.J. Imaging 2021, 7, 129.

2. Горин, А.Н. Каталог монет крепости Узундара (Южный Узбекистан) // Горин А.Н, Двуреченская Н.Д. Материалы Тохаристанской экспедиции. Вып. XI. Ташкент. 2018

3. Ртвеладзе Э.В, Горин А.Н. Новые находки эллинистических монет на городище кампыртепа. Государственный музей изобразительных искусств имени А.С. Пушкина. Институт археологии Российской академии наук. Нумизматика и эпиграфика, том хх.

4. B.A. Abdurakhimov, M.Yu. Tashmetov, B.A. Bakirov, B.S. Yuldashev, S. E. Kichanov, D. P. Kozlenko, and N. B. Ismatov. Structural Studies of the Qarakhanid Dirham Using X-Ray Diffraction and Neutron Tomography Methods. ISSN 1027-4510, Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques, 2021, Vol. 15, No. 6, pp. 1232–1237. © Pleiades Publishing, Ltd, 2021.

5. M.Yu. Tashmetov, B.S. Yuldashev, S.M. Adizov, N.B. Ismatov, Sh.R. Pidaev, S.E. Kichanov, B.A. Abdurakhimov, D.P. Kozlenko, N.D. Dvurechenskaya, I.A. Saprykina// Non-destructive structural studies of coins from the Uzundara Fortress using X-ray diffraction and neutron tomography. Eurasian Journal of Physics and Functional Materials. 2022, 6(4), 256-265.

6. M.Yu. Tashmetov, B.S. Yuldashev, S.M. Adizov, N.B. Ismatov // Studies of the internal structure of electrical devices and the archaeological heritage by the method of neutron radiography and tomography. Uzbek Journal of Physics. 2021, Vol.23, No.3, pp. 63-69.

LIGHT POWER FACTOR ON THE CHARACTERISTICS OF TWO-DIMENSIONAL P-N DIODES

Muhammadjon Dadamirzaev, Mamura Kosimova*, Azamat Maxmudov, Muzaffar Tursunov

Namangan Engineering Construction Institute, Namangan 160103 Uzbekistan *E-mail: omamuraqosimova@gmail.com (corresponding author)

Abstract.

The change in the reverse current with increasing light power is theoretically studied for p-n junction diodes operating in light in two-dimensional materials (BP/WSe2/MoTe2). This has been proven to be consistent with the photovoltaic mechanism, that the resulting photocurrent increases the reverse current. This is one of the main factors in the production of new low-power optoelectronic devices.

Keywords: p-n-junction, photo current, light, Two-dimensional materials, Opto-electrical interconnection circuits, photovoltaic mechanism

1. Introduction

The p-n junction, composed of two dissimilar semiconductors with opposite doping polarity, is the fundamental functional unit of electronic and optoelectronic devices, such as rectifiers [1], photodetectors [2–6], photovoltaics [7–11], and light-emitting diodes [12-15]. In the fabrication of conventional p-n junctions, the ion injection induced atomic doping or surface modification can affect the crystal structure and degrade the electrical properties, which will hinder the further applications of the constructed devices. Furthermore, as the size of semiconductor devices continues to decrease, various quantum effects gradually become prominent, and the classical device design theory will no longer be applicable, making the traditional semiconductor doping technology facing great challenges. Recently, owning to the atomic thin thickness and the thus derived outstanding properties, two-dimensional (2D) materials have attracted great attentions. It has revealed that, some 2D semiconductors, such as tungsten disulfide (WS₂), tungsten diselenide (WSe2), and black phosphorus (BP), allow for p-n junctions to be defined by electrostatic doping with local gates [10,16–21], providing new opportunities toward semiconductor doping and construction of new 2D p-n junctions. Compared with electrostatic strategies, light can also be used as external stimulus to modulate the device performance and has several additional advantages—for example, light can be remotely and accurately controlled, quickly switched and of very low energy consumption, which are of great significance for modern integrated optoelectronic interconnection circuits [22-28].

2. Methods

The light is used as an external simulator to drive the diodes. It was shown in [29] that light causes the formation of conduction bands in two-dimensional p–n junctions. The results of the experiment show that the density of the main charge carriers in the p-n junction depends on the power of the incident light. Photovoltaic effects are used to separate photoinduced electrons and holes in the p-n junctions of a black phosphor. At the same time, as shown in Fig. 1, when the light power is increased, the photoelectric effect can be observed.



Fig 1. ID-VDS curves of the device at various laser illumination powers.

As can be seen from Figure 1, with an increase in light power, the values of the open-circuit voltage and reverse current increase. This corresponds to the photoelectric mechanism.

When manufacturing diodes, it is important to calculate their power. Knowing the values of current and voltage, the power of the diode is calculated by the expression $P_{el} = I_{DS}U_{DS}$. On fig. 2, the dependence graph is presented U_{DS} in the form of a diagram [29].



Fig 2. Generated electrical power (PEL) as a function of VDS with different laser powers.

However, the change in the reverse current with increasing light power for light-activated p-n-junction diodes in 2D materials has not been sufficiently studied from a theoretical point of view.

Based on the foregoing, our goal in this work is to theoretically study the change in reverse current with increasing light power for light diodes with a p-n junction in 2D materials. This should show that it is consistent with the photovoltaic mechanism, that the resulting photocurrent causes an increase in reverse current.

3. Results and Discussion

For photodetectors based on two-dimensional semiconductor materials, the change in the current- voltage characteristics of the semiconductor photocurrent as a function of light intensity is considered. In this case, the Shockley equation can be used to calculate the total current of the two-dimensional transition [30]:

$$I_{ds} = \frac{mU_T}{R_s} W \left(\frac{I_s R_s}{mU_T} \exp(\frac{U_{ds} + I_s R_s}{mU_T}) \right) - I_s$$
(1)

here, I_s satura tion current, m- coefficient of imperfection current-voltage characteristic of p-n-junction, $U_T = \frac{kT}{q}$ - thermal voltage, W- Lambert function, R- resistance in series with the diode. Using expression (1), one can obtain the current-voltage characteristic of a two-dimensional 2D p-n-junction. Using expression (1), the total current of a two-dimensional 2D photodiode can be calculated as follows:

$$I_{ds} = \frac{mU_T}{R_s} W \left(\frac{I_s R_s}{mU_T} \exp(\frac{U_{ds} + I_s R_s}{mU_T}) \right) - I_s - I_c$$
(2)
Here,
$$I_s = e \left(\frac{D_h p_n}{R_s} + \frac{D_e n_p}{R_s} \right), \quad I_c = e I_0 \left(1 - \beta_0 \right), \quad \beta_0 = \beta_s + \beta_v = \frac{d \left(2L_n^2 + dL_s \right)}{2L_s^2 - L_s}$$
total losses for bulk and surface

recombination, $\beta_c = \frac{d}{L_s + d}$ - relative losses for surface recombination, $\beta_v = \frac{L_s d^2}{2(L_s + d)L_n^2}$ - relative volumetric recombination losses, $L_s = D_n/s$, d - illuminated area thickness, $I_0 = (1 - R)G\alpha$ - light intensity, α - light absorption coefficient [27]: $\alpha = A(hv - E_s - \Delta \varepsilon)^r$, if $hv \approx E_s$ then $\alpha = A(\Delta \varepsilon)^r$, T - grate temperature, E_s - bandgap, v - light frequency, h - Planck's constant, Δ - deformation potential, r - for a properly valid transition r = 1/2, correctly forbidden transition r = 3/2. A - coefficient for a correctly admissible transition $A = 2 \cdot 10^4$ [28], $G = W_i/h\omega$ - the number of photons incident on a unit surface. We total light energy $(n - 1)^2$ light reflectance.

photons incident on a unit surface, W_i – total light energy, $R = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2$ – light reflectance, n – refractive index of the medium, $L = \left(\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{e}\frac{n_n + p_p}{n_n p_p}\right)\sqrt{(\varphi_0 + U)}$ – space charge layer width, $L_s = D_e/s$, s – recombination

rate [31].

Taking into account the higher value for the photocurrent, we obtain

$$I_{c} = -\frac{eI_{0}}{1 + \frac{L}{L_{s}}} = \frac{eW\lambda(1 - R)A(\Delta\varepsilon)^{r}}{\left(1 + \left(\frac{2\varepsilon\varepsilon_{0}}{e}\frac{n_{n} + p_{p}}{n_{n}p_{p}}(\varphi_{0} + U)\right)^{\frac{1}{2}}\frac{s}{D_{e}}\right) \cdot hc}$$
(3)

Substituting (3) into (2), we obtain the expressions

$$I_{ds} = \frac{mU_T}{R_s} W \left(\frac{I_s R_s}{mU_T} \exp(\frac{U_{ds} + I_s R_s}{mU_T}) \right) - I_s - \frac{eW\lambda L_s (1 - R)A(\Delta \varepsilon)^r}{(L_s + L) \cdot hc}$$
(4)

Using this expression for the current-voltage characteristic of the p-n-junction, we get the graph shown in Figure.3.



Fig 3. ID-VDS curves of the device under different laser power illumination.



Fi 4. Generated electrical power (PEL) as a function of VDS with different laser powers.

On Fig.3 shows the experimental results [29] showing that the reverse current changes with increasing light power. This corresponds to the photovoltaic mechanism, and the resulting photocurrent increases the reverse current.

Calculate the power of the diode by the expression: $P_{el} = I_{DS}U_{DS}$

$$P_{el} = IU = \left(\frac{mU_T}{R_s}W\left(\frac{I_sR_s}{mU_T}\exp(\frac{U_{ds}+I_sR_s}{mU_T})\right) - I_s - \frac{eW\lambda L_s(1-R)A(\Delta\varepsilon)^r}{(L_s+L)\cdot hc}\right) \cdot U$$
(5)

Using equation (5), we obtain a plot of the diode power versus voltage at different light powers (Fig. 4).

As can be seen from Figure 4, starting from a power of 10 nW, 2D semiconductors begin to perceive light. The photovoltaic mechanism is observed as the light power increases.

4.Conclusions

In conclusion, in the experiment [29], it was shown that the reverse current changes with increasing light power for photodiodes with a p-n junction in two-dimensional ($BP/WSe_2/MoTe_2$) materials. It is shown that the results of theoretical calculations are in qualitative agreement with the experimental ones, it is shown that this corresponds to the photovoltaic mechanism, and the emerging photocurrent causes an increase in the reverse current. This is one of the main functions in the production of new low power optoelectronic devices.

References

1. R. Cheng,, F. Wang,, L. Yin, *et al*, "High-performance, multifunctional devices based on asymmetric van der Waals heterostructures" *Nat Electron* **1**, 356–361 (2018). https://doi.org/10.1038/s41928-018-0086-0

2. T. Yang, B. Zheng, Z. Wang, *et al.* "Van der Waals epitaxial growth and optoelectronics of large-scale WSe₂/SnS₂ vertical bilayer p–n junctions." *Nat Commun* **8**, 1906 (2017). https://doi.org/10.1038/s41467-017-02093-z

3. Z. Lou, Z. Liang, & G. Shen, "Photodetectors based on two dimensional materials." Journal of Semiconductors, 37(9), 091001. (2016). https://doi.org/10.1088/1674-4926/37/9/091001

4. C. Xia, & J. Li, "Recent advances in optoelectronic properties and applications of two-dimensional metal chalcogenides." Journal of Semiconductors, 37(5), 051001. (2016). https://doi.org/10.1088/1674-4926/37/5/051001

5. R. Cheng, D. Li, H. Zhou, C. Wang, A. Yin, S. Jiang, X. Duan, "Electroluminescence and Photocurrent Generation from Atomically Sharp WSe_2/MoS_2 Heterojunction p–n Diodes." Nano Letters, 14(10), 5590–5597. (2014). https://doi.org/10.1021/nl502075n

6. H. Yuan, X. Liu, F. Afshinmanesh, W. Li, G. Xu, J. Sun, Y. Cui, "Polarization-sensitive broadband photodetector using a black phosphorus vertical p-n junction." Nature Nanotechnology, 10(8), 707–713. (2015). https://doi.org/10.1038/nnano.2015.112

7. F. Wang, L. Yin, Z. X. Wang, K. Xu, F. M. Wang, T. A. Shifa, J. He, "Configuration-Dependent Electrically Tunable Van der Waals Heterostructures Based on MoTe₂/MoS₂." Advanced Functional Materials, 26(30), 5499–5506. (2016). https://doi.org/10.1002/adfm.201601349

8. J. S. Ponraj, Z.-Q. Xu, S. C. Dhanabalan, Mu, H, Y. Wang, J. Q. Yuan, ... Bao, "Photonics and optoelectronics of two-dimensional materials beyond graphene." Nanotechnology, 27(46), 462001. (2016). https://doi.org/10.1088/0957-4484/27/46/462001

9. Y. Deng, Z. Luo, N. J. Conrad, H. Liu, Y. Gong, S. Najmaei, "Black Phosphorus–Monolayer MoS₂ van der Waals Heterojunction p–n Diode." ACS Nano, 8(8), 8292–8299. (2014) https://doi.org/10.1021/nn5027388

10. M. M. Furchi, A.Pospischil, F. Libisch, J. Burgdörfer, & T. Mueller, "Photovoltaic Effect in an Electrically Tunable van der Waals Heterojunction." Nano Letters, 14(8), 4785–4791. (2014). https://doi.org/10.1021/nl501962c.

11. F. Wang, Z. Wang, K. Xu, F. Wang, Q. Wang, Y. Huang, "Tunable GaTe-MoS2 van der Waals p-n Junctions with Novel Optoelectronic Performance." Nano Letters, 15(11), 7558–7566. (2015). https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.5b03291.

12. C.-H. Lee, G.-H. Lee, A. M. van der Zande, W. Chen, Y. Li, M. Han, P. Kim, "Atomically thin p-n junctions with van der Waals heterointerfaces." Nature Nanotechnology, 9(9), 676–681. (2014). https://doi.org/10.1038/nnano.2014.150

13. Y. J. Zhang, T. Oka, R. Suzuki, J. T. Ye, & Y. Iwasa, "Electrically Switchable Chiral Light-Emitting Transistor." Science, 344(6185), 725–728. (2014). https://doi.org/10.1126/science.1251329

14. M. G. Dadamirzayev, M. O. Kosimova, "The effect of the variation of the electric field of the uhf waves on the cvc of the asymmetric p-n-junction Theoretical & Applied Science, 401-405. (2018). ISSN: 2308-4944 https://doi: 10.15863/TAS.2018.10.66.52

15. G. Gulyamov, U. I. Erkaboev, G. N. Majidova, M. O. Qosimova, A. B. Davlatov "New Method of Determining the Landau Levels in Narrow-Gap Semiconductors." *Open Journal of Applied Sciences*,**05**,771-775. (2015) https://doi: 10.4236/ojapps.2015.512073

16. A. Pospischil, M. Furchi, T. Mueller, "Solar-energy conversion and light emission in an atomic monolayer p-n-diode". *Nature Nanotech* 9, 257–261 (2014). https://doi.org/10.1038/nnano.2014.14

17. J. S. Ross, P. Klement, A. M. Jones, N. J. Ghimire, J. Yan, D. G. Mandrus, X. Xu, "Electrically tunable excitonic light-emitting diodes based on monolayer WSe₂ p–n junctions." Nature Nanotechnology, 9(4), 268–272. (2014). https://doi.org/10.1038/nnano.2014.26

18. H.-Y. Chiu, V. Perebeinos, Y.-M. Lin, & P. Avouris, "Controllable p-n Junction Formation in Monolayer Graphene Using Electrostatic Substrate Engineering." Nano Letters, 10(11), 4634–4639. (2010). https://doi.org/10.1021/nl102756r

19. M. Buscema, D.J. Groenendijk, G.A. Steele, H.S.J. van der Zant and A. Castellanos-Gomez, "Photovoltaic effect in few-layer black phosphorus p - n - j junctions defined by local electrostatic gating. Nature Communications" 5(1). (2014). https://doi.org/10.1038/ncomms5651

20. D. Li, M. Chen, Z. Sun, P. Yu, Z. Liu, P. M. Ajayan, & Z. Zhang, "Two-dimensional non-volatile programmable p-n junctions." Nature Nanotechnology, 12(9), 901–906. (2017). https://doi.org/10.1038/nnano.2017.104

21. J. W. Chen, S. T. Lo, S. C. Ho, *et al.* A gate-free monolayer WSe₂ p-n-diode." *Nat Commun* **9**, 3143 (2018). https://doi.org/10.1038/s41467-018-05326-x

22. Z. Ni, L. Ma, S. Du, Y. Xu, M. Yuan, H. Fang, D. Yang, "Plasmonic Silicon Quantum Dots Enabled High-Sensitivity Ultrabroadband Photodetection of Graphene-Based Hybrid Phototransistors." ACS Nano, 11(10), 9854–9862. (2017). https://doi.org/10.1021/acsnano.7b03569

23. Xiang, T. Liu, J. Xu, *et al.* "Two-dimensional multibit optoelectronic memory with broadband spectrum distinction." *Nat Commun* **9**, 2966 (2018). https://doi.org/10.1038/s41467-018-05397-w

24. G. Konstantatos, M. Badioli, L. Gaudreau, J. Osmond, M. Bernechea, F. P. G. de Arquer, F. H. L. Koppens, "Hybrid graphene-quantum dot phototransistors with ultrahigh gain." Nature Nanotechnology, 7(6), 363–368. (2012). https://doi.org/10.1038/nnano.2012.60

25. L. Ju, J. Velasco, E. Huang, S. Kahn, C. Nosiglia, H.-Z. Tsai, F. Wang, "Photoinduced doping in heterostructures of graphene and boron nitride." Nature Nanotechnology, 9(5), 348–352. (2014). https://doi.org/10.1038/nnano.2014.60

26. J. O. Island, S. I. Blanter, M. Buscema, H. S. J. van der Zant, & A. Castellanos-Gomez, "Gate Controlled Photocurrent Generation Mechanisms in High-Gain In₂Se₃ Phototransistors. Nano Letters, 15(12), 7853–7858. (2015). https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.5b02523

27. H. Fang, & W. Hu, "Photogating in Low Dimensional Photodetectors." Advanced Science, 4(12), 1700323. (2017). https://doi.org/10.1002/advs.201700323

28. E. Wu, Y. Xie, J. Zhang, H. Zhang, X. Hu, J. Liu, D. Zhang, "Dynamically controllable polarity modulation of MoTe₂ field-effect transistors through ultraviolet light and electrostatic activation." Science Advances, 5(5), eaav3430. (2019). https://doi.org/10.1126/sciadv.aav3430

29. D. Li, C. Zhu, H. Liu, X. Sun, B. Zheng, Y. Liu, A. Pan, "Light-triggered two-dimensional lateral homogeneous p-n diodes for opto-electrical interconnection circuits." Science Bulletin. (2019). https://doi.org/10.1016/j.scib.2019.12.018

30. B. W. H. Baugher, H. O. H. Churchill, Y. Yang and P. JarilloHerrero, Optoelectronic devices based on electrically tunable p - n - diodes in a monolayer dichalcogenide, Nature Nanotechnology, 9(4), 262–267. (2014) https://doi.org/10.1038/nnano.2014.25

31. J.Biscaras, Z. Chen, A. Paradisi, A. Shukla, "Onset of two-dimensional superconductivity in space

charge doped few-layer molybdenum disulfide". Nature Communications, 6(1). (2015).

https://doi.org/10.1038/ncomms9826

ВАРИЗОННАЯ КОНЦЕПЦИЯ ПОВЫШЕНИЯ КРИТИЧЕСКОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ

Борис Оксенгендлер*¹, Султан Сулейманов¹, Нигора Тураева² и Зафар Каримов³

¹Институт материаловедения АНРУз, Бодомзор йўли 2Б, 100084 Ташкент, Узбекистан,

*E-mail: oksengendlerbl@yandex.ru (автор для переписки)

²Webster University, Saint Louis, USA.

³Центр развития нанотехнологий при Национальном Университете Узбекистана имени Мирзо Улугбека, Ташкент, Узбекистан, ул. Университетская 4.

Аннотация

В широкой проблематике сверхпроводимости особую роль играет поиск как рецептов материалов, так и принципов (механизмов) повышения критической температуры высокой температуры сверхпроводимости (T_c) [1]. Среди предложенных принципов несомненно особую роль играет такое как фундаментальное понятие, как топологическое и фрактальное размерности объекта, и в этой связи необходимо отметить интуицию В.Л.Гинзбурга который много лет концентрирует внимание исследователей на сэндвичевых структурах (см. [2] – рис. 1).



механизмом зоной и ямами Эйри

Физика увеличения Т_с в сэндвичах по сравнению со свободной металлической пленкой обусловлена изменением потенциальной ямы, удерживающей два электрона – фермиона с превращением их в бозон с дальнейшей конденсацией Бозе-Энштейна; это происходит за счет дополнительных взаимодействии с неметаллическими прокладками и модификацией непосредственно границ раздела (последняя происходит за счет увеличения связывания путем поляризационного механизма, а также тунельных процессов электронов в металлической пленке) [1]. Конкретная величина измененного T_c может быть последовательно рассчитана в $\varepsilon(k,\omega)$ – формализме что реализовывалось в виде множества вариантов ([1-2]). Изучаемый в данной работе вариант ранее не рассматривался; он обусловлен не обычно принятой плоской зонной структурой, а их варизонным типом. Существенно, что при этом на поверхности появляется особая потенциальная яма (типа Эйри), и это радикально модифицирует электронную приповерхностную структуры, превращая уровни Тамма в нечто совершенно иное [3-6] (рис.2). Как показывают наши расчеты (в том же $\varepsilon(k,\omega)$ – формализме) эта замена модифицирует фактически все компоненты, требуемые для расчета Т_с. В частности, даже в весьма грубом приближении с использованием механизмов поляризации (апробированном в [2]) модифицирующая варизонность приводит к важному соотношению между критическими температурами сверхпроводимости с варизонностью и плоским вариантом:

$$\begin{split} & \chi \equiv T_c^{\text{Bap}} / T_c^{\text{III}} \cong (\widetilde{\Omega} / \Omega) \sqrt{(\tilde{\varepsilon}_0 + 1) / (\varepsilon_0 + 1)} > 1 \\ & \varepsilon_\circ = \varepsilon_1 \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}; \ \varepsilon_\circ = \varepsilon_1 \frac{\varepsilon_1 + \tilde{\varepsilon}_2}{\varepsilon_1 - \tilde{\varepsilon}_2}; \ \tilde{\varepsilon}_2 > \varepsilon_2; \ \widetilde{\Omega} > \Omega \end{split}$$

Во всех этих равенствах величины ε_i и Ω подразумевает долевое усреднение.

Интересно обсудить применимость описанной варизонной концепции к недавнему (шоковому!) событию возможному открытию сверхпроводимости при температуре выше комнатной (LK-99) [5-6] и интересных соображениям А.Кавокина и А.Захидова о возможной трактовке на основе предыдущей модельной теории [8]. В работе корейских исследователей [5-6] были высказаны соображения об особой роли сверхпроводимости (LK-99) совокупностей квантовых ям, получающихся в исследованной ими структуре; более того они высказали гипотезу о форме этих потенциальных ям. В работе же [7] эти потенциальные ямы представлялись как ямы Эйри. Нам представляются эти соображения интересными поскольку в цикле наших предыдущих работ [9-11] при изучении варизонности кристаллов с ионной связью мы строго получили некие потенциальные ямы вблизи поверхности именно в форме Эйри. В силу этого мы полагаем интересным соединить высказанные в данном сообщении идеи (рис.2) ям Эйри и электронных уровней Эйри играющих базовую роль в возрастании состоянии T_c в сверхпроводимости сэндвичей и для случая (LK-99). С нашей точки зрения, это может выглядеть следующим образом: вокруг оси проходящей через ионы кислорода необходимо построить коаксиальный многослойный цилиндрический конденсатор при зарядке которого образуется система цилиндрических сэндвичей. Такая модель с соблюдением условии mutatis mutandis представляется нам весьма полезной, ибо содержит конкретные теоретические выражения, связывающие Т_с с параметрами материала и структурой..

Ключевые слова: высокотемпературная сверхпроводимость, варизонность, сендвичная структура, уровни Эйри

Литература

1. Проблемы высокотемпературной сверхпроводимости / под ред. В.Л. Гинзбурга и Д.А. Киржница. М. Наука. 1977. 400 с.

2. В.Л. Гинзбург. УФН. 1970. Т.101. №2. 185-215 с.

- 3. B.L. Oksengendler, N.N. Turaeva. Doklads Physics. 2010. V.111. №3. p. 415-420
- 4. Б.Кутлимурадов, Б.Л. Оксенгендлер, А.С. Дорошкевич и др. УФЖ. 2022. 24(4). №4. 254-262
- 5. S. Lee et al. Preprint at. https://arXiv. Org/2307. 12037 (2023)
- 6. S. Lee, J. Kim, Y-W. Kwon. Preprint at. https://arXiv.org./abs/2307.12008.
- 7. A. Kavokin, A. Zakhidov. Materials Today. Comment 2023. (in press)
- 8. P. Skopolitis, A. Kavokin et al. Phys. Rev. Lett. (2018) v. 120. 107001

9. S.Kh.Suleymanov, B.L.Oksengendler et.al. Graded Gap Coatings for organic Solar Cells appl. Solar Energy. 58(5), 609 (2022)

10. Z.I. Karimov, B.L. Oksengendler *et. al.* Varisonality and Surfase Levels in Crystals with an Ionic Bond. Research Highlights in Science and Technology.2023. V.1. Chapter 7. p. 139-158

11. Z.I. Karimov et. al. Varisonicity and Surfase Levels in Ionic Crystals. Journal of Physics: Conference Series. 2388 (2022) 012003. p. 2-7

ОПТИЧЕСКИЕ И ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК ТВЕРДОГО РАСТВОРА Sb₂(S_x,Se_{1-x})₃ ДЛЯ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Разыков Т. М.^{1,2}, Кучкаров К. М.^{1,2}, Тиванов М. С.³, Эргашев Б.А.¹, Исаков Д.З¹, Махмудов З¹, Пиримметов М¹, Йулдошов Р Т.¹, Музафарова С², Байко Д. С.³, Ляшенко Л. С.³

¹Физико-технический институт АН РУз, Узбекистан, 100084, Ташкент, ул. Чингиза Айтматова, 2Б ²Научно-исследовательский институт физики полупроводников и микроэлектроники ³Физический факультет, Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь *E-mail: k.kuchkarov@mail.ru

Аннотация

Методом вакуумного термического испарения были получены высококачественные кристаллические пленки $Sb_2(S_x, Se_{1-x})_3$ из порошков бинарного соединения Sb_2S_3 и Sb_2Se_3 , при температуре подложки 300° С. Исследовано влияние атомарного состава S/(S+Se) синтезированных пленок на оптические и электрические свойства $Sb_2(S_x, Se_{1-x})_3$. Ширина запрещённой зоны пленок твердого раствора увеличивается с ростом концентрации сера в полученных пленок. Электропроводность пленок изменяется в пределах $1.1 \times 10^{-4} \div 3.2 \times 10^{-4}$ ($Om \times cm)^{-1}$ в зависимости от соотношения атомарной концентрации S/(S+Se). Эти результаты определяют рост высококачественных тонких пленок Sb_2Se_3 и являются основными факторами для получения эффективных солнечных элементов на основе $Sb_2(S_x, Se_{1-x})_3$ с использованием метода вакуумного осаждения из порошков бинарного соединения Sb_2S_3 и Sb_2Se_3 при температуре подложки 300° С.

Ключевые слова: Sb₂Se₃, Sb₂S₃, Sb₂(Se,S)₃, твердый раствор, ширина запрещенной зоны, коэффициент поглощения, электропроводность, энергия Урбах

1. Введение

В настоящее время исследователи уделяют особое внимание использованию халькогенидных бинарных соединений Sb₂Se₃, Sb₂S₃ и твердых растворов Sb₂(S_x,Se_{1-x})₃ на их основе (химическая формула Sb₂X₃), в качестве поглощающего слоя для солнечных элементов [1]. Это обусловлено тем, что физические свойства (р-тип проводимости, запрещенная зона $E_g=1,1\div1,8$ эВ, высокий коэффициент поглощения $\alpha > 10^5$ см⁻¹ (в видимой области солнечного излучения), низкая температура плавления (Sb₂Se₃-612°C, Sb₂S₃- 550°C) и высокое парциальное давление этих материалов очень близки к свойствам Cu(In,Ga)(Se,S)₂ [2]. Кроме того, элементы, входящие в эти материалы, имеют относительно низкую стоимость (распространенность в природе), стабильность при внешних воздействиях и нетоксичность [3]. Это даст возможность изготовить экологически чистые и эффективные солнечные модули, а также открыть пути их широкого изготовления в промышленном масштабе.

За последние годы разработаны методы получения Sb₂(S_x,Se_{1-x})₃ тонких пленок, внедрение новых структур и исследование их физических свойств привело к повышению эффективности солнечных элементов. На сегодняшний день достигнута эффективность 5,6%; 5,79%; 7,3%; 10,5% [4,5,6,7] для солнечных элементов на основе новых структур FTO/TiO₂/Sb₂(S_{0,32},Se_{0,68})₃/Au; ITO/CdS/Sb₂(S_{0,2}Se_{0,8})₃/Au; FTO/CdS/Sb₂(S,Se)₃/Spiro/Au путем управления составом базового слоя, контролируя соотношение S/Se. Кроме того, эффективность солнечных элементов связана с методами получения базового слоя. В настоящее время в солнечных элементах применяются, низковакуумные, высоковакуумные и химические методы получения базового слоя [8-19].

Все вышеуказанные свойства делают пленки Sb_2X_3 конкурентоспособной заменой обычных поглотителей (CdTe/CIGSe/CZTSe) в тонкопленочных солнечных элементах. Однако, несмотря на вышеупомянутые свойства пленки на основе Sb_2X_3 недостаточно изучены. Последние представленные исследования констатируют результат низкой эффективности по сравнению с материалами CdTe и CIGSe. Следовательно, необходимо сфокусировать исследования по изучению пленок на основе Sb_2X_3 , усилить исследования по повышению эффективности этих пленок.

Ранее нами были исследованы структурные и морфологические свойства пленок Sb₂Se₃, полученные методом химически молекулярно-пучкового осаждения (ХМПО) из порошков

бинарного соединения Sb₂Se₃ при различных температурах подложек. Полученные результаты показали, что все пленки были обогащены сурьмой и имели орторомбическую структуру с преимущественной ориентацией (120) и (221) и размеры кристаллитов пленок составляли 200-300нм [20,21].

В данном работе были исследованы оптические и электрофизические свойства тонких пленок Sb₂(S_x,Se_{1-x})₃ твердого раствора, полученных вакуумным методом.

2. Эксперимент

Элементный (химический) состав синтезированных пленок определялся методом рентгеноспектрального микроанализа (PCMA) с использованием энергодисперсионного безазотного спектрометра Aztec Energy Advanced X-Max 80. Содержание С (ат. %) химических элементов в образцах приведено в Таблице 1. Как видно из таблицы пленки имеют стехиометрический состав или близки к нему. Оптические и электрофизические свойства получаемых пленок зависит от соотношения атомарного состава S/(S+Se).

О бразец, N		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
<i>С</i> , ат. %	Sb	40.22	40.38	40.53	39.9	39.81	39.76	39.93	39.45	38.92	40.76
	S	-	8.29	12.98	23.87	25.67	32.73	40.09	49.75	51.26	59.24
	Se	59.78	51.33	46.49	36.23	34.51	27.51	19.98	10.8	9.83	-
Sb/(S+Se)		0.67	0.68	0.68	0.66	0.66	0.66	0.66	0.65	0.64	0.69
S/(S+Se)		0.00	0.14	0.22	0.40	0.43	0.53	0.67	0.82	0.84	1.00

Таблица 1. Химический состав пленок Sb2(Sx,Se1-x)3

Тонкие пленки твердого раствора $Sb_2(S_x, Se_{1-x})_3$ были получены вакуумно- термическим испарением. В качестве исходного материала был использован порошок изготовленного из селенида серы Sb_2S_3 и сурьмы Sb_2Se_3 высокой чистотой (99.999%) в разных соотношениях SbS/(SbS+SbSe)= 0÷1 ($SbS=100\div0$ мгр, $SbSe=0\div100$ мгр.) соответственно. Испарение порошка производилось с помощью кварцевых испарителей (тиглей). Кварцевые тигли нагревались (2-3 раза) при высоком (- 10^{-6} мм.рт.ст.) вакууме молибденовых цилиндрообразных спиралей. В рабочей камере расстояние между подложкой и тиглями составляет 5 см. В качестве подложки исползовалось содово-известковое стекло. Перед осаждением тонких пленок $Sb_2(S_x,Se_{1-x})_3$ производилось при давлении остаточных газов в вакуумной камере - 10^{-5} - 10^{-6} мм.рт.ст.

В процессе осаждения Sb₂(S_x,Se_{1-x})₃ температура подложки составляла 300°С, а температура испарителя в течение всего процесса нанесения пленки поддерживалась постоянной ~ 650°С. Скорость осаждения тонких пленок была равна $\approx 0,1$ мкм/мин. После нанесения проводилось медленное охлаждение при высоком вакууме. Толщина нанесенных пленок измерялась методом микроизвещением, и составляла 2 мкм.

3. Обсуждение результатов

С использованием многофункционального сканирующего спектрофотометра PHOTON RT (EssentOptics) были определены зависимости коэффициента отражения (R) и коэффициента пропускания (T) от длины волны излучения (λ) в диапазоне от 400 до 3000 нм в неполяризованном свете, представленные на Рисунке 1.



Рис. 1. Спектры отражения и пропускания тонких пленок Sb₂(S_x, Se_{1-x})₃

Как видно из рисунка 1, тонкие пленки Sb₂(S_x ,Se_{1-x})₃ практически не пропускают световое излучение видимого диапазона. На спектрах отражения видны периодические пики и впадины, обусловленные интерференционными явлениями, что свидетельствует о высоком структурном совершенстве тонких пленок.

Коэффициент поглощения α может быть рассчитан из измерений коэффициента отражения R и коэффициента пропускания T по формуле:

$$\alpha = -\frac{1}{t} \ln \left(\frac{\sqrt{(1-R)^4 + 4T^2 R^2} - (1-R)^2}{2TR^2} \right), \qquad (1)$$

где t – толщина образца, R – коэффициент отражения, T – коэффициент пропускания.

Ширина запрещенной зоны исследуемых пленок E_g определялась экстраполяцией прямолинейного участка зависимости $(\alpha h \upsilon)^2$ от энергии фотона hu до пересечения с осью абсцисс. Спектральные зависимости $(\alpha h \upsilon)^2$ от hu для пленок $Sb_2(S_x, Se_{1-x})_3$ и рассчитанные по ним значения ширины запрещённой зоны приведены на Рисунке 2. Зависимость значения ширины запрещенной зоны от элементного состава S/(S+Se) в тонких пленках представлена на Рисунке 3, сплошная кривая представляет собой квадратичную аппроксимацию измеренных значений энергии запрещенной зоны. Наблюдается рост значений ширины запрещенной зоны от 1,09 эВ для Sb2Se3 до 1,65 эВ для Sb₂S₃ по мере увелечения концентрации S в синтезируемых тонких пленках Sb₂(S_x,Se_{1-x})₃.



Для изучения влияния состава элементов S/(S+Se) на электрические свойства пленок Sb₂(S_x,Se_{1-x})₃ были измерены удельные сопротивления методом Ван-дер-Пау, а также исследованы температурные зависимости электропроводности. Электрофизические параметры пленок Sb₂(S_x,Se_{1-x})₃ (σ , E_{ак} и тип проводимости) приведены в таблице 2.
Как видно из таблицы 2, с увеличением соотношения атомарного состава пленок S/(S+Se) наблюдается уменьшение электропроводности пленок твердого раствора Sb₂(S_x,Se_{1-x})₃. Все пленки имеют р- тип проводимости.

Таблица 2. Тип проводимости, удельная электропроводимость и энергии активации пленок, полученных											
при различных соотношениях S/(S+Se)											
$S/(S+S_{0})$	Δ	0.14	0.22	0.4	0.42	0.52	0.61	0.67	0.02	0.94	1

S/(S+Se)	0	0,14	0,22	0,4	0,43	0,53	0,61	0,67	0,82	0,84	1
Толщина d (мкм)	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2
Сопротивление R (Ом)	$^{2,2 imes}_{10^8}$	$^{2,4 imes}_{10^8}$	$2,7 \times 10^{8}$	$3,3 \times 10^{8}$	4×10^8	$4,1 \times 10^{8}$	$4,5 \times 10^{8}$	$4,8 \times 10^{8}$	$5,1 \times 10^{8}$	5,9× 10 ⁸	$^{6,5 imes}_{10^8}$
Удельное сопротивление р (Ом×см) при 300 К	$3,13 \times 10^{3}$	$3,34 \times 10^{3}$	$3,74 \times 10^{3}$	$4,61 \times 10^{3}$	5,57 ×10 ³	5,79× 10 ³	$6,29 \times 10^{3}$	$6,67 \times 10^{3}$	$7,15 \times 10^{3}$	$8,21 \times 10^{3}$	9,0× 10 ³
Удельная электропрово дность о (Ом×см) ⁻¹ при 300 К	3,20× 10 ⁻⁴	3,00× 10 ⁻⁴	2,67× 10 ⁻⁴	2,17× 10 ⁻⁴	1,79 ×10 ⁻⁴	1,73× 10 ⁻⁴	1,59× 10 ⁻⁴	1,50× 10 ⁻⁴	1,40× 10 ⁻⁴	1,22× 10 ⁻⁴	1,10× 10 ⁻⁴
Энергия активации Е _{А1} (мэВ)	15,98	73,25	27,15	24,21	14,8 4	18,94	19,59	193,0 9	8,67	4,77	15,98
Энергия активации E _{A2} (мэВ)	7,35	2,97	16,73	11,83	1,01	2,68	11,39	6,19	2,22	1,58	7,35
Тип проводимости	р	р	р	р	р	р	р	р	р	р	р

Для объяснения уменьшение электропроводности полученных образцов в зависимости от соотношения элементов S/(S+Se) были изучены температурные зависимости электропроводимости. Из этих зависимостей найдены энергии активации образцов различного состава.

Энергия Урбаха EU дает информацию о существовании локализованных состояний в области запрещенной зоны. Их наличие связано с ненасыщенными связями и/или дефектами в пленках. В области низких энергий фотонов (hv < Eg) выполняется эмпирическое правило Урбаха [5]:

$$\alpha = \alpha_0 \exp\left[\frac{hv}{E_U}\right] \quad (2)$$

где α₀ - константа.

Значение EU может быть получено по наклону линейной части кривой зависимости ln(α) от hv, как показано на Рисунке 4. Зависимость значения энергии Урбаха от элементного состава S/(S+Se) в тонких пленках представлена на Рисунке 5, сплошная кривая представляет собой квадратичную аппроксимацию измеренных значений энергии запрещенной зоны.



4. Заключение

Методом вакуумного осаждения получены поликристаллические тонкие пленки твердых растворов Sb₂(S_x,Se_{1-x})₃. Установлено, что с увеличением доли серы монотонно возрастает ширина запрещенной зоны (E_g= $1.1 \div 1.6$ эВ) синтезированных тонких пленок, полученных при соотношениях S/(S+Se) равных 0.00, 0.14, 0.22, 0.40, 0.43, 0.53, 0.67. Результаты измерения электрофизических свойств пленок показали, что с увеличением соотношения атомарной концентрации S/(S+Se) уменьшается удельная электропроводимость. Все образцы имели р-тип проводимости.

Для всех образцов значения энергии Урбах E_U находятся в пределах от 0.16 эВ до 0.35 эВ, что свидетельствует о достаточно низкой дефектности пленок.

Funding

This work was supported by the Ministry of innovative development of the Republic of Uzbekistan (Grant N° MRB-2021-540) and the State Committee on Science and Technology of the Republic of Belarus (Grant No: F21UZBG-022).

Литература

1. Xiaomin Wang, Rongfeng Tang, Chunyan Wu, Development of antimony sulfide–selenide Sb₂(S, Se)₃ - based solar cells. Journal of Energy Chemistry 27 (2018) 713–721.

2. Xiaomin Wang, Rongfeng Tang, Chunyan Wu, et al, Development of antimony sulfide–selenide Sb₂(S,Se)₃ -based solar cells. Journal of Energy Chemistry 27 (2018) 713–721.

3. Abdurashid Mavlonov, Takhir Razykov, Fazal Raziq, et al, A review of Sb₂Se₃ photovoltaic absorber materials and thin-film solar cells. Solar Energy Volume 201, 1 May 2020, Pages 227-246.

4. Y. Zhou, L. Wang, S. Chen, S. Qin, X. Liu, J. Chen, D. Xue, M. Luo, Y. Cao, Y. Cheng, E. H. Sargent, J. Tang, Thin-film Sb₂Se₃ photovoltaics with oriented one-dimensional ribbons and benign grain boundaries, Nature Photonics, 9 (2015) 409–415.

5. B. Yang, S. Qin, D. Xue, Chao Chen, Yi-su He, D. Niu, H. Huang, J. Tang, In situ sulfurization to generate $Sb_2(S_xSe_{1-x})_3$ alloyed films and their application for photovoltaics, Prog. Photovolt: Res. Appl. 25 (2016) 113-122.

6. Xiaobo Hu, Jiahua Tao, Rui Wang, Youyang Wang, Yanlin Pan, Guoen Weng, Xianjia Luo, Shaoqiang Chen, Ziqiang Zhu, Junhao Chu, Hidefumi Akiyama. Fabricating over 7%-efficient Sb₂(S,Se)₃ thin-film solar cells by vapor transport deposition using Sb₂Se₃ and Sb₂S₃ mixed powders as the evaporation source. Journal of Power Sources 493 (2021) 229737.

7. Xiaomin Wang, Rongfeng Tang, Chenhui Jiang, Weitao Lian, Huanxin Ju, Guoshun Jiang, Zhiqiang Li, Changfei Zhu, and Tao Chen. Manipulating the Electrical Properties of Sb2(S,Se)3 Film for High-Efficiency Solar Cell. Adv. Energy Mater. 2020, 2002341, DOI: 10.1002/aenm.202002341.

8. Mamta, Yogesh Singh, K.K. Maurya, et al, A review on properties, applications, and deposition techniques of antimony selenide. Solar Energy Materials & Solar Cells 230 (2021) 111223.

9. Y.H, Kim, Y.B, Jeong, M. et al, Crystal growth direction-controlled antimony selenide thin film absorbers produced using an electrochemical approach and intermediate thermal treatment. Solar Energy Materials and Solar Cells, 2017, 172, 11–17.

10. Weihuang Wang, Xiaomin Wang, Guilin Chen, el at, Deposition of metal chalcogenide thin films by successive ionic layer adsorption and reaction (SILAR) method. Bulletin of Materials Science, 2004, 27 (2), 85–111.

11. Y. Zhou, M. Leng, Z. Xia, et.al, Solution-processed antimony selenide heterojunction solar cells, Advanced Energy Materials, 4 (2014) 1301846.

12. M.D. Khan, M. Aamir, M. Sohail et.al, Novel single source precursor for synthesis of Sb₂Se₃ nanorods and deposition of thin films by AACVD: Photo-electrochemical study for water reduction catalysis, Solar Energy 169 (2018) 526.

13. X. Liu, J. Chen, M. Luo, et al, Thermal evaporation and characterization of Sb₂Se₃ thin film for substrate Sb₂Se₃/CdS solar cells, ACS Applied Materials Interfaces 6 (2014) 10687.

14. Mustafa, F.I, Gupta, S, Goyal, N, et al, Effect of temperature on the optical parameter of amorphous Sb-Se thin films. Journal of Optoelectronics and Advanced Materials, 11 (12), 2019.

15. Wang, L, Li, D.-B, Li, K, Chen, et al, Stable 6%-efficient Sb₂Se₃ solar cells with a ZnO buffer layer. Nature Energy, 2017, 2 (4), 17046.

16. Liu, X, Xiao, X, Yang, Y, et al, Enhanced Sb₂Se₃ solar cell performance through theory-guided defect control. Progress in Photovoltaics: Research and Applications, 2017, 25 (10), 861–870.

17. Liang, G.-X, Zhang, X.-H, Ma, H.-L, et al, Facile preparation and enhanced photoelectrical performance of Sb₂Se₃ nanorods by magnetron sputtering deposition. Solar Energy Materials and Solar Cells, 2017, 160, 257–262.

18. Hutter, O.S, Phillips, L.J, Yates, P.J, et al, CSS Antimony selenide film morphology and high efficiency PV devices. In: 2018 IEEE 7th World Conference on Photovoltaic Energy Conversion (WCPEC) (A Joint Conference of 45th IEEE PVSC, 28th PVSEC & 34th EU PVSEC). IEEE, pp. 0027–0031.

19. Xinsheng Liu, Jie Chen, Miao Luo, Thermal Evaporation and Characterization of Sb₂Se₃ Thin Film for. Appl. Mater. Interfaces 2014, 6, 10687–10695.

20. T. M. Razykov, A. Kh. Shukurov, K. M. Kuchkarov, et al, Morphological and Structural Characteristics of Sb₂Se₃Thin Films Fabricated by Chemical Molecular Beam Deposition. Applied Solar Energy volume 55, pages 376-379, 2019.

21. Т.М. Razykov, A.X. Shukurov, K.M. Kuchkarov, et al, Gas- transport deposition: Optimization of growth technique for Sb₂Se₃ thin film deposition. Гелиотехника 2017, №3, стр. 7-11.

ВОЛЬТАМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА СОЛНЕЧНОГО ЭЛЕМЕНТА *n*CdS/*p*CdTe C ТОНКИМ ПЕРЕХОДНЫМ *i* - СЛОЕМ

Ш.Б. Утамурадова¹, Ш.С. Далиев¹, С.А. Музафарова^{*1}, А.С. Ачилов^{1,2}, М.А. Махмудов²

Институт физики полупроводников и микроэлектроники НУ Узбекистана¹. Улица Янги Алмазор 20, Ташкент 100057, Узбекистан. *E-mail: <u>samusu@rambler.ru</u> (corresponding author) Физико-технический институт, Академия Наук Республики Узбекистан². Улица Чингиза Айтматова 2Б, Ташкент 100084, Узбекистан.

Аннотация.

В работе исследованы вольтамперные характеристики тонкопленочного солнечного элемента CdS/CdTe с переходным i- слоем интерфейса из твердого раствора CdTe_{1-x}S_x в зависимости от температуры. Изучены такие параметры устройства, как толщина, запрещенная зона, плотность внутренних состояний, плотность состояний, подвижность электронов и дырок, плотность ловушек, функция работы металла, температура, которые могут влиять на эффективность CdS/CdTe солнечного элемента.

Ключевые слова: сульфид кадмия, теллурид кадмия, интерфейс, тонкопленочные солнечные элементы, твердый раствор, запрещенная зона.

Несмотря на несоответствие решетки в 10% между CdTe и CdS, сформированный гетеропереход обладает превосходными электрическими характеристиками, что приводит к высокому коэффициенту заполнения 0,77 В произведенных солнечных элементах. СЭ с базовым слоем теллурида кадмия имеет самый высокий теоретический коэффициент полезного действия -29% Максимальная экспериментальная эффективность 16.5% зафиксирована для СЭ на основе гетероперехода CdS/CdTe [1]. Эффективность СЭ на основе *n*-CdS/*p*-CdTe во многом определяется совершенством состава, структуры, геометрическими размерами и фазами твердого раствора (ТР) CdTe_{1-x}S_x, который формируется на границе раздела гетероструктуры [2,3]. Актуальной задачей является получения *n*-CdS/*p*-CdTe – гетероструктуры с малой концентрацией неконтролируемых примесей и малыми толщинами переходного *i*-слоя. Для проведения исследований были изготовлены *n*-CdS/*p*-CdTe – гетероструктуры по технологии, описанной в работе [4]. Исследование вольтамперных характеристики (ВАХ) гетероструктуры проводилось в температурном диапазоне 273-433К. Как и все другие полупроводниковые приборы, солнечные элементы чувствительны к температуре. Повышение температуры уменьшает ширину запрещенной зоны полупроводника, тем самым влияя на большинство параметров материала полупроводника. Уменьшение ширины запрещенной зоны полупроводника с ростом температуры можно рассматривать как увеличение энергии электронов в материале. Поэтому для разрыва связи необходима более низкая энергия. В солнечном элементе параметром, на который больше всего влияет повышение температуры, является напряжение холостого хода. Исследование поведения солнечных элементов с температурой (Т) важно, так как в наземных применениях они обычно подвергаются воздействию температур в диапазоне от 15° C (288 K) до 50° C (323 K). Повышение температуры уменьшает ширину запрещенной зоны полупроводника, тем самым влияя на большинство параметров материала полупроводника, которого можно рассматривать, как увеличение энергии электронов в материале. Поэтому повышение температуры уменьшает ширину запрещенной зоны.



Рис.1.Вольтамперные характеристики nCdS/pCdTe гетероструктуры в прямом направление при различных температурах (а) и их сублинейный участки (в). Обозначения BAX соответствуют следующим температурам: T, K: 1 – 293, 2 – 313, 3 – 333, 4 – 353, 5 – 373, 6 – 393, 7 – 413, 8 – 433.

Результаты исследования показывают, что значение $\mu_p \tau_p n \text{CdS}/p \text{CdTe}$ гетероструктуры с повышением температуры увеличивается. Например, значение $\mu_p \tau_p \approx 1.43 \cdot 10^{-7} \text{ см}^2/\text{B}$ при T = 293 K, а при T = 353 K – $\mu_p \tau_p \approx 3.9 \cdot 10^{-7} \text{ см}^2/\text{B}$. Исследованием температурной зависимости сублинейного участка ВАХ показывает, что глубокие уровни в *i*-слое интерфейса, TP CdTe_{1-x}S_x, распределены непрерывно и их концентрация возрастает с приближением к середине запрещенной зоны.

Список литературы

1. A. Alam, A. Ojo, J. Jasinski, I.M. Dharmadasa, Magnesium incorporation in n-CdTe to produce wide bandgap p-Type CdTe: Mg window layers. Chem Engineering 2(4), 59 (2018)

2. Utamurodova Sh.B, Muzafarova S.A. Ramazonov A.U, Kenzhaeva Z.S. International Scientific Journal "Global science and innovations 2021: Central Asia" Nur-Sultan, 2021.p 9093

3. K.Durose, P.R. Edwards, D.P. Holliday. J. Cryst. Growth, 197, 733 (1999).

4. С.А. Музафарова, Ш.А. Мирсагатов, Ж. Жанаберганов. ФТТ, Т.49, вып. 6, 1111 (2007).

ИНВЕРСИОННЫЕ ФОТОПРИЕМНИКИ ДЛЯ КОНТРОЛЯ ПЛАМЕНИ ПО СПЕКТРУ ИЗЛУЧЕНИЯ

Ш.Б. Утамурадова¹, Ш.С. Далиев¹, С.А. Музафарова^{*1}, А.С. Ачилов^{1,2}, М.А. Махмудов²

¹Институт физики полупроводников и микроэлектроники НУ Узбекистана¹. Улица Янги Алмазор 20, Ташкент 100057, Узбекистан. *E-mail: <u>samusu@rambler.ru</u> (corresponding author)

²Физико-технический институт, Академия Наук Республики Узбекистан². Улица Чингиза Айтматова 2Б, Ташкент 100084, Узбекистан.

Аннотация

Основным элементом системы автоматики контроля пламени горелок котлоагрегатов являются фотоприемники, обладающие спектральной фоточувствительностью, в диапазоне спектра излучения используемого топлива, как для запальника, так и для основной горелки.

Ключевые слова: Фотоприёмник, оксид кадмия, теллурид кадмия, плёнки, инверсия, спектр, угол обзора.

Одним из традиционных способов защиты фотоприемника от фонового излучения обосновано для использования светофильтров позволяющие работы широкополосных ФП в узком спектральном диапазоне [1]. Однако применение светофильтров приводит к уменьшению абсолютной величины полезного сигнала. Существует, также способы применения многослойных светофильтров в зависимости от яркостной температуры спектра излучения [2].

Задачей системы предупреждения топочных взрывов является быстрое прекращение подачи топлива при погасании или потускнении факела в топке. Для контроля погасания пламени можно использовать фотоэлектрические датчики. Однако угол обзора существующих фотоприемников не превышает 10-15°, в результате которого небольшое перемещение или пульсации пламени от оптической оси, может быть воспринято как его погасание. Следовательно, должны быть использованы фотоприемники с перестраиваемым спектром фоточувствительности или многоэлементный фотоприемник взаимно не перекрываемой фоточувствительностью в диапазоне 0,38-0,6мкм оптического излучения, который является «слепым» для излучения за пределами указанного диапазона. Применение фотоприемников чувствительных в диапазоне ближней УФ и ближней видимой части спектра оптического излучения может быть полезным при решении выше указанной проблемы. Указанная задача решается путем применения фотоприемников широкополосной фоточувствительностью, например, типа ФД-7К, который имеет диапазон спектральной характеристики Δλ =0,4-1,1 мкм с λ_{max}=0,82-0,86 с рабочим напряжением в фотодиодном режиме V-20B.Параметры спектрального распределения фоточувствительности устройства ФД-7К относительно спектру излучения пламени газомазутного топлива показаны на рис.1.



Рис 1. Спектральное распределение фоточувствительности фотоприемников CdTe/CdO и ФД-7К относительно спектра излучения пламени газомазутного топливо.

Одним из возможных вариантов для решения поставленной задачи является применение инверсионных фотоприемников, имеющие спектрально зависимое положение точки инверсии фототока от напряжения смещения. Сущность инверсии знака фотоЭДС и принцип слежения за спектром излучения подробно изложены в [3].

Синтезированы пленки CdO, CdS с различными размерами зерен со столбчатой структурой (10 мкм-40 мкм) для создания инверсионных фотоприемников. Приведенное исследование показали, что с уменьшением величины зерен пленок твердого раствора от 40 мкм до 10 мкм угол обзора увеличивается от 120^{0} до 135^{0} , но при этом величина выходного сигнала уменьшается в 7-8 раз [4]. А увеличение величины зерен приводит к уменьшению угла обзора ФП. Инверсионные фотоприемники представляют собой структуру на основе CdTe/CdO, наличием в них двух переходов, включенных в противоположных направлениях, которые получены особым технологическим способом.

Список литературы

- 1. Т.Р. Горрисон. Радиационная пирометрия «Мир» 1984.
- 2. Патент Швейцарии №466486 1989. мки 1101 L 31/04.
- 3. А.С. СССР №45041 1985 БИ №3

4. Utamurodova Sh.B, Muzafarova S.A. The American Journal of Applied Sciences (ISSN – 2689-0992) Published: October 31, 2020 | Pages: 83-96

ИЗУЧЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ СТЕПЕНИ РАЗУПОРЯДОЧЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВМОНОКРИСТАЛЛОВ Si(111) и Ge ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ ИОНАМИ НИЗКИХ ЭНЕРГИИ.

Б.Е. Умирзаков, И.Р. Бекпулатов, И.Х. Турапов, Ж. М. Жумаев

Ташкентский государственный технический университет, Ташкент, Узбекистан

Аннотация

С использованием методов оже – электронной спектроскопии, регистрации угловых зависимостей коэффициента неупруго отраженных электронов η и спектроскопии упругоотраженных электронов изучены изменение состава, степени разупорядочение приповерхностных слоев Si(111) при бомбардировке ионами Ar⁺ и K⁺ с вариацией энергии E₀~ от 1 до 10 кэВ, и доза ионов ~ от 10¹³ до 10¹⁷ см⁻². Обнаружено, что хотя атомы Ar и K обладают одинаковыми массами, при одинаковых энергиях ионов степень разупорядочения приповерхностных слое Si(111) существенно отличается. Наблюдаемый эффект объясняется существенным отличием их ионных радиусов.

Ключевые слова: низкоэнергетическая бомбардировка, поверхность, монокристалл, островковый рост, доза ионов.

В последнее годы метод низкоэнергетической ионной бомбардировки широко используется для получение наноразмерных фаз и пленок (слоев) с заданными физическими свойствами на поверхности металлов, полупроводников и диэлектрических пленок [1-6]. В процессе ионной бомбардировки монокристаллов наряду с изменением состава ионно-легированных слоев, вследствие образование большое количество радиационных дефектов, происходит разупорядочение приповерхностных слоев вплоть до аморфизации.

С использованием методов оже – электронной спектроскопии, регистрации угловых коэффициента отраженных зависимостей неупруго электронов И спектроскопии η упругоотраженных электронов изучены изменение состава, степени разупорядочение приповерхностных слоев Si(111) при бомбардировке ионами Ar⁺ и K⁺ с вариацией энергии $E_0 \sim$ от 1 до 10 кэВ, и доза ионов ~ от 10^{13} до 10^{17} см⁻². Обнаружено, что хотя атомы Ar и K обладают энергиях массами. при одинаковых ионов степень разупорядочения одинаковыми приповерхностных слое Si(111) существенно отличается. Наблюдаемый эффект объясняется существенным отличием их ионных радиусов.



Рис. 1 Угловые зависимости $\eta(\varphi)$ для Si, бомбардированного ионами Ar⁺ с $E_0 = 5$ кэВ разными дозами D, см⁻²: 1 – 0; 2 - 6·10¹³; 3 - 2·10¹⁴; 4 - 2·10¹⁵

Видно, что на зависимости η(φ) чистого Si обнаруживается явно выраженные максимумы соответствующие к различным кристаллическим направлениям Si(111). В случае ионной бомбардировку с малых доз интенсивности всех максимумов уменьщается. При этом интенсивности

пиков при углах меньше, чем ~ $20 - 30^{0}$ умещается быстрее. Уже при D $\approx 2 \cdot 10^{14}$ см⁻² все максимумы практически сглаживаются, т.е. происходит полное разупорядочение приповерхностных слоев Si.



Рис.2 Зависимость относительной интенсивности основного максимума кремния ΔI_{η} от дозы облучения при $E_0 = 3$ кэВ: 1 - Ar^+ ; 2 - K^+ .

На рис. 2 представлен зависимость интенсивности первого максимума ΔI_{η} , от дозы облучения для Si (111) бомбардированного иона Ar⁺ и K⁺ с E₀ = 3 кэВ разными дозами. На зависимостях независимо от типа иона наблюдается три характерные участки: при малых дозах ΔI_{η} уменьщается слабо, затем происходит резкое уменщение и начиная с определенной дозы значение ΔI_{η} приближается к нулю, т.е. происходит полное разупорядочения (аморфизация) ионно – бомбардированных слоев. В случае ионов Ar⁺ разупорядочение начинается с D $\approx 2 \cdot 10^{14}$ см⁻², а полная аморфизация происходит с D $\approx 6 \cdot 10^{14}$ см⁻². В случае Na⁺ разупорядочение начинается с D $\approx 5 \cdot 10^{14}$ см⁻², а полная иорфизация с - $2 \cdot 10^{15}$ см⁻². Массы и атомные радиуси Ar⁺ и K⁺ мало отличаются друг от другу. Поэтому наблюдаемые разницы в степени аморфизации можно объяснять резким отличием их ионных радиусов: $r_{Ar+} \approx 1,88$ Å, $r_{K+} \approx 1,33$ Å.

Литература

1. Chan, W. L. & Chason, E. E. Making waves: Kinetic processes controlling surface evolution during low energy ion sputtering. *J. Appl.Phys.* 101, 121301 (2007).

2. Divya Gupta, Mahak Chawla, Rahul Singhal and Sanjeev Aggarwal. Nanoscale structural defects in oblique Ar⁺ sputtered Si(111) surfaces. // Scientific Reports. (2019) 9:15531 https://doi.org/10.1038/s41598-019-52099-4.

3. Ayache Rachid, Sidoumou Mohamed and Kolitsch Andreas. Ion Beam Synthesis of Cobalt Silicide Layers in Si(111). // Int. J. Thin. Fil. Sci. Tec. 4, No. 3, 211-213 (2015).

4. Shengqiang Zhou, Potzger K, Gufei Zhang, Mücklich A, Eichhorn F, Schell N, Grötzschel R, Schmidt B, Skorupa W, Helm M, and Fassbender J. Structural and magnetic properties of Mn-implanted Si // PHYSICAL REVIEW. 2007.B 75, 085203.p. 1-6.

5. Ergashov Y.S, Umirzakov B.E. Composition and Structure of a Nanofilm Multilayer System of the SiO₂/Si/CoSi₂/Si(111) Type Obtained via Ion Implantation // Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques, 2018, -V. 12, No. 4, p. 816–818

6. Yokub Ergashov, Boltaxodja Umirzakov, Nebodir Nurmatov and Golib Otamurodov. Experimental and theoretical study of the effect of bombardment with Ar⁺ ions on the spectrum of valence electrons of a Si (111) single crystal. E3S Web of Conferences 288, 01013 (2021). DOI https://doi.org/10.1051/e3sconf/202128801013

ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРНЫХ ДЕФЕКТОВ НА СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КРИСТАЛЛОВ $Y_2SIO_5:Er^{3+}$

М.Х.Ашуров, И.Нуритдинов, З.У.Эсанов, К.Х. Саидахмедов, Х.М.Мажидов

Институт ядерной физики АН Республики Узбекистан, г.Ташкент, 100214

izzatilloh@yahoo.com

Кристаллы Y₂SiO₅:Ег (YSO:Ег) являются одними из лучших кандидатов для твердотельных лазеров, материал для пространственно-спектральной голографии и квантовой электроники [1]. Однако микроструктура эрбиевых центров, а также радиационные характеристики легированного кристалла исследованы недостаточно полно. Кристаллы YSO имеют моноклинную структуру с пространственной группой $C_{2/c}$. Ионы Y занимают два кристаллографически независимых состояния с координационными числами по кислороду 6 и 7 соответственно [2]. Ионы Er^{3+} могут заменить ионы Y³⁺ в этих кристаллографических положениях, занимая этих двух кристаллографических независимых состояний. Спектральные характеристики активаторов Er^{3+} обуславливаются этими двумя типами центров, однако, характеристики этих центров в кристаллах Y₂SiO₅:Ег исследованы крайне недостаточно. В связи с этим в данной работе изучены спектры поглощения этих двух центров и идентифицированы электронные переходы, обуславливающих спектров данных центров.

На рис.1а приведены спектры поглощения исходного, γ - облученного дозой 10^6 и 10^8 рад кристаллов Y₂SiO₅. После облучения в спектрах оптического поглощения (ОП) происходят некоторые изменения: наблюдается перераспределение интенсивности отдельных линий поглощения ионов Er³⁺ (рис.1, а). В разностных спектрах поглощения (СП), облученных и исходных образцов явно видно увеличение интенсивности одних линий поглощения ионов Er³⁺ и уменьшение других, а также создаются полосы дополнительного поглощения с максимумами в областях 240, 270, 360, 400, 450, 550 и 750 нм (см.рис.1 b).



Рис.1. Спектры поглощения кристаллов Y2SiO5:Er (a) исходного (1) и γ-облученных дозами 10⁶ Рад (2), 10⁸ рад (3), и разности спектров поглощения (b) γ- облученного дозой 10⁶ рад и исходного необлученного (4); γ- облученного доза 10⁸ рад и исходного необлученного (5).

Аналогичное явление наблюдается и в спектрах термообработанных в восстановительных условиях образцов (рис 2, а, б).

Международная конференция «Фундаментальные и прикладные проблемы современной физики» 19-21 октября 2023 г.



Рис.2. Спектры поглощения кристаллов Y₂SiO₅:Er (a) исходного (1), гамма облученного дозой 10⁸ рад (2), термообработанного 9 ч. при температуре 700°С (3); и разности спектров (b) термообработанного 9 ч. при температуре 700°С и исходного (4) и гамма облученного дозой 10⁸ рад и исходного необлученного (5).

Ранее нами было показано [2], что при у-облучении или восстановительной термообработке при температурах больше 600°C атомы кислорода в структуре кристаллов YSO уходят из окружения семикоординированного по кислороду состояния ионов Y³⁺, что приводит к переходу часть ионов Y³⁺ из 7 координированного состояния в 6 координированный. В результате этого увеличиваются щестикоординированные ионы кислорода относительно атомов Y³⁺, и уменьшаются их семикоординированные состояния. Так как активаторные ионы Er³⁺ замещают в кристалле YSO ионов Y³⁺ в соответствующих кристаллографических положениях, изменение спектральных характеристик активаторов эрбия обуславливаются изменениями количества этих двух типов центров Er³⁺ в процессе облучения или восстановительной термообработке. Поэтому считаем, что те Er^{3+} . линии перехода ионов которые **у**меньшаются по интенсивности. относятся семикоординированным состояниям примеси, а те переходы, интенсивности которых увеличиваются, относятся к шестикоординированным состояниям. По этому принципу были разделены спектры трехвалентных ионов эрбия в B Er1 и Er2 позициях идентифицированы их электронные переходы.

Таким образом, показано, что в кристаллах Y_2SiO_5 : Er^{3+} при облучении γ – лучами или при термической обработке в восстановительных условиях происходит образование структурных дефектов типа кислородные вакансии.

Кроме того, при высокотемпературной восстановительной термообработке происходит координационные превращения Er1→Er2 центров.

Литература

1. Böttger T. et al. Material optimization of Er^{3+} : Y_2SiO_5 at 1.5 um for optical processing, memory, and laser frequency stabilization applications //Advanced Optical Data Storage. **4988**, 51 (2003).

2. Ashurov M.Kh, Nuritdinov I, Esanov Z.U, Saidakhmedov K.Kh, (Effect of Heat Treatment in a Reducing Atmosphere on Absorption and Luminescence Spectra of Y_2SiO_5 :Ce Crystals. Inorganic Materials. **8**, 55, 8152019).

ИЗМЕНЕНИЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ГРАФИТА РАЗНЫХ МАРОК ПРИ ОБЛУЧЕНИИ В РЕАКТОРЕ ВВР-СМ

Ш.А. Аликулов, С.А. Байтелесов, Ф.Р. Кунгуров, Д.П. Таджибаев, Д.Д. Тожибоев

Институт ядерной физики Академии наук Республики Узбекистан, Ташкент, Узбекистан, E-mail: <u>tojiboyev_davron89@mail.ru</u>

Абстракт

Исследована теплопроводность графитов марки «Хэнфорд» и марки С-4, облученных быстрыми нейтронами флюенсом 10¹⁷–10¹⁹ н/см² в диапазоне температур 290–423 К. Установлена нелинейная зависимость теплопроводности от дозы и температуры. Показано, что чем больше флюенс нейтронов, тем больше уменьшается теплопроводность материала.

Ключевые слова: теплопроводность, графит марки С-4, графит марки «Хэнфорд», быстрые нейтроны, флюенс, доза.

Развитие ядерной техники идет в направлении увеличения энерго и тепло напряжённости, интенсивности радиационного воздействия на отдельные элементы конструкций ядерных реакторов, что выдвигает повышенные требования к используемым материалам. Особенно для высокотемпературных газоохлаждаемых реакторов (ВТГР) и термоядерных реакторов (ТЯР). Естественно, в зависимости от условия работы (флюенса нейтронов, интенсивности и температуры облучения), требования к материалам для этих установок, существенно отличаются от обычных требований к ядерному графиту. Графит служит ключевым материалом для отвода тепла в электронных устройствах и ядерной технике благодаря своим замечательным тепловым свойствам [1]. Известно, что нейтронное облучение заметно снижает теплопроводность графитовых материалов [2].

Измерение свойств графита, извлеченного из действующих ядерных реакторов, имеет жизненно важное значение для прогнозирования свойств и целостности графита в рамках оценки продолжения эксплуатации и продления срока службы атомной станции [3].

1. Материалы и методика экспериментаБыли подготовлены образцы графита, взятые из запасов «остаточного» графита, после строительства реактора «В» в 1940-х годах (первый графитовый реактор на площадке в Хэнфорде), они представляют собой графит ядерного реактора первого поколения. Образцы графита «Хэнфорд», представляющие собой цилиндр диаметром d=Ø12 мм, высотой h=19 мм и массой 4,79 г, из которых были подготовлены образцы для облучения диаметром d=Ø12 мм, высотой h=3,4 мм и массой 0,6 г.

Также нами были подготовлены образцы графита марки С-4 диаметром d=Ø16 мм, высотой h=3,64 мм и массой 1,3 г. Графит марки С-4 характеризуется высокой плотностью (>1,8 кг/л) и электропроводностью, низкой пористостью (7%) и газопроницаемостью. Он термо- и износостоек, инертен химически. Твердость графита марки С-4 составляет 52 Шор, зольность <0,1%, размер зерна <10 мкм.

Образцы графита были облучены в вертикальном канале 1-5 реактора BBP-CM до флюенса нейтронов 3,17×10¹⁹ н/см² (Е>0,8 МэВ) при температурах 318 К.

Метод, примененный нами для измерений теплопроводности образцов основан на использовании динамического калориметра [4].

2. Результаты эксперимента и расчетов

На рисунке 1 приведены результаты измерений теплопроводности графита «Хэнфорд», а также графита марки С-4, облученных флюенсом 3,17×10¹⁹ н/см², в зависимости от температуры образца.



Рис. 1. Зависимость теплопроводности $\lambda(T)$ природного и реакторного образцов графита до и после облучения нейтронами флюенсом 10^{19} н/см²

(1 - необлученный графит «Хэнфорд»; 2 - облученный графит «Хэнфорд», 3 - необлученный графит марки С-4)

Анализ экспериментальных данных

2 Температурная зависимость теплопроводности графита должна определяться зависимостью подвижности носителей от температуры. В образцах периодичность потенциала кристаллической решетки, нарушаемая тепловыми колебаниями, дополнительно нарушается беспорядочно распределенными атомами примесей.

3 Это приводит к дополнительному рассеянию носителей заряда и уменьшению их подвижности. В результате величина теплопроводности графита, в зависимости от флюенса нейтронов, уменьшается. В нашем случае наблюдалось уменьшение теплопроводности графита марки «Хэнфорд» около 30% при флюенсе нейтронов 3,17×10¹⁹ н/см². При этом наблюдалось повышение теплопроводности в зависимости от температуры образца в интервале от 298 К до 423 К. 4 В работе [5] показано, что по мере возрастания флюенса быстрых нейтронов теплопроводность образцов мелкозернистого ядерного графита марки G347A от Tokai Carbon Co, Ltd. уменьшается. Наши результаты хорошо согласуются с результатами работы [5].

Заключение

Таким образом, анализ полученных экспериментальных результатов позволил установить, что теплопроводность графита изменяется нелинейно как от температуры, так и от дозы облучения. При этом с ростом флюенса нейтронов отклонение от линейной зависимости и, соответственно, скорость роста теплопроводности графита с температурой увеличиваются.

Литература

1. ZHAO Lu, TANG Jiang, ZHOU Min, SHEN Ke. A review of the coefficient of thermal expansion and thermal conductivity of graphite. New Carbon Mater. 2022, 37(3): 544-555. doi: 10.1016/S1872-5805(22)60603-6.

2. Tadashi Maruyama, Masaaki Harayama, Neutron irradiation effect on the thermal conductivity and dimensional change of graphite materials, Journal of Nuclear Materials, Volume 195, Issues 1–2, October 1992, Pages 44-50.

3. Matthew S.L. Jordan a, Paul Ramsay b, Karen E. Verrall a, Tjark O. van Staveren c, Matthew Brown d, Bruce Davies d, Athanasia Tzelepi b, Martin P. Metcalfe, Journal of Nuclear Materials, Determining the electrical and thermal resistivities of radiolytically-oxidised nuclear graphite by small sample characterization, Volume 507, 15 August 2018, Pages 68-77.

4. Э.И. Денисова, А.В. Шак. Измерение теплопроводности на измерителе ИТ-λ-400. - Екатеринбург: Изд.: ГОУ-ВПО УТТУ, 2005. – 35 с.

5. Anne A. Campbella,^{a*}, Yutai Katoha^a, and Mary A. Sneada^a, Kentaro Takizawab^b, Property Changes of G347A Graphite Due to Neutron Irradiation, a-Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, TN 37831, b-Tokai Carbon Co, Ltd, Japan, Carbon, Volume 109, November 2016, Pages 860-873

ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ ДЛЯ ВОЛНОВОДНОГО РЕЖИМА РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Мухтор Хасанович Эгамов¹, Барот Исломович Махсудов²

¹Худжандский научный центр Национальной Академии наук Таджикистана, г. Худжанд, северовосточная пром. зона. 735714, Худжанд, Таджикистан. Е-mail: egamov62@mail.ru (автор для CKOTINDOBOLIO CUOLIDA корреспондениии)

1921MID

²Таджикский национальный университет, г. Душанбе,

New WORM

Аннотация.

Onencross. Разработаны и оптимизированы де Экспериментально исследован режим 🖗 лазерного излучения в жидкокриста методов. структур с различной топ

Ключевые слова: жидкие к планарная и гомеотропная орие

1.Введение.

Способность упр посредством низких технологии и низи недорогих, мал контролирую В данной периоди напрар диря

ONOMEOBORI Haynhoro ÁЖК. альным биентации показателя ляризованного водов основан на ки контролируемой директора [1]. бздавать, используя двух ированного электрода (II). иодических ориентирующих ячейки. Принципиальная схема

ристаллических

ризованного

ботанных

тей.

Яче фоточ центрифу подошью ла был использов профилем на квар использован равном Толщина ЖК слоя задав Mattal 6010Crew MACKON OKONINA HOVE Wat Camaperoro C.87.9) ктропроводящими слоями 2. Слой инюю поверхность пластин методом илась поляризованным УФ-излучением с 🖌 доменной структуры на нижней подложке обой амплитудную решетку с П-образным иентирующего покрытия верхней подложки был ительный полимер поливинилового спирта (ПВС). составляла 20 мкм.

джикистан

и-п-пентил-4'-цианобифенил (5СВ) с положительной В качестве НЖК и величиной оптической анизотропии $\Delta n=18$. Источником диэлектрической проницаемо ионирующий на длине волны λ=633 нм. Для ввода излучения излучения служили Не-Ne лазер, в ячейку использовался набор микрообъективов. Распространение электромагнитного излучения внутри ЖК слоя регистрировалась по рассеянному на неоднородностях ЖК свету при помощи оптического поляризационного микроскопа ПОЛАР-2, снабженной фотокамерой.



излучением, чтобы обеспечить фотосшивание ПВС слоя. Подготовленные подложки впоследствии склеивались, при этом толщина ЖК слоя в ячейке составляла 20 мкм.



При пода переориентация вертикальной полярих волна (n_в=1,67). В тех ме планарную ориентацию, к обыкновенной волны.

стах расположения электродов происходит ректора становится гомеотропной [3] и для агнитного излучения возбуждается необыкновенная сутствует, и директор ЖК сохраняет первоначальную омления определяется показателем преломления для

На рис. 5 представлены кар распространения излучения He-Ne лазера, которое вводилось в торец ЖК элементов, изготовленных по двум технологиям (I и II) при различных управляющих напряжениях. Как видно из фотографий, для ЖК ячейки с начальной планарной ориентацией директора молекул ЖК в смежных областях, при отсутствии электрической напряжении (рис. 5.а. U=0 В) реализуется волноводный режим распространения горизонтально поляризованного лазерного излучения благодаря эффекту ПВО. При увеличении внешнего электрического поля происходит разрушение волноводных каналов, и входящий луч рассеивается (рис. 5, а для U=3 В и 5 В). Для ЖК ячейки с параллельной начальной ориентацией директора ЖК в смежных областях при выключенном внешнем поле (рис. 5, б, U=0 B) свет, введенный в ячейку, рассеивается на неоднородностях ЖК. При включении электрического поля в объеме ЖК возбуждаются

волноводные каналы, по которым распространяется излучение лазера (рис. 5, б, U=3 B, 5 B). Следует отметить, что при увеличении амплитуды напряжения (рис. 5, б) длина распространения светового пучка в ЖК ячейке возрастает. На наш взгляд, это связано с тем, что увеличение напряжения приводит к росту области по толщине ЖК слоя, в пределах которой выполняется условия ПВО и все большее количество света попадает в условие волноводного распространения.



МЕХАНИЗМЫ ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В СЦИНТИЛЛЯТОРНЫХ КРИСТАЛЛАХ Lu₂SiO₅:Се ОБЛУЧЕННЫХ В РЕАКТОРЕ

А. Х. Исламов и Кудратов Х. Н*.

Институт ядерной физики АН, Ташкент, 100214 п.Улугбек, Узбекистан, *E-mail: <u>hqudratov@inp.uz</u>

Абстракт

Оптический материал оксиортосиликат лютеция, легированный церием Lu_2SiO_5 : Се (LSO:Ce), интенсивно исследуется как перспективный сцинтилляционный материал, благодаря его высокой плотности (7.4 g/cm³), короткому времени затухания (40 ns), высокому свето-выходу (26000 фотонов/ MэB), который в пять раз превышает световыход используемых сцинциляторов $Bi_4Ge_3O_{12}$ (BGO) без активаторов, и длине волны излучения (420 nm), подходящей для фотоэлектропреобразователей/детекторов радиации [1]. Одним из важнейших вопросов является радиационное повреждение в экстремальных радиационных условиях, ожидаемое в будущих экспериментах по физике высоких энергий в [2], и возможно для трехмерного калориметра для экспериментах сцинтилляторные кристаллы LSO:Се, должны обладать высокой стабильностью оптической прозрачности и выхода свечения до доз радиации 10^6 Gy и 5×10^{15} н/см². К настоящему времени уже выяснено, что деградация оптической прозрачности в ультрафиолетовой и видимой областях спектра LSO:Се, после облучения ⁶⁰Со гамма-квантами (1.17 и 1.33 МэВ) до дозы $5 \cdot 10^7$ Gy обусловлена ростовыми и радиационными дефектами [см. в работе 4 и ссылки].

Анализ литературных данных свидетельствует о необходимости выявить радиационные повреждения, индуцированные нейтронами и заряженными адронами в сопровождении интенсивных электромагнитных излучений.

Ключевые слова: Lu₂SiO₅:Се кристалл, быстрые нейтроны, центры окраски, фото люминесценция, гамма-индуцированная люминесценция, термовысвечивание.

Целью работы являлось выяснение механизмов передачи энергии электронных возбуждений от кристаллической решетки с радиационными дефектами к активаторным центрам свечения в легированных кристаллах LSO:Се.

Образцы кристаллы LSO легированные 0.22ат.% Се (что соответствует ~ 1 атом Се на 500 атомов Lu) были получены от [5] и облучены в реакторе смешанным потоком нейтронов (10^{14} н/см²с, включая быстрые 10^{13} н/см²с) и гамма излучений (ионизация 37 Gy/s= 3.3×10^{13} кв/см²с) в диапазоне флюенсов быстрых нейтронов 10^{15} – 10^{17} н/сm² и гамма 3.3×10^{14} - 3.3×10^{16} кв/см².

Изучали кинетики накопления нейтрон-гамма-индуцированных дефектов структуры и кинетики свечения с использованием спектральных методов оптического поглощения (ОП), возбуждения (CB), рекомбинационной люминесценции в процессе γ-облучения при 300 К (гамма-люминесценции, ГЛ), а также термовысвечивания (ТВ) при нагревании 300-600 К.

Облучения в реакторе в LSO:Се показало, что быстрыми нейтронами генерируются дефекты типа F (полоса поглощения 5.2 eV), $Ce^{3+}/Ce^{4+}(4.75 \text{ eV})$ и Ce^{3+}/F^+ (4.25 eV), а также $Ce^{4+}+V_O$ (2.85 eV) и $V_{Lu \text{ or}}$ si (2.3 eV) в кристаллической структуре LSO:Се, которые оптически регистрируются при флюенсах > 10¹⁵ cm⁻². Вклад гамма компоненты в образование этих дефектов подтверждается сравнением с облучением (⁶⁰Co) гамма квантами до высокой дозы $5 \cdot 10^7$ Gy. С ростом флюенса быстрых нейтронов до 10^{17} cm⁻² в сопровождении гамма 3.3×10^{16} кв/см² происходит снижение интенсивности полосы фото возбуждения 4.7 и 4.2 eV иона Ce^{3+} , обусловленное увеличением коэффициента полосы ОП соответствующими дефектами: 5.2 (F), 4.75 (Ce^{3+}/Ce^{4+}) и 4.25 eV (Ce^{3+}/F^+), концентрация которых достигает 1.33×10^{16} деф/см³ (в предположении, что 1 дефект создается 1 нейтроном или 1 гамма-квантом с энергией ~ 1 МэВ). Оценка концентрации оптических центров окраски по формуле Смакулы дает примерно такую же величину.

После флюенса 10¹⁵ н/см² интенсивность ГЛ Се³⁺ практически не изменилась, поэтому можно считать световыход 2.6×10⁴ фот/МэВ [1]. Уменьшение на ~50% интенсивности полос ГЛ Се³⁺-центра после флюенса быстрых нейтронов 10¹⁷ сm⁻² соответствует снижению световыхода 1.3×10⁴ фот/МэВ. Энергия быстрых нейтронов и гамма-квантов поглощается в кристаллической решетке Lu₂SiO₅

всеми ядрами, вклады Lu Si и O определяются атомными долями и сечениями, а сцинтилляторные ионы Ce³⁺, замещающие ионы Lu³⁺ в пропорции 1:500, принимают электронные возбуждения (подвижные электроны и дырки) от окружающей решетки, поэтому вклад прямой ионизации Церия составляет только ~ 1/1500. Значит эффект снижения ГЛ Ce объясняется потерей энергии электронных возбуждений следующим образом: - с одной стороны, происходит захват дырки Ce³⁺. центром с образованием дырочных Ce⁴⁺ и V_{Lu or Si} центров и увеличивается концентрация электронных F и Ce⁴⁺+V₀ – центров (данные по дополнительному ⁶⁰Co гамма-облучению после нагрева до 605 K нейтронно-облученного образца); - с другой стороны, возможна реабсорбция свечения Ce³⁺ в спектральной области 2.0-3.2 eV центрами окраски (Ce⁴⁺+V₀ и V_{LuorSi}), концентрация которых растет с ростом флюенса нейтронов до 10¹⁷ cm⁻². Такой механизм подтверждается тем, что после отжиге конкурирующих нейтронно-индуцированных дефектных F, Ce³⁺/F⁺, Ce⁴⁺+V₀ и V_{Lu or Si} центров ГЛ Ce³⁺ восстанавливается на 50% (до световыхода необлученного образца).

Кристаллы LSO:Се могут быть рекомендованы в качестве сцинтилляционного детектора для приложений, связанных с гамма-излучениями до дозы 10^6 Gy [4] и флюенса быстрых нейтронов до 10^{16} cm⁻².

Литература

3. J. Zhu, M. Gu, L. Jia, G. Song, Materials Letters 256 (2019) 126410.

4. C. Hu, F. Yang, L. Zhang, R.-Y. Zhu, J. Kapustinsky, R. Nelson, Zh. Wang. IEEE Trans. Nucl. Sci. 65 (2018) 4 1018

5. R. Elftmann, J. Tammen, S. R. Kulkarni, C. Martin, S. Bottcher, R. Wimmer-Schweingruber, Jour. of Physics: Conference Series. 632 (2015) 012006.

6. A. Kh. Islamov, E. M. Ibragimova, Kh. N. Kudratov, and R. R. Vil'danov. Physics of the Solid State. 64 (2022) 11 1746

7. C. Melcher, J. Schweitzer. IEEE Trans. Nucl. Sci. 39 (1992) 4 502.

СТРУКТУРА КРЕМНИЕВОГО НАНО-КЛАСТЕРА, СОДЕРЖАЩЕГО АТОМ ТЕЛЛУРА.

Сулайманов Н.Т, Ташметов М.Ю, Махкамов Ш.М, Рафиков А.К, Эгамов С.Р.

Институт ядерной физики АН РУз, Ташкент, Узбекистан, erdonov@inp.uz

Реферат

Представлены результаты расчетов структуры и энергетических характеристик нанокластера кремния Si₂₈H₃₆:Те в рамках пакета ab initio методов ORCA. Компьютерное моделирование внедрения теллура в структуру кластера кремния Si₂₈H₃₆ указывает предпочтительность замещения теллуром близлежащего атома кремния и образование глубокого уровня в запрещенной зоне.

Ключевых слова: кремний, нано-кластер, теллур, структурная модель, пакет программ ORCA, вакансия, запрещенная зона, энергетический уровень.

Будучи самым востребованным материалом микро- и нано-электроники, кремний все больше применяется для синтеза нано-материалов на его основе с управляемыми свойствами. В перспективе использования нано-материалов определяется структурными параметрами, примесным составом и стабильностью формированных нано-кристаллитов и нано-кластеров. При этом возникают ряд проблем фундаментального характера связанное с выбором примеси, позволяющее сохранить свойства материала.

Для получения нано-частиц с заданными структурными параметрами и энергетическими характеристиками на практике часто применяются технологическая цепочка методов синтеза или легирования исходного материала нужными примесями. Однако структурные параметры и свойства нано-кластеров можно прогнозировать, если на определенных этапах исследований применить (вместо инструментальных методов) методы компьютерного моделирования структуры и характеристик материала. В данной работе, для определения структурных параметров и основных энергетических характеристик нано-кластера Si₂₉H₃₆ содержащего примесного атома теллура возможность использования метода компьютерного моделирования в рамках пакета программ ORCA.

По результатам оптимизации структуры, показано что Те занимая центральный узел в кристаллической решетке кластера Si₂₈H₃₆



Рис.1. Оптимизированная в ПЛП к ТФП геометрия кластера с атомом теллура в центральном T_d узле решетки (большой серий кружок)

:Те, не образует равновесные ковалентные связи с соседними атомами кремния и снижает в локальной дефектной области симметрию от T_d до $C_{2\nu}$ (Рис.1.).

При этом атом примеси положительно заряжается, поверхность кластера – отрицательно. Также изменяется энергетическая зонная структура, запрещенная зона уширяется до E_g = -5.546 eV по сравнению с аналогичным параметром бездефектного кластера (в бездефектном исходном

кластере $Si_{29}H_{36}$ ширина запрещенной зоны E_g =-5,138 eV), поверхность которого заряжается положительно.

Из расчетов энергетических параметров кластера Si28H₃₆:Те выявлено, что появление в запрещенной зоне глубоколежащего донорного уровня E_1 =-3.1816 eV eV и двукратно вырожденного уровня E_2 =0.679 eV, обусловленных внедрением атома Те в решетку кластера (Si₂₉H₃₆+Te \rightarrow Si28H₃₆:Te) приводит к изменению электрофизических параметров (Рис.2.)



Рис.2. Энергетическая диаграмма электронных энергетических уровней в кластере Si28H36:Te.

Установлено, что если внедряемый в кластер атом примеси Те окажется вблизи существующей вакансии (рис.3), то ширина запрещенной зоны E_g = -5.368 eV окажется ближе к ширине запрещенной зоны бездефектного исходного кластера Si₂₉H₃₆: E_g =-5,138 eV.



Рис.3. Оптимизированная в ПЛП к ТФП геометрия кластера с атомом теллура в центральном Т_d узле решетки большой серий кружок).

При этом образуется дефектный комплекс (Si₂₈VH₃₆+Te \rightarrow Si₂₈H36:[V+Te]), которым обусловлены глубоколежащий донорный уровень энергии (E_{1д}= -2.701 eV) и три мелких уровней (E_{1a}= 0.183 eV, E_{2a}= 0.502 eV и E_{3a}= 0.630 eV) в запрещенной зоне кластера, т.е, взаимодействие вакансии и внедренного атома теллура приводит к эффекту Яна-Теллера и образованию дефектного комплекса [V+Te] с расстоянием R_{V-Te}=0.336 Å (рис.4).



Рис.4. Энергетическая диаграмма электронных энергетических уровней в кластере Si₂₈H₃₆: [V+Te].

Таким образом, результаты компьютерного моделирования показали, что внедрения теллура в нано-кластер кремния приводит к структурным изменениям в области образования дефекта и образованию электронных ловушек в запрещенной зоне. Появление глубокого донорного уровня сохраняется и при взаимодействии с вакансией, это свидетельствует в пользу электрической активности теллура в матрице атомов кремния. Проведенное в рамках пакета программ ORCA компьютерное моделирование структур нано-частиц (размеры кластеров ≈ 1 Å) Si₂₈H₃₆:Те и Si₂₈H₃₆: [V+Te] подтверждает энергетическую выгодность занятия узла атомом Те с вытеснением атома Si в без-вакансионной области кристалла и проявление эффекта Яна-Теллера при взаимодействии с вакансией.

УПРАВЛЕНИЕ БЫСТРОДЕЙСТВИЯ КРЕМНИЕВЫХ ДИОДНЫХ p⁺-n-n⁺ СТРУКТУР ПРИ ОБЛУЧЕНИЕ ВЫСОКОЭНЕРГИЧНЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ.

Махкамов Ш.¹, Ташметов М.Ю.¹, Эрдонов М.Н.¹, Саидов Р.П.¹, Исматов Н.Б, Холмедов Х.М.²

¹Институт ядерной физики АН РУз, г. Ташкент, Узбекистан.

²*Ташкентский университет информационных технологий имени аль-Хорезми, г. Ташкент, е-mail: <u>makhkamov@inp.uz</u> <i>e-mail: <u>muzaffarerdonov1978@yandex.ru</u>*

Реферат

Продемонстрировано, значительное уменьшение значений времени восстоновления обратного сопротивления (τ_{60c}) в диффузионных p^+ -n- n^+ структурах изготовленных на базе Si птипа проводимости. Показано влияние содержание фосфора на оптимизацию значении τ_{60c} и определены условия введения рекомбинационных радиационных дефектных центров (РЦ) при электроном облучении, позволяющий повысить быстродействия кремниевых диодных структур. Выявлен основной РЦ влияющий на значение τ_{60c} .

Ключевых слова: кремниевые p⁺-n-n⁺ структуры, электронное облучение, рекомбинационные дефектные центры, время восстановления обратного сопротивления, быстродействия.

Применение способа легирования или радиационной технологии для модификации параметров и характеристик полупроводниковых изделий является одним из перспективным направлением твердотельной электроники. Известно, что наиболее технологичным способом регулирования электрофизических параметров диодных структур является радиационная обработка их высокоэнергичными ядерными частицами [1–3]. Воздействие таких частиц приводит к формированию радиационных дефектов которые могут служит как рекомбинационные центры (РЦ) приводящееся к компенсацию базового кристалла. В свою очередь тип и концентрация формированных РЦ в запрещенной зоне полупроводника сильно зависит от содержания электрически активных примесей например, фосфора и бора для кремния. Кроме того, точечные дефекты образующиеся при облучении, могут взаимодействовать с неконтролируемыми примесями как с кислородом так и углеродам формируя новые дефектные РЦ способствующие уменьшению времени жизни неосновных носителей тока, т.е. к повышению быстродействия полупроводниковых изделий. Однако эффективность введения РЦ существенно зависит от режимов облучения, проводимости исходного базового кристалла и конструкционной особенности изготовленных р-п структур и других факторов.

В настоящей работе исследовано влияние содержание фосфора и плотности потока высокоэнергичного электронного облучения на быстродействия кремниевых диффузионных p⁺-n-n⁺ структур.

Для исследования были использован монокристаллический кремнии марки КЭФ, n-типа проводимости с содержанием фосфора $8,3\cdot10^{14}$ см⁻³ и $1,6\cdot10^{15}$ см⁻³. Диффузионные p⁺-n-n⁺ переходы формировались легированием Al-p⁺ слой и диффузией P – n⁺ слой, при температурных 1150÷1200 °C в течении 6÷8 часов толщина базы формированного p⁺-n-n⁺ слоя составлял 350 µm, а глубина p⁺ - слой $30\div35$ µm. Контроль изменения быстродействия диффузионных диодов проводилось измерением времени восстановления обратного сопротивления, изготовленных структур до и после облучения в интервале флюенса 10^{13} – $2\cdot10^{16}$ эл/см⁻² с плотностью потока пучка $7\cdot10^{10}$ до 5,6 $\cdot10^{11}$ см⁻²/с. Температура образца при облучении не превышало 45÷50 °C.

Измерение концентрации радиационных дефектных центров в p⁺-n-n⁺ структурах проводилось методом емкостной спектроскопии (DLTS). Вывлено, что при облучении электронами с энергией 6 мэВ в указанном интервале флюенсов не зависимо от концентрации фосфора и плотности потока электронов в базовой области диода образуются четыре РЦ обусловленные с радиационными дефектами E_c -0.17 eV (A-центр) E_c -0.23 eV, E_c -0.39 eV (дивакансии) и E_c -0.44 eV (E-центр). Концентрация которых повышается с возрастанием дозы облучения. Установлено, что

эффективность формирования указанных центров, (кроме Е-центра) от содержания фосфора не зависит, а Е-центр с повышением концентрации фосфора (Ne) слабо возрастает. Сопоставление концентрации РЦ при одинаковых дозах облучения показало, что основным РЦ в p⁺-n-n⁺ структурах является А-центр, концентрация которого превышает в 4 раза по сравнению суммарной концентрации всех остальных центров и существенно влияет на быстродействия диффузионных диодов. Измерение времени восстановления обратного сопротивления диодов (твос) показало, что регулируя концентрацию А-центра можно управлять в широких пределах значения твос. Эффективность регулирования твос определяется изменением соотношений концентрации Ne и электрически активных РД центров (Np). Анализ влияния режимов облучения концентрации РД и значений τ_{вос} показало, что плотность потока электронов слабо влияет на эффективность изменения τ_{вос}, и проявляется в области невысоких флюенсах облучения при Ф≤ 10¹³ эл/см² в основном для кремния с низким содержанием Np, т.е. доза облучения является преобладающим фактором при управлении значении τ_{вос} а не плотность пучка. Для кремниевых p⁺-n-n⁺ структур с содержанием фосфора в базе \approx Np=8·10¹⁴ см-³ при облучении дозой 1,5·10¹⁵ эл/см² можно достиг уменьшение значении $\tau_{вос}$ от 2500÷5000 до 75÷160 nc, а для диодов с концентрацией фосфор 1,6·10¹⁵ см-³ указанное значение т_{вос} умеет место при дозах 5·10¹⁶ эл/см² т.е. в обеих образцах для достижения оптимального значения твос в кремниевых диффузионных диодах изготовленных из n-Si должно выполнятся условие Ne/ N_P ≈3 где Ne-концентрация фосфора в базовой области, N_P -концентрация рекомбинационных центров в веденых при облучении.

Таким образом быстродействия диффузионных p⁺-n-n⁺ структур можно управлять в широких пределах введением РЦ в зависимости от содержания фосфора в n–Si, выбором режимов радиационной обработки высокоэнергичными электронами.

Литература.

1. Ш. Махкамов, Н.А. Турсунов, М. Ашуров, Р.П. Саидов, С.В. Мартынченко. Об особенностях образования радиационных дефектов в кремниевых структурах // ЖТФ, 69, 5. Стр 121. (1999).

2. А.М. Иванов, Н.Б. Строкан, В.Б. Шуман. Свойства p⁺-n-структур с заглубленным слоем радиационных дефектов // ФТП, 32, 3. Стр 359. (1999).

3. К.А. Исмайлов, З.Т. Кенжаев, С.В. Ковешников, Е.Ж. Косбергенов, Б.К. Исмайлов.Радиационная стойкость кремниевых солнечных элементов, легированных никелем // ФТТ, 64, 5. Стр 519. (2022).

ВЛИЯНИЯ ү - ОБЛУЧЕНИЯ НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ОРГАНИЧЕСКИХ СЦИНТИЛЛЯТОРОВ UPS-923A

Б.С. Юлдашев, И. Нуритдинов, З.У. Эсанов, К.Х. Саидахмедов, Ш. Ирисов

Институт ядерной физики Академии наук Узбекистана <u>izzatilloh@yahoo.com</u>,

Полимерные сцинтилляторы (ПС) широко используются в ускорителях заряженных частиц для детектирования субъядерных частиц благодаря высокой чувствительности [1,2]. Целью данной работы является исследование влияния γ -облучения на оптические свойства (спектры поглощения (СП) и фотолюминесценции (ФЛ)) образцов UPS-923А. Образцы облучались γ -лучами источника ⁶⁰Со в пределах дозы 10⁵-10⁹ рад. Спектры поглощения измерялись на спектрофотометре «Лямбда 35». Измерения спектров ФЛ проведены на флуоресцентном спектрофотометре Cary Eclipse в спектральной области 190-1100 nm. Измерения проведены при температуре 300К.



Рис. 1. Спектры поглощения(а) исходного (1) иоблученных у-лучами дозами 5·10⁵ (2), 10⁶ (3), 10⁷ (4) рад образцов UPS-923A, а также (b) временная зависимость обесцвечивания поглощения на полосе 420 нм (5).

Спектры поглощения до и после облучения представлены на рис.1 а, видно, что край поглощения находится на уровне около 390 нм. После γ-облучения, начина с дозы 10⁶ рад происходит увеличение поглощения и обнаружена широкая неэлементарная полоса поглощения (ПП), простирающая до 550 нм (рис.1 а). С дальнейшем увеличении дозы облучения наблюдаемый эффект усиливается. Сразу после прекращения облучения происходит обесцвечивание поглощения (рис. 1 b).

В спектрах ФЛ в диапазоне 300-380 нм и 380-500 нм наблюдаются группы свечений (рис.2 *a*), относящийся к флуоресценции люминесцирующие добавки (ЛД) 2% птерфенилом $C_{18}H_{14}$ (pTP) и спектросмещающей добавки 0,03 % дифенилоксазолилбензолом $C_{24}H_{16}N_2O$ (POPOP) соответственно [2,3]. Выявлено, что после γ -облучении образцов интенсивности обоих групп люминесценции уменьшаются, что может быть обусловлена деградацией структуры добавок. Сравнение спектров кольца в матрице полимерной основы и деструкцией структуры добавок. Сравнение спектров люминесценции необлученных и облученных образцов при возбуждении на полосах 300 нм показало, что после облучения γ -лучами (а), и электронами (b) происходит уменьшение интенсивности свечения ЛД в области 300 – 380 нм, и спектросмещающих добавок в области 380–500 нм. При этом флюоресценция на спектросмещающих добавках уменьшается сильнее, чем на ЛД.

Временные зависимости восстановления, потерянного облучением люминесценции на полосах 345 и 420 нм приведены на рис. 2 b. Как видно, скорость релаксации поглощения восстанавливается. Однако спектры не восстанавливаются до состояния исходных образцов.

Таким образом, после γ-облучения наблюдаются уменьшение интенсивности полос люминесценции в области 300 – 380 нм и 380 – 500 нм. Это связано с деградацией структур ароматического бензольного кольца в матрице полимерной основы и деструкцией в составе добавок. Временные зависимости восстановления люминесценции показывают, что интенсивность свечения

добавки (380-500 нм) уменьшается более сильно, чем свечение полистирола (300-380 нм) после облучения. Повреждение структур бензольного кольца и добавок приводит к снижению выхода люминесценции и может оказывать прямое влияние на процесс сцинтилляции в материале.



Рис. 2. Спектры ФЛ, возбужденные на полосе 300 нм (а): исходного (1), гамма облученного дозой 10⁷ rad (2) и временные зависимости восстановления люминесценции (b) на полосе 345(3), 420(4) нм

Литература

1. Knoll G. F. Radiation detection and measurement. - John Wiley & Sons, Michigan, 1999. pp. 220-222.

2. Kharzheev Y. N. Radiation hardness of scintillation detectors based on organic plastic scintillators and optical fibers //Physics of Particles and Nuclei. **50**, 42 (2019).

3. Chakraborty S, Harris K, Huang M. Photoluminescence properties of polystyrene-hosted fluorophore thin films //AIP Advances. 6, 125113. (2016).

РАЗРАБОТКА МНОГОКАНАЛЬНОГО РАДИОМЕТРИЧЕСКОГО УСТРОЙСТВА ДЛЯ МОНИТОРИНГА ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ.

С.А. Раджапов^{1*}, Ф.Г. Муллагалиева¹, Б.С. Раджапов¹, С.К Отабоев.¹, И.И. Марипов¹.

¹ ФТИ АН РУз, ул. Чингиза Айтматова 2Б, 100084 Ташкент, Узбекистан, *E-mail: <u>rsafti@mail.ru</u>

Аннотация

В работе приводится описание разработанного многоканального радиометрического устройства на основе кремниевых детекторов для измерения активностей альфа, бета и гамма- излучений. Представлен внешний вид устройства. Приводятся результаты мониторинга объемной активности альфа частиц радона и активностей бета и гамма излучений в почвенном воздухе, которые показали зависимости активностей излучений от температуры и влажности.

Устройство необходимо при контроле радиации на горнодобывающих объектах, охране окружающей среды, при работе с радиоактивными изотопами для сведения уровня облучения человека к минимуму.

Ключевые слова: кремний, полупроводниковый детектор, радиометрическое устройство; альфа, бета и гамма-излучение; радон, объёмная активность радона.

Физическое воздействие радиоактивного излучения на ткани человеческого организма приводит к разрушению элементов клеточных структур. Наибольшую опасность для человека представляют гамма, бета и рентгеновские лучи как наиболее проникающие виды излучений. Особую актуальность для Узбекистана имеет радоновая проблема. Проблему усугубляет наличие многочисленных разломов, трещин, являющиеся следствием землетрясений и характеризуются повышенным выходом радонового газа.

Разработка радиометрических приборов чрезвычайно важна для исследователей, работающих с радиоактивными веществами, лабораториям по исследованию и оценки радиационной обстановки окружающей среды.

Таким образом разработка универсального радиоспектрометрического устройства для измерения и мониторинга активностей альфа, бета, гамма излучений и объемной активности радона в почве, воздухе и воде является актуальной задачей.

В работе приводится описание радиометрического устройства разработанного для экспрессизмерения альфа-излучения радиоактивных элементов на основе кремниевого детектора большого диаметра. Приведены также сведения о электрофизических и радиометрических характеристиках полупроводниковых детекторов больших размеров.

Радиометрическое устройство на основе кремниевых детекторов может проводить одновременные измерения альфа, бета и гамма излучений в исследуемых пробах или в среде от естественных источников. Для каждого из излучений используется определенный тип детектора. Для измерения гамма и бета излучения использовались литий-дрейфовые детекторы, для измерения альфа частиц и объемной активности радона гетеропереходные или поверхностно-барьерные детекторы. Разработка технологии изготовления детекторов описана в работах [1,2]. Прибор одновременно измеряет температуру и влажность

Преимущество всех изготовленных детекторов состоит в относительно малых потерях энергии со стороны золотого $\Delta E_{\text{вх}} \sim 6$ —12 кэВ и алюминиевого слоя $\Delta E_{\text{вых}} \sim 12$ —20 кэВ, что обеспечивает измерения в 2 π -геометрии.

Детекторы имели следующие характеристики: при рабочем напряжении U_{pa6} = (10÷80) В, «темновой» ток I_{o6p} = (0,5÷2) мкА энергетический эквивалент шума E_{uI} = (40÷52) кэВ, энергетическое разрешение α -частиц ²²⁶Ra энергией $E_{\alpha} \sim 7,65$ МэВ ~ 90 кэВ при температуре T = +27 °C. Энергетическое разрешение определялось, в основном, емкостными шумами.

Была разработана структура устройства [3].

Принцип работы для измерения объемной активностей радона в различных средах основан на закачке исследуемого воздуха в измерительные рабочие камеры. Для измерения активностей альфа,

бета и гамма излучений рабочие камеры с детекторами устанавливаются непосредственно на исследуемый объект.

На рис.1. представлен общий вид радиометрического устройства для одновременного измерения активности альфа, бета, гамма излучений или объемной активности радона в трех средах: почве, воздухе и воде.



Рис. 1. Многоканальное радиометрическое устройство.

Были проведены исследования по определению активности бета и гамма излучений и объёмной активности радона в почвенном воздухе на одной из областей республики. Получены зависимости объемной активности радона и активности гамма и бета излучений от влажности и температуры. (Рис.2). Компьютерная программа RMI-V1.7 позволила обобщить и обеспечить высокое качество информации, получаемой детекторами [4].



Рис. 2. Изменение объемной активности альфа-частиц радона и активностей бета- и гамма-излученийза период 03.06.2022–14.07.2022; 1 - изменение интенсивности объемной активности радона во времени, 2 – изменение активности бета излучения во времени, 3-изменение активности гамма излучения во времени, 4 - изменение влажности во времени, 5 - изменение температуры во времени.

Известно, альфа частицы при распаде радона поднимаются с парами воды, увеличивая концентрацию частиц. Исследования показали зависимость объёмной активности радона от влажности. Активности бета и гамма – излучений не показали зависимость от влажности. Территория Республики относится к сейсмоактивной зоне. Наблюдаемое резкое увеличение активности бета излучения может быть связано с деформационными процессами земной коры данной территории, которая находится по-видимому в зоне разлома.

1. Muminov R.A, Radzhapov S.A, Mullagalieva F.A, Radzhapov B.S, Zufarov M.A, Nurboev K.M, Akhmedov G.M. Development of High-Efficiency Silicon Detectors and Electronic Components for a Radiometer of Alpha Radiation // Instruments and Experimental Techniques. Vol. 64, № 3. P. 444. (2021).

2. R. A. Muminov, S. A. Radzhapov, F. G. Mullagalieva, B. S. Radzhapov, and M. A. Zufarov. Development of a large-sized highly sensitive detector based on α -Si–p-i-n heterostructures for radonometers // Atomic Energy, Vol. 131, No. 6, April, DOI 10.1007/s10512-022-00892-2, (2022).

3. Полезная модель РУз №FAP 02142 Муминов Р.А, Раджапов С.А, Муллагалиева, М.А. Зуфаров, Раджапов Б.С./ Устройство для измерения объемной активности радона в воздухе, воде и почве. //Бюлл №11, 30.11.2022.

4. Раджапов Б.С, Эргашев К. Свидетельство на программные продукты РУз № DGU 20180983 от 18.10.2022.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПОКРЫТИЙ, ПОЛУЧЕННЫХ ТЕРМИЧЕСКИМ ИСПАРЕНИЕМ

Б.Д. Игамов¹, А.И. Камардин¹, И.Р. Бекпулатов², О.Х. Бабаханов³, А.М. Нормаматов⁴, А.З. Фаттахов⁵

¹Научно-технический центр с конструкторским бюро и опытным производством АН РУз, ул. ДурмонЙули, 33, г. Ташкент, Республика Узбекистан, E-mail: <u>igamov_bd@mail.ru</u>

² Ташкентский государственный технический университет,

³Служба государственной охраны Республики Узбекистан Военно-академический лицей «Юные пограничники»,

⁴ г. Термез, "Баркамол Авлод" учитель физики,

⁵Научно-технологический центр НПО ПРМ и ТС АО «Алмалыкский ГМК»

Аннотация

Проведены сравнительные исследования слоевых сопротивлений покрытий Ag, Cu, Au, Co, Cr толщиной от 0,1 до 2 мкм на полимерах, стекле и ситалле. На сформированных резисторах определены зависимости слоевых сопротивлений от толщины формируемых покрытий в сравнении с объемными материалами. Определено количественное отличие проводимости покрытий от расчетных значений.

Ключевые слова: вакуум, металл, плазма, ион, микроэлектроника, наноэлектроники, электрон.

Вакуумные покрытия из различных материалов незаменимы при изготовлении полупроводниковых структур, оптических изделий, инструментов и многих приборов. Для формирования тонких покрытий используются различные методы [1-3], в частности термическое испарение металлов и магнетронное распыление катодов. Практический интерес представляют проводящие покрытия, однако, конкретные данные по проводимости тонких металлических покрытий сравнительно редко встречаются в технической литературе. Многообразие параметров осаждения покрытий (степень вакуума, скорость осаждения, температура подложки) также ведет к различным значениям проводимости.

Сопротивление тонких покрытий (толщина покрытия много меньше расстояния между контактами) принято считать удельным сопротивлением на квадрат, или слоевым сопротивлением. Такой параметр удобен тем, что сопротивление квадратного топологического участка проводящего покрытия не зависит от размеров этого квадрата. При этом сопротивление части покрытия, если оно имеет форму прямоугольника, не зависит от его линейных размеров, а только от отношения длины (измеренной вдоль линий тока) к его ширине.

Для осаждения покрытий из таких металлов как Cu, Au, Ag, Cr, Co методом термического испарения и Cu, Cr, блок-схема которой представлена на рис. 1.





Рис. 1- Взаимное расположение технологических устройств термического испарения в рабочей камере

Образцы из стекла К-8, ситалла СТ-50-1 очищались в концентрированной серной кислоте, промывались в дистиллированной воде и высушивались на центрифуге. Образцы из полимеров (полистирол, полиметилметакрилат) очищались обработкой щелочным раствором в ультразвуковой ванне, промывались и высушивались при 80 °C.

Стартовая степень вакуума при обработке составляла 4·10⁻³ Па. Термическое испарение осуществлялось из танталовой V- образной лодочки при пропускании токов порядка 100÷200 A (до полного испарения навески). Для испарения Со использовался вольфрамовый катод из скрученных проволок. Для предварительной очистки (активации) поверхности образцов в вакууме применялся источник ионов с холодным катодом (ИИ-4-0,15), обеспечивающий пучково-плазменный разряд в аргоне при напряжении на аноде до 4 кВ и токах разряда 100÷120 мА (обработка 2÷3 минуты). Вращающаяся вакуумная оснастка (20÷60 об/мин) позволяла устанавливать образцы в позиции очистки и осаждения покрытий. Наклонная вращающаяся оснастка обеспечивала равномерность нанесения покрытий до 5% в пределах квадрата 150х150 мм. Температура образцов не превышала 110 °C.

Непосредственно после осаждения металлических покрытий зондовыми методами оценивалось слоевое сопротивление и методом фотолитографии с химическим травлением воспроизводимо формировались резисторы с заданным соотношением длины и ширины (рис.2).



Рис.2- Фотография топологии резисторов из меди (а) и хрома (б) на стекле

Измерения слоевого сопротивления на резисторах проводились с использованием приборов Щ-300, GM-328, 2400-С КЕІТНІЕҮ. Толщина покрытий оценивалась по оптическому пропусканию (для толщин менее 100 нм) и показаниям интерферометра МИИ-4У. Для большей точности измерения ступеньки на топологический рисунок дополнительно осаждался сплошной слой Ag толщиной 20÷50 нм.

Как показали исследования, при толщине покрытий Cu, Ag, Au порядка 1 мкм значения проводимости покрытий на полимерах и стеклах практически не отличались, не смотря на различную шероховатость поверхности. Адгезионная прочность покрытий из Ag и Au была наименьшей в сравнении с другими покрытиями.

Исходя из известных значений удельных сопротивлений объемных материалов, слоевое сопротивление покрытий толщиной 1,0 мкм теоретически должно составлять для Ag-0,015÷0,016 Ом/квадрат, Cu-0,0175÷0,018 Ом/квадрат, Au-0,023÷0,024 Ом/квадрат, Al-0,026÷0,029 Ом/квадрат, сталь-0,11-0,14 Ом/квадрат. Однако столбчатая структура вакуумных покрытий, обычно состоящая из конических кристаллитов, частично разделенных пустотами, создает ограничения проводимости, слоевое сопротивление оказывается больше теоретических расчетных значений. В таблице 1 представлены значения слоевого сопротивления покрытий Си и Сr, осажденных методом магнетронного распыления.

Таблица 1. Слоевые сопротивления покрытий от времени их осаждения

Вид и время осаждения покрытия, мин	Слоевое сопротивление, Ом/квадрат
Cu /0,5	15-20
Cu /1,0	1,9-2,1
Cu /4,0	0,18-0,20
Cu /8,0	менее 0,1 (нагрев до 110 °С)
Cr /1,0	20-30
Cr /5,0	1,5-2,0
Cr /10,0	менее 1,0

В таблице-2 представлены расчетные и реальные значения слоевых сопротивлений R_s от вида и толщины термически осажденных вакуумных покрытий.

Вид покрытия	Толщина, мкм	Расчетное R _s , Ом/кв	Реальное R _s , Ом/кв
Cu	Около 0,1	0,18	0,83
Cu	0,9÷1,1	0,016÷0,020	0,077÷0,058
Cu	1,8	0,01	0,014÷0,016
Ag	0,1	0,15	3,5÷4,0
Ag	0,4	0,0375	0,096
Со	0,15	0,95	4,9
Со	0,6	0,23	1,1

Таблица 2- Расчетные и экспериментальные слоевые сопротивления

Реальные значения слоевых сопротивлений металлических покрытий зависят от вида, толщины и технологических факторов их формирования. Проводящие покрытия были опробованы при создании электромагнитных экранов на пластмассах.

Литература

1. Берлин, Е.В. Сейдман Л.А. Ионно-плазменные процессы в тонкопленочной технологии // М.: Техносфера, 2010. – 528 с.

2. Martin P.M. Handbook of Deposition Technologies for Films and Coatings: Science, Applications and Technology. – William Andrew, 2009. – 936 p.

3. Smith D. Thin-Film Deposition: Principles and Practice // Boston: McGraw Hill, 1995. – 616 p.

4. Oring M. Materials Science of Thin Films. Deposition and Structure. London: Academic Press, 2002. – 794 p.

ОЧИСТКА МАТЕРИАЛОВ ПО ВАКУУМНО-ПЛАЗМЕННОЙ ТЕХНОЛОГИИ

А.И. Камардин1, Б.Д. Игамов¹, И.Р. Бекпулатов², И.Х. Турапов², О.Х. Бабаханов³, А.М. Нормаматов⁴,

¹Научно-технический центр с конструкторским бюро и опытным производством АН РУз, ул. ДурмонЙули, 33, г. Ташкент, Республика Узбекистан, E-mail: <u>igamov_bd@mail.ru</u>

² Ташкентский государственный технический университет, Ташкент, Узбекистан

³Служба государственной охраны Республики Узбекистан Военно-академический лицей «Юные

пограничники», Термез, Узбекистан

⁴"Баркамол Авлод" учитель физики, Термез, Узбекистан

Аннотация

Процессы формирования изделий микро- и наноэлектроники, оптики и приборостроения включают в себя технологические операции, использующие обработку направленным потоком плазмы и ионов. Такими операциями могут быть очистка и активация поверхности, травление поверхностного слоя, осаждение тонких покрытий различных материалов, модификация состава приповерхностного слоя. Плазменные и ионно-пучковые технологии характеризуются высокой производительностью и универсальностью. Хотя физические явления, происходящие в плазме и на поверхности подложек, до конца не исследованы, они весьма перспективны для изготовления различных изделий.

Ключевые слова: вакуум, плазма, ион, микроэлектроника, наноэлектроники, электрон.

Известны многочисленные конструкции устройств для вакуумно-плазменных и ионных обработок [1-4], в частности источники Кауфмана [5-7], выпускаемые компанией Kaufman & Robinson по производству ионных источников (ионных пушек) для вакуумных систем. Практический интерес представляет источник с замкнутым дрейфом электронов, который основан на прецессии электронов по замкнутому пути внутри кольцевой или продолговатой разрядной камеры. В нем наибольший разгон происходит в тонком слое около анода. В англоязычной литературе холловский ускорителем (Hall Effect Thruster).

Стандартный ускоритель такого типа «Радикал» и «Радикал-М200» имеет кольцевой ускоряющий канал, выточенный в форме сквозной кольцевой щели в плоском диске магнитопровода. Средний диаметр кольцевой щели ускоряющего канала равен D=100-200 мм, ширина кольцевой щели, образующей канал, составляет 5 мм, длина ускоряющего канала (равная толщине диска магнитопровода) L=4 мм. Канал обеспечивает генерацию ионного пучка, у которого ток достигает 100 мА А при токовом КПД около 0,5.

Следует отметить, что аппаратурная сложность и стоимость таких промышленных изделий высока и в ряде случаев целесообразно использование более простых устройств, позволяющих осуществлять пучково-плазменную обработку поверхности материалов. Для этого были разработаны и опробованы малогабаритные источники плазмы, встраиваемые в различные вакуумные установки (например, ВУП-5, УВН-75, ВУ-2М).

Разработанные устройства содержат охлаждаемый кольцевой анод из нержавеющей стали, а также магнит или электромагнитную катушку. Плоскость магнитопровода (или плоскость поперечного сечения кольцевого ускоряющего канала) параллельна плоскости кольцевого анода. Ускоряющее напряжение составляет 1500-5000 В. Его создает источник постоянного тока, от которого разность потенциалов устанавливают между кольцевым анодом (положительный потенциал), размещенным перед полостью ускоряющего канала внутри ускорителя и магнитопроводом. Силовые линии магнитного поля, локализованные как внутри ускоряющего канала, так и в области, примыкающей к нему ниже по потоку ионов, играют роль

магнитоплазменной линзы по отношению к ионному потоку, поэтому траектории ионов принимают направление нормалей по отношению к магнитным силовым линиям, когда они движутся как в канале ускорителя, так и на выходе из него. В зависимости от конфигурации магнитного поля пучок в целом становится или полым, цилиндром или слабо расходящимся конусом.

С целью создания ряда устройств в составе вакуумных технологических установок, позволяющих проводить пучково-плазменную обработку лицевой поверхности движущихся и стационарных образцов была проведена разработка конструкций ряда устройств, дополнительно устанавливаемых в вакуумных рабочих камерах. На рис.1 приведена конструкция одного из вариантов устройства для плазменной обработки, размещаемого на отдельном фланце.



Рис.1- Устройство плазменной обработки на фланце 1-лицевая часть магнитопровода-

катода, 2-цилиндрический магнит, 3магнитопровод, 4-кольцевой анод из немагнитного материала, 5-изолятор, 6трубка охлаждения.

Устройство состоит из стального фланца толщиной 14 мм, одновременно являющегося катодом и частью магнитопровода. Фланец прижимается к окну в вакуумной рабочей камере через уплотнение. На фланце смонтирован стальной магнитопровод, состоящий из толстостенного (12 мм) цилиндра и стальных диафрагм, образующих кольцевой зазор в несколько мм. В центральной части фланца закреплен постоянный магнит из сплава ЮНДК. В два отверстия во фланце входят электрически изолированные полые цилиндры, соединенные с кольцевым анодом из нержавеющей стали. Изоляция осуществляется за счет фторпласта-4, герметизация происходит за счет вакуумной резины (кольца) между изоляторами. Водяное охлаждение полых цилиндров происходит за счет движения воды по тонким трубкам внутри цилиндров. Рабочий газ подается в вакуумную камеру от отдельного натекателя.

Опробованы также устройства, размещаемые непосредственно внутри вакуумной камеры, в том числе на подвижной оснастке. Это дает возможность сканировать поток плазмы по обрабатываемой неподвижной поверхности или направлять поток на обрабатываемый объект для очистки и активации поверхности, а затем на распыляемый материал, например катод устройства распыления для облегчения зажигания разряда.

Устройства пучково-плазменной обработки в отличие от обычных плазменных обработок (давление 0,1-1,0 мм.рт.ст.) работают при давлениях рабочего газа (аргона, фреонов и газовых смесей) порядка 10⁻³ мм. рт. ст. и ниже. При этом ток разряда возрастает с ростом давления в пределах 10⁻⁴-·10⁻³ мм. рт. ст, дальнейший рост давления приводит к срыву разряда в плазменный режим (переход к напряжениям разряда менее 1 кВ при токах в сотни мА).

С ростом положительных напряжений на кольцевом аноде ток разряда возрастает в диапазоне значений до 0-2 кВ, затем рост замедляется и ток увеличивается на 10-30% за счет вторичных

процессов. Скорость травления материалов может достигать 1-2 нм/с при плотности тока порядка 1 мА/см².

На рис.2 приведены фотографии разработанного устройства и процесс вакуумной пучковоплазменной обработки образца (ситалловой пластины).



Рис.2-Устройство пучково-плазменной обработки и вакуумная обработка образца

Подобные устройства расширяют технологические возможности установок и могут быть для самых различных целей, в частности при подготовке поверхности перед нанесением покрытий, активации поверхности, создании дефектов в поверхностном слое материалов, травлении без использования химических обработок. Необходимо отметить, что методы реактивного травления материалов, например кремния, покрытий SiO_2 , Si_3N_4 , металлов во фреоне-14 и газовых смесях для производства полупроводниковых структур решают не только технические, но и экологические проблемы. Одна установка пучково-плазменного травления экономит довольно много кислот особой чистоты, таких как серная, азотная плавиковая, уксусная, соляная, а также значительное количество деионизованной воды для промывки.

Литература

1. Электронный pecypc http://e-beam.ru/production/ibs2.

2. Электронный pecypc http://www.actan.ru/e_vaccomp_ions.html

3. Физика и технология источников ионов. М.: Мир, 1998. - 560 с.

4. Huashun Zhang. Ion sources. - New York: Science Press, 1999. - 475 p.

5. H.R. Kaufman, "Technology of Ion Beam Sources Used in Sputtering," J. of Vacuum Science and Technology, Vol. 15, pp. 272-276, Mar./Apr. 1978.

6. H.R. Kaufman, R. S. Robinson, and R. I. Seddon, "End- Hall Ion Source," J. of Vacuum Science and Technology A, Vol. A5, pp. 2081-2084, July/Aug. 1987.

7. V.V. Zhurin, H.R. Kaufman, and R.S. Robinson, "Physics of Closed Drift Thrusters," (Review article) Plasma Sources Sci. Technol, Vol. 8, pp. R1-R20, 1999.

ВТОРИЧНО - ИОННАЯ РАСПЫЛЕНИЯ Si(111)

¹Джаббарганов Р, ¹Исаханов З.А, ²Умирзаков Б.Е, ¹Курбанов Р..

¹Институт ионно-плазменных и лазерных технологий, 100125 Ташкент, <u>za.isakhanov@gmail.com</u>

²Ташкентский государственный технический университет, 100095, Узбекистан Email:ftmet@rambler.ru

В настоящее время, технология получения чистой поверхности кремния – интенсивно исследуются. Это обусловлено тем, что оксид кремния могут стать элементами нового направления в материаловедении – наноструктурной технологии, что способствует развитию микроэлектронной промышленности и связано с дальнейшим уменьшением размеров полупроводниковых приборов. Однако до сегодняшнего дня пока еще отсутствует четкое представление о механизме явления окисления частиц на поверхности кремния. Более того, между наиболее часто привлекаемыми моделями для объяснения эмиссии кластеров при распылении существует противоречие (рекомбинационной моделью образования кластеров [1], альтернативной моделью прямой эмиссии [2] и распыление кластеров, стимулированное дефектами на поверхности кристалла [3]). Имеющиеся в наличии экспериментальные данные по получению чистой поверхности кремния не позволяют внести окончательную ясность в вопрос, какой из механизмов является доминирующим. С целью проверки справедливости и оценки роли этих моделей в образовании кластеров, а также попытки внести некоторую ясность в существующие противоречия между моделями, нами были проведены направленные экспериментальные исследования. Измерялся выходов отрицательно заряженных кластерных ионов, эмитированных из кремниевой мишени Si(111) при бомбардировке поверхностей ионами различных щелочных металлов с энергией от 0.1 до 3 кэВ.

С целью изучения возможностей метода ВИМС с регистрацией нейтральной и отрицательно ионной компонент распыления был проведен цикл работ по исследованию влияния объемных примесей и адсорбированных атомов на выход отрицательных ионов при бомбардировке кремниевой мишени ионами цезия. Масс спектр отрицательно ионного распыления кремния зафиксированных при низких температурах показывает, состав его чрезвычайно богат и определяется составом и количеством сорбированных молекул. С увеличением температуры образца до 800⁰ С поверхности кремния исчезает гидриды, гидроокислы, и резко уменьшается количество окислов.

На табл. 1 приведены значения интенсивности спектров вторичных ионов (ВИ) из грязной, не подвергнутой какому-либо воздействию поверхности кремния (1 - колонка). Здесь видно, что доминирует интенсивности вторичных ионов водорода, кислорода, углерода и их соединения. Решеточных кластерных ионов не наблюдаются. Облучение грязной поверхностью кремния ионами Cs⁺ с энергией E=2,5 кэВ и дозой D=2,2·10¹⁵ион/см², (ток первичных ионов Cs⁺, I_{Cs}-=10⁻⁷A), (2 колонка) не приводит к заметной очистке от адсорбированного слоя на поверхности, а наоборот к увеличению их интенсивности и к появлению разного рода химических соединений. А также, в таблице 3.4 приведены результаты полученной методом ВИМС на образце Si(111): до облучения (1), после облучения (2) и после отжига, при разных температурах (3-10).Увеличение температуры образца кремния от

N⁰	25°	25°	300°	400°	500°	600°C	700°	800°C	900°C	1000°C
1 - H	50	80	45	80	30	20/20	20/15	20/15	10/15	10/15
12 - C	7	5	5	10	30	45/35	30/40	30/10	30/10	10/10
13 -CH	5	5	5	10	10	10/8	8/5	5	2	2
16 - O	150	210	200	120	100	70/65	60/30	30/30	20/30	20/30
17- OH	35	40	30	50	10	10	8	4	1	1
19-F						7	5	7	5	5
$24-C_2$	5	5	5	5	15	45/30	40/40	20/20	2	2
25-C ₂ H	5	5	7	5	15	20/15	10/5	5	2	2
26-CN	65	40	40	40	60	70/60	70/70	40/40	10	
28-Si	5	10	10	30	110	80/90	85/100	100	140	220

Таблица.1 - Выходы отрицательных ионов из Si-образца в зависимости от температуры

International Conference "Fundamental and Applied Problems of Modern Physics", October 19-21, 2023

29-Si	3		5	25	30	13/15	10/15	5/10	5/10	5/10
30-Si	3			10	10	5/10	5/10	2/4	2/4	2/4
32-O ₂	15	20	20	15	5	5	2			
35-C1	20	10	10	20	10		10			
37-C1	7	5	5	5	5					
40-SiC					20	70/50	70/40	70/40	40/40	20/40
41-SiC					20	15/10	10/5	5	5	5
42-SiC	25	15	10	20	25	60/45	30/10	20	10	
43-SiCH						5/2	2/2			
44-SiO						5/2	2/2			
45-SiOH		5	10	20	15	5/2	2/2			
56-Si ₂				10	110	110	110	120	140	150
57- Si _{2i}				7	40	20/20	30/35	20	20	30
58- Si _{2i}				5	60	15/10	15/15	10	10	15
C ₅ ~SiO ₂	50	80	100	60	20	10/5	5/4	4/4	4/4	4/4
61- C ₅ H				50	10					
72-Si ₂ O	20	50	75	40	5	3/2	5/2	2/2		
84-Si ₃				5	45	55/70	70/70	70/70	70	80/70
112-Si ₄					10	10/15	15/15	20/5	20/5	30/5
140-Si ₅						4/5	4/5	10/5	10/5	15/5
161-SiCs						3	1			

100-800⁰С приводить к аналогичному изменению выхода кластерных ионов кремния. Из полученных результатов, видно, что любое загрязнение поверхности примесными и адсорбированными веществами приводит к перераспределению химических связей и поверхностной структуры изучаемого вещества. Также были обнаружены при распыления кремния, влияние продолжительности ионной бомбардировки на состав масс-продуктов, что ионная бомбардировка приводить к очистке поверхности от адсорбированных частиц легких масс (H, C, O) и их соединения, окислов, проявляются кластерные ионы типа (SiO_n) где (n) достигает значения (n=5). Если сравнит масс спектры недостаточно чистой поверхности кремния и подвергнутый к очистке первичным пучком поверхности кремния, более высоком вакууме, то видно, насколько проще для расшифровки является последний спектр, отражающий состав более чистой поверхности.

Основные выводы:

1. Впервые исследована динамика изменения состава и поверхностной структуры ионноимплантированного кремния, при прогреве в различных температурных режимах. 2. Показано, что в зависимости от температуры происходит следующие изменения: полная кристаллизация ионнолегированных слоев Si и образование силицидов типа MeSi₂, формирование монослойного покрытия MeSi₂, максимальная очистка поверхности и приповерхностных слоев Si. 3. Установлено, что для всех силицидов щелочных металлов температура полной очистки меньше, чем 1100К. 4. При бомбардировке кремния ионами цезия определено, влияние объемных примесей и адсорбированных атомов на выход отрицательных ионов. 5. Расчеты значений пороговых энергий распыления для атомов и кластеров показали, что при этом уменьшается пороговая энергия распыления с ростом числа атомов в кластере. 6. Показано, что все силициды щелочных металлов типа MeSi₂ растет эпитаксиально, однако поверхность имеет различные структуры. После прогрева при T=1100К независимо от типа силицида в приповерхностном слое полностью испаряется силицидная пленка, а также атомы кислорода и углерода.

Литература:

1. Джемилев Н.Х. // Поверхность. Рентген, синхротр. и нейтрон. исслед. 2012. №8. С.28.

2. Staundenmaier G. //Rad. Eff. 1973. V. 13. P. 87.

3. Шаропов У.Б, Атабаев Б.Г, Джаббарганов Р, Курбанов М.К. // Поверхность. Рентген, синхротр. и нейтрон. исслед. 2016. №2. С.1.
"XORAZM-150" NAVLI PAXTA TOLALARINING ELEKTROFIZIK XOSSALARINI TADQIQ QILISH

A.T. Mamadalimov^{1,2}, N.K.Xakimova^{1,2}, Sh.M.Norbekov².

¹Yarimoʻtkazgichlar fizikasi va mikroelektronika ilmiy tadqiqot instituti ²Mirzo Ulugʻbek nomidagi Oʻzbekiston Milliy universiteti Email: Norbekov7777@mail.ru

Ko'plab soha doirasini qamrab olgan arzon va qayta tiklanadigan tabiiy polimerlardan biri bu paxta tolalaridir (PT). Legirlangandan keyin o'tkazuvchanlikka ega bo'ladigan PT tijorat maqsadlarida qo'llanilishi uchun katta imkoniyatlarga ega. Polimerlarda, xususan tabiiy tolalarning elektr o'tkazuvchanligi, materiallarda zaryad tashish tabiatini tushunish va shuningdek ularning elektrofizik xossalarini o'rganishga ko'plab olimlar qiziqish bildirib kelmoqda[1-2]. So'ngi paytlarda tabiiy tolalarning fizik va elektrofizik xususiyatlarini o'rganish jadal rivojlanmoqda. Shu jumladan, paxta tolalarning yarimo'tkazuvchanlik xususiyatiga ega ekanligining kashf qilinishi bunga asos bo'lmoqda [3-6]. PT tuzilishiga ko'ra turliy qatlamlar va har bir qatlamning tuzilishi tarkibi ham o'ziga hos kimyoviy tarkibga egadir [7]. O'rganishlar shuni ko'rsatadiki, paxta tolalarining elektrofizik xususiyatlari asosan tolaning sirt yuzasida kutikula qismida nomoyon bo'ladi. Shuning uchun tatqiqot doirasini kengaytirish PT elektrofizik xossalarining umumiy qonuniyyatlarini ochib berishga va tolalarda sodir bo'ladigan elektrofizik jarayonlarning mexanizmlarni ochib berishda hamda elektron jixozlarning diskret elemenlarini (Aqlliy kiyim texnalogiyasi) ishlab chiqishga imkon beradi.

Dastavval, yetilib pishgan paxta chigitidan tolalar parallel joylashgan holda 1ta chiziq bo'ylab ajratib olindi. Parallel joylashgan tolalarning taxminiy soni 4.500-5000 dona va uzunligi 4 mm xolatga olib kelindi va barcha namunalarning geometrik o'chami bir xil qilib olindi. PT yod yoki KMnO₄ bilan 80^oC o'zgarmas haroratda 6 soat legirlash jarayonidan o'tkazildi. PT namunalari va metal o'tkazgich orasida Omik kontakt xosil qilish uchun grafit kukunining suyuq shisha bilan taxminan 40% ga 60% ulushda tayorlangan tok o'tkazuvchi yelmdan foydalanildi. Ushbu Omik kontaktlarning qarshiligi taxminan \approx 100-200 Ω •sm ga teng. 1-rasmda yod va KMnO₄ legirlangan "Xorazm-150" navliy PT namunalaridan o'tgan elektr tokining haroratga bog'liqligini o'lchash natijalari ko'rsatilgan. Rasmdan ko'rinib turibdiki, ikkala namunada ham elektr o'tkazuvchanligi mos ravishda KMnO₄ bilan legirlangan namunada E_{t1}=0.54 eV va yod bilan legirlangan namunada E_{t2}=1,41 eV aktivlanish energiyasi bilan eksponentsial ravishda ortgan. Ushbu natija shuni anglatadiki, kiritmalar PT yuzasidagi kutikula qatlami va malum bir qismi sellyuloza bilan o'zaro ta'siriga bog'liq. Natijalarga ko'ra aktivatsiya energiyasining o'zgarishi ligaturaning turiga va o'zaro ta'siri bilan bog'liq bo'lishi mumkin.



1-rasm. KMnO4 bilan legirlangan (1) va yod bilan legirlangan (2) "Xorazm-150" navliy PT elektro'tkazuvchanligining haroratga bogʻliqligi

Yod va KMnO₄ bilan legirlangan "Xorazm-150" navli PT namunalarining fotoo'tkazuvchanlik (FO') kinetikasi tekshirildi (2-rasm).



2-rasm. Yod bilan legirlangan "Xorazm-150" navli PT namunasining FO' kinetikasi (ichki rasm KMnO₄ bilan legirlangan). hv =5,0 eV, T=300 K

Ushbu tadqiqot shuni koʻrsatadiki, UB nur (λ =254 nm) bilan yoritilganda KMnO₄ bilan legirlangan namunada fototokning eksponensial oʻsishi va UB nur oʻchirilganda fotooʻtkazuvchanlikning uzoq muddatli relaksasiyasi kuzatildi va bu taxminan 23 min davom etdi (2-ichki-rasm). Bunda ichki fotoeffekt hodisasi namayon boʻlganligi kuzatildi. Yod bilan legirlangan "Xorazm-150" navli PT namunasida esa yarimoʻtkazgich materiallarda kamdan kam uchraydigan noyob hodisa ya'ni negativ fotoo'tkazuvchanlik (NFOʻ) hodisasi kuzatildi (2-rasm). Yarimoʻtkazgichlarda NFOʻ kashfiyoti hali tizimning ishonchli talqinini olmadi. Masalan, grafen monoqatlamidagi NFO' fenomenining kelib chiqish mexanizmi hali ham aniq emas. Ko'plab tadqiqotchi guruhlar tomonidan berilgan tushuntirishlar bir-biriga mos kelmaydi. Ko'pgina ichki va tashqi omillar zaryad tashuvchilarning xatti-harakatlariga ta'sir qilishi mumkin. Shuning uchun konsensusga (umumiy mexanizm) erishish uchun ko'proq nazariya va tajribalar talab qilinadi. Ushbu tadqiqotlarning dolzarbligi shundan iboratki NFO' mavjudligi qurilmalarda qo'shimcha funktsiyalarni ta'minlashi mumkin.

Adabiyotlar

1. Pawlicka A, Donoso J. P. Polymer electrolytes based on natural polymers. Polymer Electrolytes. Pages 95-128 (2010).

Abd El-kader FH, Osman WH, Ragab HS, Shehap AM, Rizk MS, Basha MAF (2004) J Polym Mater 21:49.
Zakirov A. S, Yuldashev Sh. U, Wang H. J, Lee J. C, Kang T. W, Mamadalimov A. T. Study on electrical transport and photoconductivity in iodine-doped cellulose fibers. J Mater Sci (2011) 46:896–901.

4. Mamadalimov А.Т,Хабибуллаев П.К, Шерматов М. Некоторые проблемы модификации физических свойств хлопковых волокон. УФЖ 1999г. т.1. №6, с465-479.

5. Mamadalimov A.T, Oksegendler B.L, Otazhjnov Sh.O, Turaev B.E, Usmanov T.A, Khakimova N.K, and Kadirov Zh.A. Features of the Photoconductivity of Iodine-Doped Cotton Fibers Illuminated in the Fundamental Absorption Range. Technical Physics Letters, 2002. Vol. 28, №7, pp.581-583.

6. Mamadalimov A.T,Тураев Б.Э, Тургунов Т.Т, Усманов Т.А.. Исследование влияния обработки поверхности хлопковых волокон на их электрические свойства. Доклады АН РУз 2004 г. №3, с 48-52. 7. You-Lo Hsieh. Chemical structure and properties of cotton. December 2007 DOI:10.1533/9781845692483.1.3 In book: Cotton (pp.3-34).

STUDY OF THE STRUCTURES OF (Ge₂)_{1-x-y}(GaAs)_x(ZnSe)_y SOLID SOLUTION EPITAXIAL LAYERS

Amin Saidov¹, Alijon Razzokov^{2,*} and Khushnudbek Eshchanov²

¹*Physical-Technical Institute of Uzbekistan Academy of Sciences, Chingiz Aytmatov str.* 2^{*b*}, 100084 Tashkent, Uzbekistan

²Urgench State university, Kh. Alimjan 14h. Urgench, Uzbekistan. *E-mail: <u>razzokov.a@bk.ru</u> (corresponding author)

Abstract

ATR-FTIR spectra were analyzed in order to study the interconnections of atoms in the crystal structure of $(Ge_2)_{1-x-y}(GaAs)_x(ZnSe)_y$ solid solution epitaxial layers grown from a liquid limited volume solution on a GaAs substrate. The results of the analysis showed that specific absorptions were observed in the areas of 2231, 2076, 670, 611.6, 598.6, 462, and 435 cm⁻¹, which are considered to belong to $(Ge_2)_{1-x-y}(GaAs)_x(ZnSe)_y$.

Key words: crystal, epitaxial layer, chemical bonds, ATR-FTIR spectrum.

By smoothly changing the composition of the solid solution, it is possible to control the material's leading electrical and optical parameters - the band gap, spectral photosensitivity region, lattice parameters, etc. On the other hand, to obtain a high-quality solid solution suitable for creating devices, the proximity of the lattice parameters of the solid solution components is of great importance [1-3]. In this regard, the solid solution consisting of the components GaAs, ZnSe and Ge is of undoubted interest, since the sum of the covalent radii of the atoms of the molecules of these semiconductors is very close ($r_{Ga} + r_{As} = 0.244$ nm, $r_{Zn} + r_{Se} = 0.245$ nm and $r_{Ge} + r_{Ge} = 0.244$ nm). The band gaps in them (Eg) differ significantly (Eg,_{GaAs} = 1.43 eV, Eg,_{ZnSe} = 2.68 eV and Eg,_{Ge} = 0.67 eV) [4].

There is every reason to believe that a solid solution consisting of these components will have a highquality crystal structure, and the spectral sensitivity region will cover the fundamental absorption regions of germanium, gallium arsenide, and zinc selenide. Therefore, the work showed the possibility of forming a solid solution based on GaAs, Ge and ZnSe and identified the optimal technological conditions for growing single-crystal epitaxial layers of the above-described solid solution of pairwise ("molecular") substitution $(Ge_2)_{1-x-y}(GaAs)_x(ZnSe)_y$.

The possibility of the formation of such a solid solution was estimated on the basis of the generalized atomic moment m*. The closeness of the generalized moments of pairs ("molecules") of solid solution components contributes to the formation of more perfect substitutional solid solutions of this type. The generalized moments of the molecules of binary compounds are: for GaAs m*= $14 \cdot 10^{-10}$ C/m, for ZnSe m*= $16.14 \cdot 10^{-10}$ C/m and for Ge m*= $13.4 \cdot 10^{-10}$ C/m. Their difference is no more than 14 %. This indicates that they can form a substitutional solid solution of the (Ge₂)_{1-x-y}(GaAs)_x(ZnSe)_y type. To grow such a solid solution between GaAs, Ge, and ZnSe, it is necessary to create thermodynamic conditions, which can be easily found using the liquid phase model with the proposed "molecular" components [5]. According to this model, semiconductor compounds of the A^{III}B^V and A^{II}B^{VI} classes, as well as elementary semiconductors such as Ge and Si, when dissolved in metallic solvents at temperatures much lower than the melting point of the corresponding substances, are mainly in the form of dimers ("molecules").

Epitaxial layers of the $(Ge_2)_{1-x-y}(GaAs)_x(ZnSe)_y$ solid solution were grown on n-type GaAs substrates by forcing cooling from a limited volume of a tin solution-melt according to the procedure [6]. The thickness of the gap between the substrates varied in the range from 0.45 to 1.5 mm.

Figure 1 shows the crystal lattice of the $(Ge_2)_{1-x-y}(GaAs)_x(ZnSe)_y$ solid solution obtained by pairwise ("molecular") substitution. As can be seen from the figure, the lattice contains covalent bonds such as Ga-As, Ga-Ge, Ga-Se, Zn-Se, Zn-As, Zn-Ge, Ge-Ge, Ge-As, and Ge-Se. Since the breaking energies of such

covalent bonds are different, they can contribute to the appearance of the corresponding peaks in the photosensitivity spectrum of the solid solution.



Fig1. Hypothetical crystal lattice of the solid solution (Ge₂)_{1-x-y}(GaAs)_x(ZnSe)_y

 $(Ge_2)_{0.02}(ZnSe)_{0.03}(GaAs)_{0.95}$ solid solutions with specific chemical compositions were grown on GaAs substrates oriented along the (100) directions at a crystallization onset temperature of 1023 K. A melt solution bounded between two horizontally located substrates consisted of Sn, GaAs, Ge and ZnSe. The thickness of the epitaxial layers was 4–25 μ m, depending on the thickness of the gap between the substrates and the growth mode.

ATR-FTIR spectra were obtained and analyzed in order to further study the chemical bonds in the structural structure indicated above (Figure 2).



Fig 2. ATR-FTIR spectra of Ge, GaAs, ZnSe and (Ge2)0.02(GaAs)0.95(ZnSe)0.03

In the ATR-FTIR spectrum of the crystal consisting of solid solution epitaxial layers with the composition $(Ge_2)_{0.02}(GaAs)_{0.95}(ZnSe)_{0.03}$, specific absorption peaks were observed compared to those of the original samples. Absorption peaks in the areas of 2991 and 2882.5 cm⁻¹ were considered to be related to the shape and dimensions of the crystal lattice. A relative increase in absorption intensity in the ATR-FTIR spectrum of $(Ge_2)_{0.02}(GaAs)_{0.95}(ZnSe)_{0.03}$ at 2377.8 cm⁻¹ was observed. The intensity of the absorption peak in the area of 2347cm⁻¹ decreased sharply. If we pay attention to the ATR-FTIR spectrum of the samples, it can be considered that these changes are related to the interactions between the structures of ZnSe, GaAs and Ge.

In addition, specific absorption peaks appearing in the regions of 2231, 2076, 670, 611.6, 598.6, 462, and 435 cm⁻¹ are atoms in the epitaxial layers of the solid solution consisting of $(Ge_2)_{0.02}(GaAs)_{0.95}(ZnSe)_{0.03}$

considered to be related to chemical bonds. Because these absorption peaks were not observed in the ATR-FTIR spectra of GaAs, ZnSe and Ge crystals.

Therefore, it can be considered that Ge atoms are located in the crystal structures of GaAs and ZnSe and form a covalent bond.

References

1. S.P. Suprun, V.N. Sherstyakova, Epitaxy of ZnSe on GaAs as a Source of the ZnSe Compound, Phys. Tech. Semicond. **43**(11), 1570 (2009).

2. L.G. Wang and A. Zunger, Dilute nonisovalent (II-VI)-(III-V) semiconductor alloys: Monodoping, codoping, and cluster doping in ZnSe-GaAs, Phys. Rev. 68, 1 (2003).

3. J.W. Balch and W.W. Anderson, Liquid phase epitaxy of gallium arsenide on zinc selenide, J. Crys. Growth. 15, 204 (1972).

4. A.S. Saidov, Sh. N. Usmonov, and D.V. Saparov, Structural Studies of the Epitaxial Layer of a Substitutional Solid Solution (GaAs)1-x(ZnSe)x with Nanocrystals, Adv. Mater. Sci. Eng. 2019, 1, (2019).

5. A.S. Saidov, Sh.N. Usmonova, D.V. Saparov, and A.M. Akhmedov, Effect of Diatomic Silicon Molecular Impurities on the Luminescent Properties of Semiconductor Solid Solutions, Appl. Sol. Energy. 56(3), 178 (2020).

6. A.S. Saidov, A.Sh. Razzokov, S.I. Petrushenko and S.V. Dukarov, Obtaining Si–Si1-xGex–(Si1-xGex)1-z(Al1-yGayAs)z–Si1-xGex–(Si1-xGex)1-z(Al1-yGayAs)z Structures from a Tin Solution-Melt in a Single Technological Cycle, Ac

ИЗУЧЕНИЕ СТРУКТУРНЫХ СВОЙСТВ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КРИСТАЛЛОВ CdZnTe ПОСЛЕ ОБЛУЧЕНИЯ ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ

Барот Махсудов¹ и Мухаммаджон Яров^{1,*}

¹Таджикский национальный университет, пр. Рудаки 17, 734025, Душанбе, Таджикистан, *E-mail: <u>muh.yarov@mail.ru</u> (автор).

Аннотация

Исследовано влияние малых потоков тепловых нейтронов на структурные характеристики полупроводниковых кристаллов теллурида кадмия цинка (CdZnTe). Результаты исследование показали, что тепловые нейтроны определённого потока отрицательно влияют на структурные параметры кристаллов, о чём свидетельствует рентгеновский анализ образцов.

Ключевые слова: тепловые нейтроны, полупроводниковые кристаллы, структура кристалла, теллурид кадмия цинка.

1. Введение

В последние годы для создания детекторов рентгеновского и гамма-излучения, фотопреобразующих панелей и других оптоэлектронных устройств теллурид кадмия-цинка показывает хорошие результаты, в силу своей дешевизны и способности работать при комнатной температуре. Для достижения более подходящих параметров предпринимаются разнообразные методы получения кристаллов, легирование химическими элементами, введение в состав чистого кристалла инородных примесей и др. Однако, обработка структуры кристаллов с помощью ядерного излучения является новым методом. При этом надо учитывать предел потока облучения, так как превышения потока облучения приводить к обратным последствиям.

Для модификации структуры кристаллов раньше были предложены облучать их с использованием потока быстрых заряженных частиц, от электронов до тяжелых ионов, рентгеновское и гамма-излучения и др. Например, в [1] сообщается о модификации структуры кристаллов CdZnTe ионами Yb³⁺ с энергией 5 МэВ. Результаты показали, что ионы Yb³⁺ при заданном энергии проникают в глубине 1 микрон и приводят к образованию высокопроводящего интерфейса с высоким током утечки. Рентгеновский анализ облученных образцов показал ухудшающегося влияние облучения на производительность устройств. Для предотвращения негативного воздействия радиоактивного излучения предлагается облучат кристаллов CdZnTe лазерным излучением [2]. При лазерного облучения образца на его поверхности образуется тонкий слой кадмия, который способствует улучшению радиационной стойкости материала.

Однако, в рамках наших исследований мы предприняли другой подход: мы предлагали модифицировать структуру кристаллов CdTe при облучении малыми потоками тепловых нейтронов и достигли хороших результатов [3]. В отличие от быстрих нейтронов и других видов излучения, тепловые нейтроны не вызывают значительных повреждений структуры кристалла. Теперь, для сравнения с предыдущими результатами мы облучали кристаллов CdZnTe тепловыми нейтронами.

2. Материалы и методы исследования

В качестве исследуемого материала были выбрани кристаллические полупроводники II-IV группы, а именно CdZnTe. Размеры образцов составляли 7x7x2 мм соответственно. Кристаллы изготавливались методом направленной кристаллизации.

После подборки полупроводниковые кристаллы подвергались облучению тепловыми нейтронами из Pu-Be-го источника. Энергия нейтронов данного источника варьируется в интервале от 0 до 10 МэВ, а для выделения тепловых нейтронов между источником и образцом помещался слой парафина. Значения потока тепловых нейтронов и метод измерения электрофизических параметров образцов приведены в [3].

Изучения структурных изменений проводился рентгеновским аппаратом ДРОН-3 в интервале углов от 10 до 60°.

3. Результаты и обсуждения

Рентгеновский анализ ранее изученных образцов CdTe показал, что структура кристаллов улучшается за счет упорядочения и переориентация ячеек кристаллической решетки, также появляются новые изотопы, которые в определенной степени совершенствуют межатомные связи.

Для теллурида кадмия цинка наши исследования дали обратных результатов. Под действием потока тепловых нейтронов структурные характеристики исследованных кристаллов изменяются в отрицательном направлении (Рисунок 1).



Puc1. Результат рентгенодифракционного анализа CdZnTe.

Из рисунка видно, что интенсивность отраженного рентгеновского излучения после облучения тепловыми нейтронами падает. Это означает, что центры отражения в кристаллические решетки переориентируются или в структуре кристалла появляются первичные радиационные дефекты.

4. Выводы

Исследования в области изучения влияние малых потоков тепловых нейтронов на структурные параметры CdZnTe не дали ожидаемых результатов, как в случае с CdTe. Тепловые нейтроны способствовали появлению радиационных дефектов в структуре кристалла, которые в свою очередь приводили к снижению интенсивности отражения рентгеновского излучения.

Литература

1. Babalola, S.; Bolotnikov, A.; Camarda, G.; and Muntele, C. Effects of Surface Irradiation on the Performance of CdZnTe-based Nuclear Detectors. Research Square. Pp. 1-14. (2022).

2. Medvid, A.; Mychko, A.; Dauksta, E.; Naseka, Y.; Croccoc, E.; and Dieguezc, E. The effect of laser radiation on CdZnTe radiation hardness. 13th INTERNATIONAL WORKSHOP ON RADIATION IMAGING DETECTORS, ETH ZURICH, SWITZERLAND, 3–7 JULY 2011.

3. Махсудов, Б.И.; Акобирова, А.Т.; Яров, М.Т.; Шаимов Э. Дж. Влияние облучения тепловыми нейтронами на электрофизические и структурные характеристики CdTe, легированного хлором. Вестник THУ. №1, С. 116-128. 2022.

THERMALLY STIMULATED TRANSFORMATION OF OXYGEN ATOMS BETWEEN PHASE STATES IN A GROWING SILICON SINGLE CRYSTAL

¹Kalanov M.U,¹Khugaev A.V, ¹Malikov Sh.R, ²Saidov A.C, ²Usmanov Sh.N, ²Saparov D.V,²Eshanxydjaev D.A.

¹Institute of Nuclear Physics Academy of Science of Republik Uzbekistan, 100214, Tashkent

²Physical-Technical Institute Academy of Science of Republik Uzbekistan, 100084, Tashkent

According to leading organizations producing electronic equipment, silicon single crystals will remain the main material for the production of the element base of modern electronics for several more decades. Currently, most silicon single crystals for integrated circuits (ICs) are produced by the Czochralski method. However, in this growth method, silicon single crystals are saturated with oxygen from a quartz crucible. It has been established that oxygen in a growing silicon single crystal is the main background impurity that determines the thermal stability of the charge carrier lifetime and the efficiency of gettering of metal impurities to the drain. It is also shown that oxygen in the volume of a growth silicon single crystal is in free, dissolved at interstices as quasi-molecules of the SiO₂ type parallel to the {111} direction of the silicon matrix lattice and chemically bound (precipitate) states in the form of finely dispersed nanoparticles of the second phase, crystalline silicon dioxide SiO₂(c). Typically, silicon wafers are heat treated at different temperatures during the manufacture of IC components. However, any heat treatment must contribute to the initial phase states of oxygen in the bulk of silicon and the possible mechanism of interaction between these states of oxygen under the influence of temperature, since research in this direction is not systematic. This work is aimed at partially solving this issue using the method of structural analysis.

The sample used was single-crystal n-Si type silicon with a resistivity $r \approx 10$ Ohm·cm, an oxygen concentration $N_0 \approx 10^{17}$ cm⁻³ according to IR spectrometry and a dislocation density $N_D \approx 10$ cm⁻² grown by the Czochralski method along the growth axis [111]. Samples measuring $10 \times 5 \times 1$ mm³ were prepared from a silicon single crystal wafer after mechanical grinding and chemical etching. The surface of all samples was parallel to the crystallographic plane (111) of the single crystal. X-ray diffraction patterns of the samples were obtained on a DRON-UM1 diffractometer (Russia) using copper X-ray radiation with a wavelength $\lambda_{CuK\alpha} = 1.54178$ Å. Sample measurements were carried out using the Θ –2 Θ scheme in step scanning mode in the range of scattering angles from 8 to 73° along 2 Θ . The error in measurements of the intensity of diffracted radiation was about 1%. The necessary heat treatment of the samples was carried out directly on the diffractometer using a high-temperature attachment UVD-2000 at temperatures of 293K, 1593K, 1173K and 673K. The temperature was controlled by a platinum-platinum-rhodium thermocouple with an accuracy of $\pm 1.5^\circ$. The samples after high-temperature heat treatment at 1593 K were further subjected to low-temperature annealing at a temperature of 673 K in order to bring the sample into a thermodynamic equilibrium state. The duration of heat treatment at each temperature was two hours.

In Figure 1a shows the diffraction spectrum of the original sample at a temperature of 293K. The diffraction pattern shows the presence of a number of narrow reflections at different angles and one diffuse scattering at small scattering angles. The analysis showed that the structure line (222) at medium angles at $2\Theta = 59^{\circ}$ is the second order of the main diffraction reflection (111) of the silicon matrix grating at scattering angles $2\Theta = 28.5^{\circ}$. Somewhat ahead in the angles of the main reflection (111) of silicon, its β -component $(111)_{\beta}$ is observed at scattering angles $2\Theta = 26.5^{\circ}$. In the diffraction pattern, in addition to the structural lines from the silicon matrix lattice, a low-intensity narrow reflection with index (110) is visible at scattering angles of $2\Theta = 36^{\circ}$ from the crystalline impurity phase of silicon dioxide SiO₂(c) (Fig. 1a). From the halfwidth of this reflection, the size of nanocrystallites of the impurity phase was determined using the Scherrer formula and it was equal to 36 nm. A low-intensity wide diffuse maximum at small scattering angles at 20 $\approx 16.5^{\circ}$ is caused by the surface amorphous phase of silicon dioxide SiO₂(a). Consequently, the plates of the initial growth single crystal of silicon in the bulk contain chemically bound oxygen in the form of nanocrystallites of silicon dioxide $SiO_2(c)$ (precipitates), and on the surface there is a layer of amorphous silicon dioxide $SiO_2(a)$. As for dissolved oxygen in silicon, it manifests itself in diffraction studies only in changes in the inelastic background during heat treatment of the sample. As for dissolved oxygen in silicon, it manifests itself in diffraction studies only in changes in the inelastic background during heat treatment of the sample.

After annealing the sample at a high temperature of 1593K, the following is observed in the diffraction pattern: complete disappearance of diffuse scattering from amorphous silicon dioxide – SiO₂(a) at $2\Theta \approx$ 16.5°, a noticeable increase (6%) in the average level of inelastic background; ~12% increase in the intensity of the main structural line (111) from the silicon matrix lattice; a significant ~80% loss of intensity of its second order (222) at $2\Theta = 59^{\circ}$ and a decrease of more than 90% in the intensity of the selective reflection $(110)_{SiO2}$ at $2\Theta = 36^{\circ}$ from the SiO₂(c) impurity phase (Fig. 1b). These listed effects on the diffraction pattern indicate a change in the phase state of oxygen in the volume and on the surface of the silicon wafer. A possible explanation for the disappearance of the diffuse peak at $2\Theta \approx 16.5^{\circ}$ is the sublimation of amorphous dioxide in the form of silicon monoxide SiO at this temperature; a noticeable increase in the intensity of the main reflection (111) of silicon, a strong decrease in the intensity of its second order (222) and (110) reflection of the impurity phase $SiO_2(c)$, as well as an increase in the inelastic background by a certain amount, indicate a thermally stimulated transformation of oxygen atoms from a chemically bound state $SiO_2(c)$ into dissolved SiO_2 , that is, the transition of oxygen atoms to the phase corresponding to the high temperature of a saturated solid solution of oxygen in silicon in the form of SiO_2 quasi-molecules with a more evenly distributed matrix lattice interstices. Such a saturated solid solution usually becomes supersaturated at low temperatures. Therefore, when the sample is cooled again to room temperature, it should again decompose into two phases; a phase dissolved in the form of oxygen quasi-molecules $-SiO_2$ and a crystalline (precipitate) phase $-SiO_2(c)$.



Fig. 1. Diffraction patterns of a silicon single crystal n-Si at different temperatures: a) at T = 293 K; b) at T = 1593K and c) at T = 293K, after cooling the sample in air.

An X-ray diffraction pattern of a slowly cooled sample with a stove from a temperature of 1593K to room temperature 293K is shown in Fig. 1c. In general, the x-ray diffraction pattern of the sample cooled to room temperature is similar to the x-ray diffraction pattern of the original sample with minor differences. The main difference is observed in the intensity of the diffuse reflection at $2\Theta \approx$ 16.5° and the selective reflection from the impurity phase at $2\Theta = 36^{\circ}$. This shows that the formation of silicon dioxide (amorphous on the surface and crystalline in the bulk of the sample) requires more time than the cooling time of the crystal from high temperatures to room temperature. To accelerate the transition of oxygen atoms to a chemically bound state, the sample was subjected to additional lowtemperature annealing at a temperature of 673 K (precipitation temperature) for 2 hours. After such annealing, the intensity of diffraction reflections from the impurity phase (both amorphous surface and bulk crystalline) corresponded to the intensity of the same structural lines of the impurity phase of the original plate. Also, the intensity of the main reflection (111) and its second order (222) from the silicon matrix lattice was restored to the intensity of the same lines of the original

sample, and the level of the inelastic background became equal to the background level of unannealed silicon.

Consequently, when a plate of a growth single crystal of silicon is cooled from high temperature to room temperature, as a result of the decomposition of a saturated solid solution of oxygen at high

temperature, a two-phase state of oxygen in silicon is again formed in the bulk of silicon: a state with particles of chemically bound oxygen in the composition of crystalline silicon dioxide SiO₂(c) and dissolved state of oxygen in the form of quasi-molecules SiO₂; in the surface layers of a silicon single crystal, oxygen is found only in the composition of amorphous silicon dioxide $-SiO_2(a)$.

THE EFFECT OF SELENIUM SOURCE TEMPERATURE ON THE STRUCTURAL PROPERTIES OF $\mathrm{Sb}_2\mathrm{Se}_3$ THIN FILMS

T.M. Razykov¹, K.M. Kuchkarov¹, B.A. Ergashev¹, A. Olimov¹, R.T. Yuldoshov^{1,2*}

¹Physical-Technical Institute, Uzbek Academy of Sciences, Chingiz Aitmatov str, 2B, Tashkent, Uzbekistan

²Tashkent Institute of Irrigation and Agricultural Mechanization Engineers. Kori Niyazov, 39, Tashkent, Uzbekistan

Abstract

Definitely crystalline phases and crystalline structure of Sb_2Se_3 films obtained at different selenium source temperatures. X-ray patterns, that the total intensity of the (211), (221) peaks will sharply increase, while the (020), (230) and (240) peaks decrease at a selenium source temperature of 370 ° C. Additionally, for $2\theta = 29.66^\circ$ for peak (101) low reflex detected intensity, indicating the formation of the Se phase. To quantitatively study the orientation of Sb_2Se_3 films, the texture coefficients (TC) of diffraction peaks were calculated. The large value of the TC of the diffraction peak indicates the predominant orientation in this direction.

Key words: Sb₂Se₃ films, source temperature, texture coefficients,

Sb₂S ₃ is one of the best absorbent materials for next generation thin film solar cells and has excellent photovoltaic performance. Antimony selenide (Sb₂Se₃) is a promising alternative absorber material compared to the conventional thin film solar cells. Due to its outstanding properties, such as simple crystal structure, high absorption coefficient (> 10 ⁵ sm⁻¹), perfect optical band gap (1.1–1.3 eV), and significant carrier mobility (~10 sm² V⁻¹ s⁻¹), Sb₂Se₃ has been regarded as one of the most attractive absorber candidates for the next-generation thin film solar cells. It should be noted that in the process of obtaining Sb₂Se₃ films by physical methods, a significant loss of Se occurs due to the process of decomposition of the films into Sb, Se, and SbSe during their synthesis. This leads to the formation of Se vacancies, which in turn increases the density of recombination centers in films [1]. This phenomenon negatively affects the optical and electrophysical properties of films and solar cells based on them. As being one of the most competitive absorber candidates for the next-generation thin film photovoltaic, Sb₂Se₃ has attracted much attention and so various deposition techniques; thus, thermal evaporation, vapor transport deposition (VTD), close-spaced sublimation (CSS), and sputtering [2] have been thoroughly studied to increase the PCE of the devices

The morphology and electrical properties of the films are found to be strongly dependent on the selenium source temperature, with higher temperatures resulting in larger crystalline grains and higher conductivity. These results suggest that the chemical molecular beam deposition (CMBD) method can be used to produce high-quality Sb2Se3 films with tunable properties for use in solar cell applications.

Experiment

Installed technological mode optimal cultivation quality Sb₂Se₃ films on surfaces glass (SLG-sodalime glass) by the method chemical molecular beam deposition. Process receiving Sb₂Se₃ films by the CMBD method was as follows: as original material used granules binary Sb₂Se₃ compound and Se semiconductor element purity (99.999%), which placed in different containers: Sb₂Se₃ into one and Se into the other. Further system brought to work condition and purged hydrogen for the purpose removal atmospheric polluting gases. Dimensions samples - $2.0 \times 2.0 \text{ cm}^2$. For receiving Sb₂Se₃ film enriched selenium and stoichiometric composition, it was changed partial pressure Se in the steam phase in progress their growth. In this case temperature substrates was 500°C, temperature sources elements varied in the ranges: $350^{\circ}C \div 430^{\circ}C$ for Se and 700°C for Sb₂Se₃, the rate growth amounted to $0.1\div 1$ Å/ sec at stream hydrogen WH₂=20 cm³/min. crystalline structure and phase compound materials explored method diffraction x-ray rays using _ diffractometer " PanalyticalEmpyrean " on radiation CuK α ($\lambda = 1.5418$ Å) with a 2 θ measurement in the range from 20° to 80° in 0.01° increments . Analysis phase composition produced using _ Joint Committeeon Powder Diffraction Standard (JCPDS) bases. Dark CVCs of Sb₂Se₃ films were measured using a Keithley 2420 SourceMete

Results. Structural properties. Definitely crystalline phases and crystalline structure of Sb_2Se_3 films obtained at different selenium source temperatures. It can be seen from the X-ray patterns, that the total intensity of the (211), (221) peaks will sharply increase, while the (020), (230) and (240) peaks decrease at a selenium source temperature of 370 ° C.

Further increase in temperature to $T_{Se} = 430$ ° C leads to a decrease in peaks (221), (211), and weak peaks (020), (120), (230) and (240) increase significantly. Additionally, for $2\theta = 29.66^{\circ}$ for peak (101) low reflex detected intensity, indicating the formation of the Se phase.



Fig. 1. X-ray of Sb₂Se₃ films at different selenium source temperatures

To quantitatively study the orientation of Sb_2Se_3 films, the texture coefficients (TC) of diffraction peaks were calculated based on the following equation

$$T_{c} = \frac{I_{(hkl)}}{I_{0(hkl)}} / \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} \frac{I_{(h_{k}, l_{i})}}{I_{0(h_{i}, k_{i}, l_{i})}}\right)$$
(1)

where I(hkl) and $I_0(hkl)$ - are the intensities of the diffraction peaks of the planes (hkl) on the measured and standard X-ray diffraction patterns of Sb₂Se₃ (JCPDS 15–0861), respectively. The large value of the TC of the diffraction peak indicates the predominant orientation in this direction. The TC values of the planes (hk0) of our samples tend to decrease at a selenium source temperature of 370°C, and then begin to increase with a further increase in the selenium source temperature.

Reference

1. Yuan, X. Jin, GS Jiang, WF Liu, CF Zhu, Sb₂Se₃ solar cells prepared with selenized dc-sputtered metallic precursors. J. Mater. sci. 27, 8906–8910 (2016)

2 . A. Mavlonov, T. Razykov, F Raziq, J Gan, J. Chantan, Yu Kawano, A review of Sb₂Se₃ photovoltaic absorber materials and thin-film solar cells, Solar Energy 201 (2020) 227–246

ОСОБЕННОСТИ РАДИАЦИОННЫХ ИЗМЕНЕНИЙ ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ СВОЙСТВ МОНОКРИСТАЛЛОВ Bi4Ge3O12 (BGO) ОБЛУЧЕННЫЕ γ-ИЗЛУЧЕНИЕМ

Ашуров М.Х.¹, Нуритдинов И.¹, *Саидахмедов К.Х.¹, Исмоилов Ш.Х².

¹Институт Ядерной Физики АН РУз, пос. Улугбек, 100214, Ташкент, Узбекистан, *E-mail: <u>skhahramon@yandex.ru</u>

²Ургенчский филиал Ташкентского университета информационных технологий

Ортогерманат висмута, также называемый BGO, является хорошо известным сцинтилляционным материалом высокой плотности с химическим составом (Bi4Ge3O12) и детектором излучения. Он широко используется в физике высоких энергий (например, сцинтилляторы для электромагнитных калориметров и детекторные сборки ускорителей), томографических системах для медицины, таких как позитронная томография, и в контрольных источниках света для систем TL.

К настоящему времени было проведено множество исследований и накоплен значительный объем экспериментальных данных, касающихся оптических и спектрометрических свойств BGO [1]. Основное внимание исследователей было уделено изучению люминесцентных свойств кристаллов BGO в видимом диапазоне спектра. Цель большинства работ заключалась в поиске кристаллической структуры для получения интенсивной люминесценции в видимой области спектра, в частности «синей люминесценции (480-500нм)». Данная цель была продиктована, как уже было отмечено, необходимостью создания эффективных сцинтилляторов BGO используемые как детектора для регистрации ионизирующего излучения.

Кристаллы BGO обладают фото- и радиолюминесценцией в видимой области спектра. Как отмечалось, они относятся к классу самоактивированных кристаллов, которые люминесцируют без введения активатора. Кроме того, монокристаллы BGO пропускают свет, начиная с 300нм, поэтому они являются прозрачными для собственного излучения. Когда эти материалы эксплуатируются в полях радиации, при накоплении доз выше~10⁷P(8,8•10⁴Гр) то многие параметры (S-световыход, R-энергетическое разрешение) под воздействием радиации деградируют. Причины деградации во многих случаях полностью не излагаются, поэтому для выяснения характера радиационного дефектообразования, причины приводящие к деградации основных сцинтилляционных свойств является на сегодняшний день очень актуальными.

Целью настоящей работы была выяснение методом термолюминесценции (ТЛ) причин деградации спектрометрических свойств монокристаллов BGO. В кривых ТЛ в интервале температур от 30 до 400°C (300-700К), полученные нами данные показывают, что в γ-облученных образцах наблюдается пик с максимумом при 55-60°C(328-333К). Дозная зависимость интенсивности пика ТЛ показала, что до дозы ~10⁶P(8,8•10³Гр) наблюдается рост интенсивности со смещением максимума пика в высокотемпературную область с последующим насыщением. С повышением дозы γ-облучения (≥10⁸P(8,8•10⁵Гр) пик с максимумом при 55-60°C(328-333К) смещается в высокотемпературную область к 100°C(373К) и появляется более интенсивный пик с максимумом при 180°C(453К). Интенсивность пиков ТЛ растут с повышением дозы γ-облучения, не выходя на насыщение. В некоторых образцах были обнаружены дополнительные пики ТЛ в области 325°C(598К). Это вероятно связано с чистотой или дефектами биографического характера в монокристаллах. Оценка энергетических глубины ловушек заряда определяли по формуле:

$E=25kT_m$

(здесь Тт-максимум пика ТЛ в Кельвинах, к-постоянность Больцмана 8,62·10-5эВ/К) в результате расчетов были получены следующие величины: для пика 57°С(330К)~0,71эВ; 100°(373К)~0,80эВ; 180°С(453К)~0,97эВ 325°С(598К)~1,28 эВ.

Для определения природы центров захвата (типа ловушек заряда) в кривых ТЛ было изучено влияние высокотемпературной термообработки в различных средах (окислительно-

восстановительная термообработка) на центры захвата (ЦЗ). Как известно, путем термообработки в различных средах можно менять соотношение катионных и анионных вакансий, т.е. стехиометрию, в том числе в оксидных кристаллах. Результаты отжига показали, что центры захвата имеют электронный тип ловушек. Высокая температура отжига ЦЗ показала, что они имеют структурное происхождение.

Более того, эффективность сцинтилляции определяется наличием дефектов. В частности, передача энергии в сцинтилляторе является структурно-чувствительным явлением, определяемым захватом носителей в глубокие и мелкие ловушки, а также другие радиационно-зависимые дефекты. Дефекты служат ловушкой для электронов и дырок, прерывая энергию передача в процессе сцинтилляции.

Таким образом, можно предполагать, что деградация спектрометрических свойств при больших доз γ-облучении связано образованием ЦЗ с высокой термической стабильностью.

Литература

1. Шульгин Б. В, Полупанова Т.И, Кружалов А.В, Скориков В.М. Ортогерманат висмута. Внешторгиздат, Свердловск: Уральское отделение В/О 1992.-170с.

SCALING AND ACTIVATION OF NANOHETEROJUNCTIONS ON SILICON AND SILICON CARBIDE SUBSTRATES

Mikhail Dolgopolov^{1,2*}, Viktor Chepurnov¹, Alexander Chipura^{1,2}, Maksim Elisov¹ and Sali Radzhapov³

¹Samara University, 34, Moskovskoye shosse, Samara, 443086, Russian Federation ²SAMARA POLYTECH, 244, Molodogvardeyskaya street, Samara, 443100, Russian Federation *E-mail: mikhaildolgopolov68@gmail.com (corresponding author) ³Physical-Technical Institute of Uzbekistan Academy of Sciences, Chingiz Aytmatov str. 2^b, 100084 Tashkent, Uzbekistan

Abstract

The concept and model of combined geometric and quantitative scaling of semiconductor energy converter chips with activated nanoscale heterojunctions on special silicon and silicon carbide substrates to ensure maximum power are considered. The purpose of the study is due to an increase in the efficiency of electron-hole pairs separation. A variant of optimizing the scaling solution is implemented by heterojunctions with variations in the sequences of layers with an increase in the concentration and direction of movement of nonequilibrium carriers and further increasing voltage conversion with charge pumping. Numerical simulation was carried out to verify the model. The definition of activation of the heterojunction and activated nanoheterojunction as a fundamental structure is proposed.

Key words: scaling, activated nanoheterojunction, semiconductor converter, analitical modeling, silicon carbide heterostructures, alloying, energy efficiency, ionization currents and voltages semiconductor microgenerators, charge point defect formation

1. Introduction

In modern conditions, the role of control complexes in microelectronics at scales less than 100 nm, which do not require large capacities, is particularly indicated. To power microelectronics on such a scale, it is necessary to reconsider the options and economical possibilities of long-term autonomous operation of energy converters and sensors, MEMS, NEMS, molecular machines, almost at the level of atomic and subatomic technologies. At the same time, silicon devices have chosen their resource to ensure the speed of operation and memory. Currently, leading scientific laboratories are actively searching for materials and their compositions for the next generations of microcircuits and alternative power sources [1,2]. One of the possible directions is the development of activated heterostructures on special silicon and silicon carbide substrates.

Since 2015, a technology has been developed for introducing the carbon-14 radioisotope into the SiC molecule by self-organizing endotaxy [3]. The process of growth of a 3C-SiC film on a Si substrate during endotaxy is described using a system of nonlinear equations taking into account the external field, the magnitude of the electric field and its position depending on the depth of the p-n junction inside the beta converter is calculated [4,5]. New phases in bilinear intermetallic systems are predicted based on the convex hull method adapted for comparing structures with different stoichiometry by converting the energy of structure formation into binding energy per atom. This approach is extended further to structures with the presence of point defects [6]. A beta converter has been designed at BetaVoltaics LLC, and studies of the volt-ampere characteristics of a laboratory sample have been carried out [7]. A theoretical Monte Carlo study was carried out in the Geant4 program of the depth of the p-n junction in the structure and the calculation of the generation of electron-hole pairs [8,9]. Quantum mechanical calculations for the 3C-SiC structure were carried out in various implementations of the density functional theory (VASP, Siesta programs), the effects of dopant atom concentrations on the position of the Fermi level, as well as the position of the deep level in the zone structure of silicon carbide in the presence of a nitrogen atom were investigated [10]. The concept of nanoheterojunctions on silicon and silicon carbide substrates has been developed [11-13].

2. Scaling and activation of nanoheterojunctions and problems

Usually a solar panel consists of photovoltaic cells connected in parallel and in series. In turn, we will focus on the generation of electron-hole pairs on nanoscale heterojunctions (NHJ) during their activation by the external radiation spectrum [14-16]. Depending on the number of elements in the panel and the NHJ in the element itself, the scaling factor and the efficiency coefficient change [12]. The higher they are, the higher the resulting power. The formation of NHJ can occur either during the production of radiation defects as a result of irradiation of the substrate, or on the dislocation cores of the mismatch between the substrate and the deposited layer. NHJ can be placed in a structured order at distances of the order of a micrometer from each other [12]. Thus, up to 100 million NHJ can be placed on a square centimeter of the area [14], which will allow obtaining capacities of the order of tens and hundreds of mW.

In this paper and report, we will consider an activated nanoscale heterojunction (ANHJ) with an effective injector in the region of the active zone (SCR) of the heterojunction. In this consideration, activation is a process leading to the generation of electron-hole pairs or electrons and holes separately. Several types of activation are possible, it can be a spectrum of electromagnetic radiation, alpha, beta particles, combined, as well as activated by a neutron flux, for example, from a layer with Cf-252, if the multilayer structure of neutron-containing elements and semiconductor heterojunctions is considered [17]. The use of neutron-induced fission of beta-decaying radioisotopes to produce beta particles that can be collected by semiconductor diodes to generate electricity to a storage device is a possible promising application. An important feature is the maximum energy of the spectrum, it should not lead to a violation of the atomic structure of the crystal lattice of a semiconductor material. In our case, this is up to 200 keV for beta particles, therefore, from this point of view, the use of light radionuclides, such as tritium, nickel-63 and carbon-14, seems very promising [18-20]. The high-energy part of the gamma spectrum is absorbed in the surface outer part. Activation differs by the location of the radiation source, it can be both outside the structure under consideration and inside [13]. The novelty of this work lies in the consideration of activation, also called injection, inside the active region of the heterojunction. And in the fact that activation in radiation defects and dislocation defects in nuclei is considered also.

Neutron radiation also leads to the formation of radiation defects, which leads to the appearance of radionuclides [21], which in turn give a beta spectrum. The main reactions of the formation of, for example, radionuclide ¹⁴C have rather significant cross sections of interaction with thermal neutrons – 1.8, 0.22 and 0.0013 barns [21]. For a more in-depth study of the formation of radiocarbon-14 (¹⁴C) with nitrogen-13 (¹³N) doped silicon materials, it is necessary to analyze the gamma and beta spectra of a sample with an increased content of ¹³N. To study other samples with the presumed presence of deposited ¹⁴C for its detection by isolating spectral regions with an energy corresponding to beta radiation of ¹⁴C (maximum E_8 = 155 keV). To investigate the temporal development of ¹⁴C activity in samples and measure the half-life to characterize the kinetics of ¹⁴C formation. To carry out a comparative analysis of the rate of formation of ¹⁴C in silicon with different contents of ¹³N and ¹⁴N to evaluate the reaction (n, γ)-activation, refinement in the fluence experiment, time, neutron flux concentration. This study will confirm or refute the possibility of the formation of ¹⁴C in silicon materials during neutron activation of nitrogen, which is heavily doped with silicon plates, clarifying the understanding of the corresponding nuclear processes [21].

The difference and advantage of activation due to beta radiation is that an electron can produce a large number of electron-hole pairs due to radiation losses. While one photon leads to the appearance of one electron-hole pair. An interesting observation is a situation in which an injector is embedded in a heterostructure at the interface of materials, at a heterojunction [13]. In Fig. 1 and 2 are shown in red. In this situation, a photocell capable of reacting to external radiation in a certain spectrum is not formed. Instead, a radioactive isotope with beta decay is placed inside the element, for example, ⁶³Ni or ¹⁴C. This circumstance opens the way for increasing the efficiency of the structure [18,20].

The increase in efficiency is achieved due to the fact that the electrons emitted during beta decay with high energy are capable of generating a significant amount of electron-hole, in this energy range, mainly ionization losses for the generation of electron-hole pairs in large quantities up to tens of thousands per second. Additionally, at low electron energies, it is possible to take into account the effects of phonons and excitons, with resonant energy accumulation in microgenerators at nanoheterojunctions. The generation of electron-hole pairs directly depends on the properties of materials of the type II heterostructure with different forbidden zones, but if the injector is inside, then the degree of processing of the spectrum by a semiconductor is greater than if the beta radiation source is outside. Thus, the structure becomes capable of accumulating charge carriers, which may be important from the point of view of application.



Fig. 1. An example of the simplest band energy diagram and an illustration to ANHJ scaling.



Fig. 2. Dependence of concentration and quasi-Fermi levels on various parameters.

In the context of considering this situation, the solutions of the Poisson equation are analyzed taking into account certain boundary conditions describing radiation. This allows us to understand more deeply how exactly the formation and movement of charge carriers in the heterostructure occurs, and how these processes are related to the beta decay of a radioactive isotope. Fig. 2 shows the optimization of quasi-Fermi levels and concentrations from various parameters, such as concentration, sample length, injection site and diffusion lengths. In this graph, E_v is the upper bound of the valence band, the energy to which states are filled with holes, E_c characterizes the conduction band, F_p is the quasi–Fermi level for holes, which characterizes the fullness of states in the valence band. F_{nmax} is the maximum quasi–Fermi level for electrons in a region with a high concentration of electrons (injection region). F_n is the quasi–Fermi level for electrons in the entire volume of the semiconductor, corresponds to the average level of filling of states in the conduction band.



Fig. 3. ANHJ sensor design option.

The dependence of certain parameters and the relative comparison of diffusion lengths and thicknesses to the left and right of the injector allows us to identify the prevailing linear or exponential behavior. This is important for taking into account the conditions of recombination on the surface, in defects and other factors affecting the dynamics of charge carriers.

The report simulates and experimentally verifies the task of creating planar structures for selfscanning sensors on silicon and silicon carbide with active ANHJ, Fig. 3. For contact metallization, metals are used with an output operation smaller and larger than that of the heterojunction material, Fig. 1.

3. Conclusion

In the conclusion of this report, we note that microgenerators with activated nanoscale isotype and anisotype heterojunctions with inverse barriers created due to the phenomenon of self-organization on a silicon substrate and an injected injector inside, of various nature, are of interest when scaling electrophysical characteristics. A semiconductor energy converter with activated nanoscale heterojunctions can be determined in such a way that its efficiency will have a high level due to the concentration of a large number of activated NHJ, it is possible to increase the short–circuit current to tenths of an ampere, and the idle voltage to tenths of a volt, respectively, the power to fractions of a watt. The experimental variants show that it is possible to use a planar structure on a silicon substrate to create sensors. In the future, it is planned to develop a model of a step-up converter in combination with a converter with activated nanoheterojunctions.

References

1. E.B. Yakimov, Prediction of Betavoltaic Battery Parameters. Energies, 16, 3740. (2023).

2. Muhammad Bilal Naseem, Hong Soo Kim, Junho Lee, Chol Hyun Kim, and Su-II, Betavoltaic Nuclear Battery: A Review of Recent Progress and Challenges as an Alternative Energy Source, The Journal of Physical Chemistry C 127 (16), 7565-7579, (2023).

3. A.V. Gurskaya, V.I. Chepurnov, N.V. Latukhina, M.V. Dolgopolov, Method for obtaining a porous layer of Silicon Carbide heterostructure on a Silicon Substrate. Patent of the Russian Federation No. 2653398 publ. 24.01.2018. Byul. No. 3, priority 19.07.2016.

4. A.V. Gurskaya, V.I. Chepurnov *et al*, Theoretical aspects of direct conversion of radio-chemical energy in electric by radiation-stimulated SiC*/Si heterostructure, Journal of Physics: Conference Series. V. 2155. 012014 P. (2022).

5. Modeling of control equations for 3C SiC/Si material endotaxy technology predicting its properties, International Scientific Conference New Materials and Solar Technologies. 2021, C. 97-99. (In Rus.)

6. Radiation-doped SiC*/Si heterostructure formation and defects evolution, Journal of Physics: Conference Series. V. 2155, 012012 P. (2022).

7. V. Chepurnov, G. Puzyrnaya, A. Gurskaya, M. Dolgopolov, N. Anisimov, Experimental investigation of semiconductor structures of the power source based on carbon-14. Physics of Wave Processes and Radio Systems 22(3):55-67. (2019).

8. Oleg Kuznetsov, Viktor Chepurnov, Albina Gurskaya, Mikhail Dolgopolov and Sali Radzhapov, C-beta energy converter efficiency modeling, EPJ Web of Conferences 222, 02012 (2019).

9. Alina Kuznetsova, Mikhail Dolgopolov, Albina Gurskaya, Viktor Chepurnov, Galina Puzyrnaya and Sali Radzhapov, Micro alloying of SiC by radioisotope, EPJ Web of Conferences 222, 02013 (2019).

10. L. É. Alimov, A. V. Anufriev, A. V. Gurskaya, V. I. Chepurnov, G. V. Puzyrnaya, M. V. Dolgopolov, Silicon Carbide 3C-SiC phase band structures calculation in DFT, Journal of Physics: Conference Series. Vol. 1686. Issue 1. (2020).

11. M.V. Dolgopolov, M.V. Elisov, S.A. Rajapov, A.S. Chipura Scaling Models of Electrical Properties of Photo- and Beta-Converters with Nano-Heterojunctions. Computational Nanotechnology. Vol. 10. No. 1. Pp. 138–146. (In Rus.) (2023).

12. A. V. Gurskaya, M. V. Dolgopolov, M. V. Elisov, V. V. Radenko, and S. A. Radzhapov Combined Scaling of Nanochip Generators for Betavoltaics. Physics of Particles and Nuclei Letters, Vol. 20, No. 5, pp. 1088–1093, (2023).

13. A.V. Gurskaya, M.V. Dolgopolov, S.A. Radzhapov, V.I. Chepurnov, Contacts for SiC nano-microwatt energy converters. Moscow University Physics Bulletin. 78(Issue1), (2023).

14. E. Z. Imamov, R. A. Muminov, R. Kh. Rakhimov, Analysis of the efficiency of a solar cell with nanodimensional hetero transitions, Comp. Nanotechnol, 8:4 (2021), 42–50

15. E. Z. Imamov, R. A. Muminov, R. Kh. Rakhimov, Kh. N. Karimov, M. A. Askarov, Modeling of the electrical properties of a solar cell with many nano-hetero junctions, Comp. Nanotechnol, 9:4 (2022).

16. R.A. Muminov, E.Z. Imamov, R.Kh. Rakhimov, M.A. Askarov. Factors of Efficient Generation of Electricity in a Solar Cell with Nanohetero Junctions. Computational Nanotechnology. Vol. 10. No. 1. Pp. 119–127. (2023).

17. Marvin Tan Xing Haw, Power-Scalable Betavoltaic Battery, UK Patent Journal Publication Number GB2484028 (A), 2012-03-28.

18. I.E. Abanin, Comparative Analysis of Power Sources Excited by Various β Isotopes, News of Higher educational institutions. Electronics, vol. 21, no. 5. (In Rus.) (2016).

19. A. N. Saurov, S. V. Bulyarsky. M, Physics of semiconductor converters: RAN, 2018. 280 p.

20. A.N.Saurov, S.V. Bulyarskiy, V.D. Risovaniy *et al.* Nanostructured current sources based on carbon nanotubes excited by β radiation. Semiconductors 50, 1744–1747 (2016).

21. V.I. Khripunov, D.K. Kurbatov, M.L. Subbotin, Source terms and carbon-14 production rates in power fusion reactors, Questions of atomic science and technology. Series. Thermonuclear Fusion, no. 2, p. 10-17, (2007).

OKSIDDA QAMRALGAN LOKAL ZARYADNING VERTIKAL IZOLYATSIYALANGAN ZATVORLI MAYDONIY TRANZISTOR ZATVOR-ISTOK (STOK) SIGʻIMIGA TA'SIRI.

Ibroximjon Karimov¹, Mirzabaxrom Foziljonov¹, Azamat Abdikarimov², Atabek Atamuratov²

¹ Andijon davlat Universiteti, Fizika-matematika fakulteti, 170100, Universitet koʻcha 129-uy, Andijon, Oʻzbekiston, *E-mail: <u>foziljonov.mirzabahrom.1991@gmail.com</u>

² Urganch davlat Universiteti, Fizika-matematika fakulteti, 220100, X. Olimjon koʻcha 14-uy, Urganch, Oʻzbekiston, *E-mail: azamat.abdikarimov@urdu.uz

Annotatsiya

Maqolada, izolyator ustida kremniy texnologiyasi asosidagi vertikal izolyatsiyalangan zatvorli maydoniy tranzistor oksidida qamralgan lokal zaryadning zatvor-istok (stok) orasidagi sigʻimga ta'siri koʻrilgan. Zatvor-istok bogʻlanishning sigʻim-kuchlanish xarakteristikasi kuchsiz oʻzgaruvchan signal usuli yordamida modellashtirilgan. Zatvor-istok va zatvor-stok bogʻlanishlar C-V xarakteristikalari lokal zaryadning kanal boʻylab turli vaziyatlari uchun oʻrganilgan. Kanaldagi zaryad tashuvchilarning kanal boʻylab taqsimoti ham lokal zaryadning turli vaziyatlari uchun tahlil qilingan. Yuqorida aytilgan zatvoristok (stok) bogʻlanishlar sigʻimlari, bogʻlanishlarga berilgan kuchlanishlarning katta qiymatlarida, lokal zaryad istokdan (stokdan) kanal boʻylab uzoqlashganda (chegaradagi vaziyatdan tashqari) monoton oʻzgarishi koʻrsatilgan.

Kalit soʻzlar: FinFET; lokal zaryad; zatvor-istok bogʻlanishi; istok-kanal oʻtishi; zatvor osti oksid.

1. Kirish

Izolyatsiyalangan zatvorli metall-oksid-yarimoʻtkazgich (MOYa) maydoniy tranzistorlar, ayniqsa vertikal maydoniy izolyatsiyalangan zatvorli (FinFET) tranzistorlar ishlash davomida turli turdagi elektr stresslarga yoki radiatsiya ta'siriga tushishi mumkin va bu ta'sirlar ularning xarakteristikasining degradatsiyasiga olib kelishi mumkin. Bu degradatsiyalar qatorida eng koʻzga koʻringanlar qatorida ma'lum boʻlgan qaynoq tashuvchilar injeksiyasi [1], kuchlanish ostida temperatura ta'siridagi nostabillik [2], yopiq holatdagi stress [3] va radiatsiya tomonidan indutsirlangan zaryad ta'siri [4] kabi effektlar raqamli va analog integral sxemalarni loyixalashda e'tiborga olinishlari shart. Bunday degradatsion effektlar zaryadlarning oksid qatlamiga injeksiyasi yoki undagi generatsiyasi yoki oksid-yarimoʻtkazgich chegarasida qamralishi natijasida yuzaga keladi. Oksid qatlamiga yoki chegaraga injeksiyalangan yoki generatsiyalangan zaryadlarning kanal boʻylab joylashish vaziyati turli shartlarga bogʻliq. Masalan, n-MOYa tranzistorda, kichik zatvor kuchlanishi va nisbatan yuqori stok kuchlanishi rejimida ishlashida oksid qatlamiga va chegaraga injeksiyalangan zaryad asosan stok yonida joylashadi [5]. Bunda oksid qatlamiga elektronlar yoki kavaklarning injeksiyalanish xollar oʻrinli boʻlishi mumkin [6]. Kuchlanish ostida ishlayotgan MOYa tranzistor oksid qatlamida yoki chegarada radiatsiya ta'sirida indutsirlangan zaryad ham kanal boʻylab notekis taqsimlanishi mumkin. [7].

Oksid qatlamida yoki chegarada qamralgan zaryad MOYa tranzistor turli parametrlariga, jumladan boʻsagʻa kuchlanishi, boʻsagʻadan past oʻtish xarakteristiksining qiyaligi va kuchaytirish xarakteristikasiga ta'sir qilishi va natijada MOYa tranzistor mukammalligining degradatsiyasiga olib kelishi mumkin. Demak, zaryad qamralish mexanizmlarini va sababalarini aniqlash uchun qamralgan zaryadlarning lokallashishini (joylashishini) va taqsimlanishini baholash juda muhim. Qamrovchi nuqsonlar taqsimotini aniqlash uchun bir nechta usullar, masalan zaryad damlash usuli, C-V oʻlchashlar (Terman usuli), boʻsagʻadan past toklar usullari mavjud. Koʻrsatilgan usullar har birining maxsus kamchiliklari mavjud. Yuqorida keltirilgan usullardan eng ommabop hisoblanadigani bu zaryad damlash usulidir, ammo bu usuldan faqat taglikdagi tokni oʻlchash imkoniyati boʻlganda foydalanish mumkin. Bundan tashqari chiziqli va toʻyinish sohasidagi toklarni taqqoslashga asoslangan usullar nuqsonlarning faqat nisbiy joylashishi haqida (ya'ni juda taqribiy taqsimot) ma'lumot beradi [8, 9].

MOYa tranzistor oksid qatlamida va chegarada qamralgan zaryadni diagnostika qilish, sodda va

tezchan, usullaridan biri yon istok (stok)-kanal p-n-oʻtish sig'im-kuchlanish xarakteristikasini aniqlashga asoslangan [10]. Shu usulning eksperimental asoslari [4, 11] ishlarda keltirilgan.

[4, 10, 11] ishlarda MOYa tranzistor oksid qatlamida va oksid-yarimoʻtkazgich chegarasida qamralgan zaryadning notekis taqsimlanishi yon stok-kanal va istok-kanal p-n-oʻtishlarning sigʻimida mos oʻzgarishlariga olib keladi. Demak zaryadning kanal boʻylab qandaydir taqsimlanishi yuqorida aytib oʻtilgan sigʻimlarda mos aks ettirilishi kerak.

Koʻrilayotgan maqolada, yuqorida aytib oʻtilgan, planar MOYa tranzistor uchun rivojlantirilgan usulni FinFET tranzistor uchun moslashtirilgan. [10] da taklif qilingan usulning asosiy gʻoyasi oksid qatlamida va oksid-yarimoʻtkazgich chegarasida qamralgan lokal zaryadning yon istok-kanal va stok-kanal p-n- oʻtishlar barer sigʻimiga ta'sir qilishiga asoslangan. Shu sababli tranzistor shunday elektrodlari orasidagi sigʻimni aniqlash kerakki bu sigʻimda yon istok-kanal va stok-kanal p-n- oʻtishlar sigʻimlari ulushi sezilarli boʻlishi kerak.

Planar MOYa tranzistor koʻrilayotgan holda yon istok-kanal (stok-kanal) oʻtishlar sigʻimlari oddiy p-n-oʻtish sigʻimiga teng. Ammo izolyator-ustida-kremniy texnologiyasi asosidagi FinFET tranzistor holida, istok va kanal elektrodlari (mos ravishda S va B) orasidagi sigʻim, stok va kanal elektrodlari (mos ravishda D va B) orasidagi sigʻim kabi ikkita ketma-ket ulangan sigʻimga ega: istok-kanal p-n-oʻtishi sigʻimi C_{p-n} va orqa oksid qatlami sigʻimi C_{box} (1-rasm). Demak istok va kanal elektrodlari orasidagi sigʻim quyidagicha ifodalinishi mumkin:

$$C_{sb} = \frac{C_{p-n} \cdot C_{box}}{C_{p-n} + C_{box}} \quad (1)$$

Agar C_{box} yetarli darajada katta boʻlsa C_{sb} taxminan C_{p-n} teng boʻladi deb qarash mumkin. Ammo bu xol biz koʻrayotgan tranzistorda oʻrinli boʻlishi uchun orqa oksid qatlami maksimal qalinligi 5 nm boʻlishi kerak. Amaliyotda FinFET tranzistorlarda orqa oksid qatlami qalinliklari 5 nm dan ancha kattroq boʻladi.

Yon istok-kanal va stok-kanal p-n oʻtishlar sigʻimi C_{p-n} ni oʻz ichiga olgan yana bir bogʻlanish bu zatvor-istok (yoki zatvor-stok) bogʻlanishdir (1-rasm). Zatvor-istok bogʻlanish sigʻimi C_{gs} zatvor-stok sigʻimi C_{gd} sigʻim kabi oʻz ichiga quyidagi keta-ket sigʻimlarni oladi: zatvor osti oksid qatlami sigʻimi C_{ox} , oksid-yarimoʻtkazgich chegarasi kambagʻallashgan qatlam sigʻimi C_{dep} , istok-baza p-n-oʻtish sigʻimi C_{p-n} . Kambagʻallashgan qatlam sigʻimi C_{dep} , faqat kambagʻallashgan rejimda C_{gs} sigʻimga oʻzining sezilarli ulushini berishi mumkin. Koʻrilayotgan yondashishda istok-baza p-n-oʻtishining faqat barer sigʻimi qaraladi, shu sababdan istok elektrodiga zatvor elektrodiga nisbatan musbat kuchlanish beriladi. Natijada oksidyarimoʻtkazgich chegarasida kambagʻallashgan rejim oʻrinli boʻlmaydi va demak C_{dep} sigʻimni e'tiborga olmasligimiz mumkin. Bu holda natijaviy zatvor-istok bogʻlanish sigʻimi C_{gs} quyidagi (2) ifoda bilan aniqlanadi:

$$C_{gs} = \frac{C_{p-n} \cdot C_{ox}}{C_{p-n} + C_{ox}} (2)$$

bu yerdagi birlik yuzaga toʻgʻri keladigan zatvor osti oksid qatlami sigʻimi C_{ox} siljish kuchlanishiga bogʻliq emas va quyidagi (3) formula bilan aniqlanadi:

$$C_{ox} = \frac{\varepsilon_{ox}}{t_{ox}} (3$$

va birlik yuzaga toʻgʻri keladigan p-n-oʻtish sigʻimi siljish kuchlanishi U ga bogʻliq boʻlib (4)-formula bilan aniqlanadi:

$$C_{p-n} = \sqrt{\frac{\varepsilon e N_a}{2(\varphi + U)}} \ (4)$$

bunda ε – kremniy dielektrik singdiruvchanligi, e-elementar zaryad, N_a –kanaldagi legirlanish darajasi, φ - p-n o'tish uchun kontakt potensiallar ayirmasi (bizning holda 0.89 V ni tashkil qiladi).

Baholashlar koʻrsatadiki xattoki siljitish kuchlanishi boʻlmagan holda p-n oʻtishning kambagʻallashgan qatlam kengligi 0.1 µm tartibida boʻladi va bu oksid qatlami qalinligidan ($t_{ox} = 2,5$ nm) ancha katta va demak C_{p-n} sigʻim C_{ox} sigʻimga nisbatan ancha kichik boʻladi. Bu holda, formula (2) dan koʻrinadiki, C_{gs} sigʻim asosan C_{p-n} sigʻim bilan aniqlanadi. Shu sababli koʻrilayotgan ishda C_{gs} sigʻimning oksid qatlamidagi lokal zaryadning turli vaziyatlariga bogʻlanishi modellashtirildi.

2. Modellashtirish shartlari va tranzistor parametrlari.

Uch oʻlchamli modellashtirish Advanced TCAD Sentaurus dasturi yordamida amalga oshirildi. Zatvor-istok (zatvor-stok) bogʻlanishlar sigʻim-kuchlanish xarakteristikasi kuchsiz oʻzgaruvchi signal usuli asosida modellashtirildi. Modellashtirishda 1 MGs oʻzgaruvchi signal chastotasi tanlanildi. Modellashtirilgan, izolyator-ustida-kremniy (IUK) texnologiyasi asosidagi FinFET 3D strukturasi 2-rasmda koʻrsatilgan. Tranzistor zatvor uzunligi L_{gate} 25 nm va zatvor osti oksid qatlami qalinligi 2.5 nm ni tashkil qiladi. Kanal qalinligi T_{Si} va orqa oksid qatlami qalinligi T_{box} mos ravishda 30 va 100 nm ga teng. Kanal kengligi 12 nm. p-Si taglik (baza) legirlanish darajasi $1 \cdot 10^{15}$ cm⁻³. Zatvor-istok sigʻimi C_{gs} oksid qatlamida qamralgan musbat lokal zaryadning kanal boʻylab, istokdan turli masofa L dagi vaziyati uchun modellashtirildi. L lokal zaryad markazidan istok-kanal chegarasigacha boʻlgan masofani bildiradi. Lokal zaryadning chiziqli oʻlchami d=5 nm qilib olingan. Oksid qatlamida qamralgan lokal zaryad birjinsli zaryadlangan soha orqali modellashtirildi. Zaryadlangan sohadagi zaryad zichligi, MOYa tranzistorlarda injeksiya natijasida yuzaga kelishi mumkin boʻlgan tartibda, ya'ni 10^{12} cm⁻² qilib olingan [12] va bu biz oʻrganayotgan strukutura uchun, $4 \cdot 10^{18}$ cm⁻³ hajmiy zaryad zichligini tashkil qiladi.



1-rasm. Modellashtirilgan IUK FinFET kanal boʻylab kesimi va bogʻlanishlar sigʻimlari.

2-rasm. Modellashtirilgan IUK FinFET tranzistorining 3D strukuturasi

Koʻrilayotgan nanometr oʻlchamdagi FinFET tranzistorda yon p-n oʻtishlarning kambagʻallashgan sohasi kengligi butun kanal uzunligidan katta boʻlsada, oksid qatlamida (yoki chegarada) istokdan qandaydir L masofada qamralgan lokal zaryad kanaldagi zaryad taqsimotiga ta'sir qilishi mumkin va bu ta'sir mos ravishda istok-kanal oʻtish va demak, oʻz navbatida, zatvor-istok bogʻlanish C-V xarakteristikasida aks etishi kerak.

FinFET tranzistor simmetriyaga ega boʻlganligi uchun zatvor-istok va zatvor-stok bogʻlanishlar sigʻimlari bir xil boʻlishi kerak va shu sababli faqat zatvor-istok bogʻlanishi uchun natijalar keltirilgan. Bu oʻrganishda faqat oksid qatlamida qamralgan lokal zaryadning sigʻimlarga ta'siri qaralgan.

3. Modellashtirish natijalari va muhokama

Zatvor-istok bogʻlanish sigʻimi C_{gs} uchun C-V xarakteristikasini modellashtirish natijalari 3-rasmda keltirilgan. Rasmdan, katta kuchlanishlarda sigʻimning oksid qatlamida qamralgan lokal zaryadning kanal boʻylab vaziyatiga sezilarli va monoton bogʻlanishi koʻrinib turibdiki (4-rasm). Lokal zaryadning dastlabki vaziyati, ya'ni L=2.5 nm ga mos vaziyati (4-rasm, B nuqta) bundan mustasno. Sigʻimning bunday oʻzgarishlari yarimoʻtkazgich kanaldagi zaryad tashuvchilar konsentratsiyasiga oksid qatlamidagi lokal zaryadning ta'siri bilan bogʻliq. Oksid qatlamida lokal zaryad qamralishi yon oʻtish istok-kanal (stok-kanal) chegarasiga yaqin sohalarda yarimoʻtkazgich sirtida asosiy zaryad tashuvchilar konsentratsiyasini oshishiga olib keladi (5-rasm) va bu oʻz navbatida sigʻimlarning oʻzgarishiga olib keladi. Sigʻim ta'rifiga asosan

 $C_{gs} = dQ_V/dV \qquad (5)$

bu yerda dQ_V , zatvor-istok bogʻlanishga berilgan kuchlanish dV ga oʻzgarganda C_{gs} sigʻimdagi zaryad oʻzgarishi. Oksid qatlamiga lokal zaryad kiritilganda kanaldagi elektronlar konsentratsiyasi oʻzgarishi natijasida C_{gs} sigʻimda qoʻshimcha, qamralgan lokal zaryad ta'sirida paydo boʻlgan zaryad dQ_{LC} paydo boʻladi, ya'ni endi (5) formula oʻrniga quyidagi (6) formula

 $C_{gs} = (dQ_V + dQ_{LC})/dV \quad (6)$

oʻrinli boʻladi, va bu zatvor-istok (stok) sigʻimi ortishini tushuntiradi.



3-rasm. Oksid qatlamida qamralgan lokal zaryadning turli vaziyatlarida zatvor-istok bogʻlanish sig'im-kuchlanish xarakteristikalari



4-rasm. V_{gs} =4.5 V boʻlganda zatvor-istok bogʻlanish sigʻimi C_{gs} ning lokal zaryad vaziyatiga bogʻlanishi. A nuqta, lokal zaryal kiritilmagan holda, B nuqta lokal zaryad markazi istokdan L=2.5 nm masofada.

Lokal zaryadning L=2.5 nm vaziyati C_{gs} sigʻim strukturasini oʻzgartiradi, chunki bu holda, lokal zaryad chiziqli uzunligi d=5 nm boʻlgaligi sababli oksid qatlami chegarasi bilan kontaktda boʻladi (6-rasm). Bunda lokal zaryad istok tomonda oksidning eng chekkasida joylashgan. Buning natijasida kanal sirtidagi elektronlar konsentratsiyasi qayta taqsimlanib, kuchlanish berilmagan holda, oksid qatlamiga lokal zaryad kiritilmagan holga nisbatan, kanal sirtida elektronlar konsentratsiyasi ortib sigʻimning keskin ortishi yuzaga keladi (3-rasm). Katta kuchlanishlarda, L=2.5 nm vaziyatda qamralgan lokal zaryad ta'sirida, elektronlar qayta taqsimlanishi saqlanib qoladi, elektronlar konsentratsiyasi (7-rasm) va C_{gs} sigʻimning keyingi L=7.5 nm vaziyatiga nisbatan kattaroq boʻlishiga olib keladi (4-rasm).

FinFET tranzistor simmetriyaga ega boʻlganligi uchun zatvor-stok sigʻimi C_{gd} ning oksidga qamralgan lokal zaryad kanal boʻylab vaziyati L ga bogʻlanishi C_{gs} ning L ga bogʻlanishga teskari boʻladi, ya'ni L ortishi bilan kamayib boradi (8-rasm). C_{sg} va C_{dg} sigʻimlarning, yuqorida koʻrilgan, L ga bogʻlanishidan oksidga qamralgan lokal zaryadning kanal boʻylab vaziyatini baholashda ishlatish mumkin. Buning uchun C_{gd} / C_{gs} nisbatning L ga bogʻlanishidan foydalansa boʻladi (9-rasm).





5-rasm. Oksid qatlamidagi lokal zaryadning kanal boʻylab turli vaziyatlarida yarimoʻtkazgich kanalda sirtdan 2 nm chuqurliqda elektronlarning kanal boʻylab taqsimoti.

6-rasm. Lokal zaryad istok tomonda oksidning eng chekkasida joylashgan. Lokal zaryad markazidan istok-kanal chegarasi-gacha boʻlgan masofa L=2.5 nm.



7-rasm. Zatvorga nisbatan istokga 4.5V kuchlanish berilganda, kanalda, sirtdan 2 nm chuqurliqda, lokal zaryad qamralmagan (A nuqta) holga nisbatan lokal zaryad turli vaziyatlarda qamralgan (B nuqta) hollarda stokga yaqin sohada elektronlar konsentratsiyasining oʻzgarishi.

Rasmdan koʻrinib turibdiki lokal zaryad oksid qatlamda kanal boʻylab istokga yaqin yarmida joylashgan boʻlsa C_{gd} / C_{gs} nisbat birdan kichik, stokga yaqin yarmida kamralgan boʻlsa bu nisbat birdan katta va oksid markazida joylashganda $C_{gd} / C_{gs} = 1$ boʻladi.





8-rasm. C_{sg} va C_{dg} larning lokal oksid zaryadning kanal boʻylab vaziyatiga bogʻlanishlari.

9-rasm. C_{sg} va C_{dg} lar nisbatining lokal oksid zaryadning kanal boʻylab vaziyatiga bogʻlanishi

4. Xulosalar

Modellashtirish natijalari koʻrsatadiki, IUK FinFET tranzistori zatvor-istok bogʻlanish sigʻimi, berilgan kuchlanishda, zatvor osti oksid qatlamida qamralgan lokal zaryadning kanal boʻylab vaziyatiga monoton qonuniyat bilan bogʻliq ravishda oʻzgarib boradi. Bu qonuniyatdan oksid qatlami chegarasida qamralgan lokal zaryadning ta'siri istisno. Zatvor-istok sigʻimining lokal zaryad vaziyatiga bogʻlanishi, bu zaryadning kanal sirtidagi tashuvchilar konsentratsiyasining taqsimotiga ta'siri bilan tushuntiriladi.

Zatvor-istok va zatvor-stok sigʻimlarining nisbati oksid qatlamidagi lokal zaryadning kanal boʻylab vaziyatiga chiziqli bogʻliq ekanligi koʻrsatilgan. Shu bogʻlanish qonuniyatidan tajribada foydalanib nanometr oʻlchamlardagi IUK FinFET tranzistorlarda, oksid qatlamida lokal zaryadning qamralganligini tasdiqlash va uning kanal boʻylab joylashgan vaziyatini baholash usulini rivojlantirish mumkin.

Адабиётлар.

1. J. Martín-Martínez, S. Gerardin, E. Amat, R. Rodríguez, M. Nafría, X. Aymerich, et al. Channel-hot-carrier degradation and bias temperature instabilities in CMOS inverters. IEEE Trans Electron Devices 2009;56:2155–9. https://doi.org/10.1109/ TED.2009.2026206.

2. B. Kaczer, T. Grasser, P. J. Roussel, J. Franco, R. Degraeve, L.A. Ragnarsson, et al. Origin of NBTI variability in deeply scaled pFETs. IEEE Int Reliab Phys Symp Proc. 2010:26–32. https://doi.org/10.1109/IRPS. 2010. 5488856.

3. Nam-Hyun Lee, Hyungwook Kim, Bongkoo Kang, Impact of off-state stress and negative bias temperature instability on degradation of nanoscale pMOSFET, IEEE Electron Device Lett. (2012) 33 (2), 137–139.

4. A. E. Atamuratov, A. Yusupov, and K. Adinaev. Experimental Assessment of the Nonuniform Radiation-Induced Space-Charge Distribution in the Surface Region of Silicon. Inorganic Materials, Vol. 37, No. 8, 2001, pp. 767–768

 Yeohyeok Yun, Ji-Hoon Seo, Young-Kyu Kwon, Bongkoo Kang. Effect of oxide-trapped charge on the anomalous drain avalanche hot carrier degradation of a SiO2 dielectric nMOSFET. Microelectronics
Reliability. Volumes 100–101, September 2019, 113449.

7. R. Kaizad Mistry, Brian Doyle, AC versus DC hot-carrier degradation in n-channel MOSFETs, IEEE Transactions on Electron Devices (1993) 40 (1) 96–104.

8. A. E. Atamuratov, D. Yu. Matrasulov, and P. K. Khabibullaev. Influence of the Field of the Built_in Oxide Chargeon the Lateral C–V Dependence of the MOSFET. Doklady Physics, 2010, Vol. 55, No. 2, pp. 52–54.

9. Ji-Hoon Seo; Kim, Gang-Jun; Son, Donghee; Lee, Nam-Hyun; Kang, Yongha; Kang, Bongkoo, Method to predict length dependency of negative bias temperature instability degradation in p-MOSFETs, Jpn. J. Appl. Phys. 55 (8S2) (2016) 08PD03.

10. Fumitomo Matsuoka, Hiroshi Iwai, Hiroyuki Hayashida, Kaoru Hama, Yoshiaki Toyoshima, Kenji Maeguchi, Analysis of hot-carrier-induced degradation mode on pMOSFET's, IEEE Trans. Electron Devices 37 (6) (1990) 1487–1495.

11. E. Atabek Atamuratov, Ahmed Yusupov, A. Zukhra Atamuratova, Jean Chamberlain Chedjou and Kyamakya Kyandoghere. Lateral Capacitance–VoltageMethod of NanoMOSFET for Detecting the Hot Carrier Injection. Appl. Sci. 2020, 10(21), 7935; doi:10.3390/app10217935.

12. A. E. Atamuratov, D. U. Matrasulov, and P. K. Khabibullaev. Detection of a Charge Built in the Oxide Layer of a Metal–Oxide–Semiconductor Field-Effect Transistor by Lateral C-V Measurement. Doklady Physics, 2007, Vol. 52, No. 6, pp. 322–325.

13. I. Starkov, A.S. Starkov, Investigation of the threshold voltage turn-around e_ect in long-channel n-MOSFETs due to hot-carrier stress. Microelectron. Reliab. 2014, 54, 33–36.

2D MOS₂ – MOYa TRANZISTORDA OʻZ-OʻZIDAN QIZISH EFFEKTI VA XARAKTERISTIKA QIYALIGINING OKSID MATERIALLARGA BOGʻLIQLIGI

Xushnudbek Saparov¹, Eldorbek Xaitbayev¹, Safayev Salohiddin¹, Barno Allaberganova², Atabek Atamuratov¹

¹Urganch davlat universiteti, Urganch, O'zbekiston, Hamid Olimjon ko`chasi 14-uy, <u>xushnudbeksaparov@gmail.com</u> (corresponding author)

²TTA Urganch filiali akademik litseyi, Urganch, Uzbekiston, Al-Xorazmiy koʻchasi 28-uy

Annotatsiya

Ushbu maqolada ikki oʻlchamli MoS₂ asosidagi metall-oksid-yarimoʻtkazgich tranzistorlarda oʻzoʻzidan qizish effekti (self-heating effect, SHE) va oʻtish volt-amper xarakteristikasining boʻsagʻadan past sohasidagi qiyaligining (subthreshold slope, SS) zatvor osti va kanal osti oksid materiallarga bogʻliqligi modellashtirish orqali oʻrganildi. Bunda zatvor osti oksidi sifatida Al₂O₃ va HfO₂, kanal osti oksidi (BOX) sifatida SiO₂ va HfO₂ materiallar qaralgan. Turli zatvor osti oksidi va BOX materiallari va ularning turli kombinatsiyalari uchun SS va kanal markazidagi panjara haroratining zatvor uzunligiga bogʻliqligi koʻrib chiqildi. Tranzistor kanali toʻliq zatvor osti oksidi bilan qoplangan holat koʻrib chiqildi. Zatvor osti oksidi sifatida Al₂O₃ va BOX sifatida SiO₂ materiallar olinganda SS nisbatan kichik, zatvor osti oksidi sifatida HfO₂ va BOX sifatida xam HfO₂ materiali olingan holda tranzistorning SHEga chidamliligi nisbatan yuqori ekanligi koʻrsatilgan.

Kalit soʻzlar: 2D MoS₂, oʻz-oʻzidan qizish effekti, boʻsagʻadan past sohadagi qiyaligi, MOYa tranzistor, panjara harorati

1. Kirish

Hozirgi kunda izolyatsiyalangan zatvorli maydoniy tranzistorlar (MOYa tranzistorlar) da integratsiya darajasini oshirish va energiya iste'molini kamaytirish uchun foydalanishi mumkin bo'lgan yarimo'tkazgich materiallari bu - ikki o'lchovli o'tish metallari dixalkogenidlaridir (O'MD) [1, 2, 3]. Ikki o'lchamli materiallar keyingi avlod nanoelektron qurilmalarida foydalanish uchun eng istiqbolli materiallardan biridir. MOYa tranzistorda kanal materiali sifatida koʻrib chiqiladigan ikki oʻlchamli molibden disulfide (MoS₂) eng istiqbolli O'MD materiallaridan biri, shuningdek, eng ko'p va keng o'rganilgan material hisoblanadi [4, 5, 6]. Boshqa materiallar qatorida, oʻtish metalining dixalkogenidlari yetarli zona kengliklari, termal barqarorlik, tashuvchining harakatchanligi va an'anaviy kremniy asosidagi CMOS texnologik jarayonlariga mosligi tufayli katta potentsialga ega ekanligini koʻrsatdi [4]. Ikki oʻlchamli OMD asosidagi MOYa tranzistorlar qisqa kanal effektlari ta'sirlariga mukammal qarshilik ko'rsatadi [5]. Ikki o'lchamli materiallarga (2D MOS) asoslangan maydoniy tranzistorining (2D MOY transistor) tuzilishi shunday xususiyatga egaki, unda ikki oʻlchamli kanal yuqoridan zatvor osti oksidi qatlami va pastdan kanal osti oksidi bilan chegaralanadi. Oksid materiallar past issiqlik oʻtkazuvchanligiga ega boʻlganligi sababli, bu xususiyat oʻz-oʻzidan qizish effekti (SHE) taʻsiriga olib keladi. Oʻz-oʻzidan qizish effekti ikki oʻlchamli materiallarga asoslangan MOYa tranzistorlarning xususiyatlariga ta'sir qilishi mumkin bo'lgan sezilarli effektdir [7]. Ikki oʻlchamli MoS2 asosidagi MOYa tranzistorlarning stok tokiga haroratning ta'siri [8, 9] da oʻrganilgan.

Ikki oʻlchamli MoS_2 asosidagi maydoniy tranzistorlar qisqa kanal effektlariga, jumladan boʻsagʻadan past sohadagi xarakteristika qiyaligi, SS, ortishiga (tikligi kamayishiga) qarshi yetarlicha bardoshlilikga ega ekanligi koʻrsatilgan [3].

Ma'lumki oʻz-oʻzidan qizish effekti, SHE, kanalni oʻrab turgan oksid materiallarining issiqlik oʻtkazuvchanligiga bogʻliq boʻlsa, boʻsagʻadan past sohadagi xarakteristika qiyaligi SS shu materiallarning dielektrik singdiruvchanligi bilan aniqlanadi.[10]. Bu parametrlar bir-biri bilan oshkor bogʻliq boʻlmaganligi sababli ikkita degradatsion effektning ham ta'sirini hisobga oladigan zatvor osti va kanal osti oksid materiallarining optimal kombinatsiyasini aniqlash zarur. Shu nuqtai nazardan, ushbu ishda 2D MoS₂ asosidagi MOYa tranzistorda SHE va SS larning zatvor osti oksidi va kanal osti oksidi sifatida olingan Al₂O₃, HfO₂ va SiO₂ materiallarga va ularning turli kombinatsiyasiga bogʻlanishi modellashtirish orqali oʻrganildi. Kichik dielektrik singdiruvchanligi tufayli SiO₂ materiali zatvor osti oksidi sifatida qaralmadi.

2. Modellashtirish parametrlari va tranzistor o'lchamlari

Modellashtirish uchun TCAD Sentaurus dasturidan foydalanildi. 2D MoS₂ materiali parametrlari TCAD Sentaurusning standart dasturlar paketiga kiritilmaganligi sabali modellashtirishda [5,11] da taklif qilingan material parametrlari va modellashtirish usullaridan foydalaniladi. Ushbu ishda termal effektlarni hisobga olish uchun termodinamik transport modeli dreyf – diffuziya modeli bilan birgalikda moslashtirib qoʻllaniladi. Foydalanilayotgan modelni kalibrovkalash uchun I_d - V_g xarakteristikani modellashtirish natijalari [5]-adabiyotda keltirilgan natijalar bilan solishtirildi. Tranzistorning turli zatvor uzunliklari uchun modellashtirish natijalarini taqqoslash natijalar yaxshi mosligini koʻrishimiz mumkin (1-rasm).

Modellashtirilgan tranzistorning kanali qalinligi 0,65nm boʻlgan MoS₂ monoqatlamidan iborat boʻlib, tranzistorning umumiy uzunligi zatvor uzunligiga qarab 60nm dan 300nm gacha oʻzgaradi. Barcha koʻrib chiqilgan tranzistorlar uchun kanal uzunligi zatvor uzunligidan uch marta kattaroqdir. Alyuminiy zatvor qalinligi 2nm boʻlib, uzunligi 20nm, 30nm, 50nm va 100nm boʻlgan hollari koʻrilgan. Kanaldagi zaryad tashuvchining harakatchanligi zatvor osti oksidi materialiga bogʻliq, shuning uchun zatvor osti oksidi Al₂O₃ qilib olingadna harakatchanlik $125 \frac{sm^2}{V \cdot s}$ [5] va HfO₂ boʻlganda $320 \frac{sm^2}{V \cdot s}$ [12] ga teng qilib olingan. Modellashtirilayotgan tranzistorning tuzilishi 2-rasmda keltirilgan.



1 – rasm. Modellashtirilayotgan 2D MoS2 asosidagi MOYa tranzistorning turli zatvor uzunliklaridagi oʻtish VAX. Uzluksiz chiziqlar [5] dagi natijalarga mos keladi va belgilar modellashtirish natijalari.



2 – rasm. Modellashtirilgan MoS₂ MOYa tranzistor tuzilishi.

Modellashtirish zatvor osti oksidi va kanal osti oksidi materiallarining quyidagi 1-jadvalda keltirilgan to'rtta turdagi kombinatsiyasida ko'rildi. Bunda ekvivalent zatvor osti oksidi qalinligi barcha kombinatsiyalar uchun 1nm qilib olindi. Zatvor oksid materiali sifatida SiO2 materiali olinsa bunday qalinlikda kanaldan zatvorga sizish toklari yuzaga kelishi mumkin. Shu sababli zatvor osti oksidi materiali sifatida SiO₂ materiali qaralmagan. Bundan tashqari, adabiyotlar tahlili shuni koʻrsatadiki tajriba va modellashtirish ishlarida Al₂O₃ materiali kanal osti oksidi sifatida ishlatilmagan. Shu sababli, bu ishda Al₂O₃ kanal osti oksidi materiali sifatida koʻrilmagan. Kanal osti oksid materialining qalinligi kanaldagi haroratga katta ta'sir ko'rsatadi [13]. Kanal osti oksidi materialining qalinligi ortishi bilan kanal harorati ortadi. Modelashtirishda kanal osti oksid materialining qalinligini, [14] dagi kabi 80nm qilib tanladik.

Jauvai 1. Ishua ku 110 chiqugan zatvoi osti va kanai osti oksitti materianai ning kunumatsiyalari.				
Kombinatsiyalar raqami	Zatvor osti oksid materiali	Kanal osti oksid materiali		
1	Al_2O_3	SiO_2		
2	HfO_2	SiO_2		
3	Al_2O_3	HfO ₂		
4	HfO_2	HfO_2		

Jadval 1. Ishda koʻrib chiqilgan zatvor osti va kanal osti oksidi materiallarning kombinatsiyalari.

3. Modellashtirish natijalari va muhokama

3.1. Gate osti oksidi va kanal osti oksidi materiallar va ularning kombinatsiyalarining SHE ga ta'siri.

O'z - o'zidan qizish effektining ta'sirini ifodalaydigan asosiy parametrlaridan biri bu tranzistor kanal markazining haroratidir. Kanalning markazida hosil bo'lgan harorat issiqlik generatsiyasi tezligi va shuningdek, kanalni o'rab turgan oksid orqali issiqlik uzatilish tezligi bilan belgilanadi. Ushbu tadqiqotda, ko'rib chiqilgan barcha holatlarda issiqlik generatsiya tezligini bir xil bo'lishi uchun barcha hollar bir xil kuchlanish rejimlarida va bir xil geometriyada ko'rilgan. Shuning uchun kanaldagi natijaviy harorat faqat issiqlikning, kanalni o'rab turgan oksid qatlamlar orqali uzatilish tezligiga bog'liq deb qarash mumkin.

Koʻrib chiqilgan zatvor osti oksidi va kanal osti oksidi materiallari va ularning turli kombinatsiyalari 1-jadvalda koʻrsatilgan. Turli kombinatsiyalar uchun ikki oʻlchamli MoS_2 asosidagi tranzistor kanali markazidagi panjara haroratining zatvor uzunligiga bogʻliqligi 3-rasmda koʻrsatilgan. Bunda barcha hollarda kanaldagi haroratning taqsimlanishi V_g =0,1V va V_d =0,4V boʻlgan zatvor va stok kuchlanishlarida olingan. Bir xil stok kuchlanishida uzun kanalga ega boʻlgan tranzistorlarning kanal qarshiligi yuqoriroq boʻlgani uchun, ularda stok toki qisqa kanal tranzistorlaring stok tokiga nisbatan kichikroq boʻladi. Shuning uchun qisqaroq kanalli tranzistorlarda kanalning markazidagi harorat nisbatan yuqori boʻladi. Modellashtirishda 2-jadvalda koʻrsatilgan issiqlik oʻtkazuvchanlik qiymatlaridan foydalanildi.



3 – rasm. Zatvor oksidi va orqa oksidi materiallarining turli kombinatsiyalari uchun SHE ning zatvor uzunligiga bogʻliqligi.

Material	Qalinlik (nm)	Nisbiy dielektrik singdiruvchanlik	Issiqlik o'tkazuvchanlik W/K·m
SiO ₂	80	3.9	1.4
Al ₂ O ₃	2.385	9.3	12
HfO ₂ (gate oxide)	5.641	25	2.3
HfO ₂ (Box)	80	25	2.3

Natijalardan koʻrinib turidiki kanal uzunligi kamayishi bilan oksid materiallarining haroratga ta'siri sezilarli ortib boradi. Bundan tashqari, kanal markazidagi panjara harorati oksid materiallariga ham bogʻliqligini ta'kidlash kerak. Zatvor uzunligi 20nm, oksid materiallar tanlanishining 1 va 2 kombinatsiyasida tranzistor kanal markazidagi harorat 3 va 4 kombinatsiyadagiga nisbatan yuqoriroq ekanligini koʻrish mumkin. Bunday boʻlishini 1- va 2-kombinatsiyalarda, kanal osti oksidi sifatida, issiqlik oʻtkazuvchanligi nisbatan kichik boʻlgan SiO₂, 3 va 4 kombinatsiyalarda esa issiklik otkazuvchanligi

nisbatan yuqoriroq (1.5 marotabadan xam kattaroq) boʻlgan HfO₂ (jadval 2) ishlatilganligi bilan tushuntirsa boʻladi. Demak zatvor osti oksid materialiga nisbatan kanal osti oksid materiali, kanal haroratiga kuchliroq, ya'ni asosiy ta'sirni koʻrsatadi. 1- va 2-kombinatsiyali va 3- bilan 4-kombinatsiyali guruhlarda kanal markazidagi harorat mos ravishda 2- va 4-kombinatsiyali tranzistorlar uchun yuqoriroq ekanligini koʻrishimiz mumkin (3-rasm). Buning sababi 2- va 4-kombinatsiyalarda zatvor osti oksidi materiali sifatida issikliq oʻtkazuvchanligi, 1- va 3-kombinatsiyalarda ishlatilgan zatvor osti oksidi Al₂O₃ issiqlik oʻtkazuvchanligidan oʻrtacha taxminan 5 marotaba kichikroq boʻlgan HfO₂ materiali ishlatilganligi bilan bogʻliq (2-jadval). Al₂O₃ va HfO₂ ning issiqlik oʻtkazuvchanlik koeffitsiyenti hajmi va haroratiga qarab, mos ravishda 6–30 $\frac{Vt}{mK}$ [15–18] va 0,27–4,3 $\frac{Vt}{mK}$ [19, 20] oraligʻida boʻladi.

Kanalning issiqlikdan kengayishining ta'siri bu modellashtirishda hisobga olinmagan, chunki issiqlikdan kengayish koeffitsiyenti juda kichik. 550 K da MoS₂ monoqatlamining issiqlikdan kengayish koeffitsiyenti 6,5 $\cdot 10^{-3} \frac{1}{K}$ ni tashkil qiladi [21], bu esa 300K dan 550K gacha harorat o'zgarishida kanalning atigi 1,95% kengayishini bildiradi.

3.2. Zatvor osti oksidi va kanal osti oksidi materiallar va ularning kombinatsiyalarining SS ga ta'siri

Oʻrganilayotgan ikki oʻlchamli MoS_2 asosidagi tranzistorlarda SS quyidagi ifoda yordamida hisoblandi:

$$SS = \frac{dV_g}{d(\log_{10}I_d)} \tag{1}$$

bu yerda V_q - zatvorga berilgan kuchlanish, I_d - V_q ga mos keluvchi stok toki.

SHE effekti bilan taqqoslash uchun SS effekti yuqorida aytib oʻtilgan zatvor oksidi va kanal osti oksidi materiallarining toʻrtta kombinatsiyasi uchun modellashtirilgan. Modellashtirish natijalaridan koʻrinadiki 3- va 4-kombinatsiyali tranzistorlarda SS effekti tranzistor zatvorining uzunligiga, 1- va 2-kombinatsiyalarga nisbatan kuchliroq bogʻliq (4-rasm). Tranzistor zatvori uzunligining barcha qiymatlarida SS effekti 3- va 4-kombinatsiyali tranzistorlarda 1- va 2-kombinatsiyali tranzistorlarga qaraganda yuqoriroqdir. Demak, koʻrilayotgan tranzistorlarda SS effekti kanal osti oksidi materialining dielektrik singdiruvchanligiga kuchliroq bogʻliq va kanal osti oksidi dielektrik singdiruvchanligi ortishi bilan SS ham ortadi. Ammo 3- va 4-kombinatsiyalarda, SS ning zatvor osti oksidi dilektrik singdiruvchanligiga bogʻlanishi teskari koʻrinishga ega, ya'ni kanal osti oksidi bir xil boʻlsada, zatvor osti oksidi material dielektrik singdiruvchanligi kattaroq boʻlgan 4-kombinatsiyada SS qiymati kichikroq boʻladi. Ayni shunday holat, zatvor uzunligi 30nm dan yuqori boʻlgan, 1- va 2-kombinatsiyali tranzistorlarda ham kuzatiladi.



4 – rasm. 2D MoS₂ asosidagi MOSFETlar turli zatvor oksidi va kanal osti oksidi materialar kombinatsiyasida SS ning zatvor uzunligiga bogʻliqligi.

Qaralayotgan kombinatsiyalar orasida 3- va 4-kombinatsiyalarga kanal osti oksid materialining eng yuqori dielektrik singdiruvchanligi toʻgʻri keladi. Bularda kanal osti oksidi materiali sifatida HfO₂ ishlatilgan va uning dielektrik singdiruvchanligi eng yuqori boʻlib $\varepsilon_{HfO_2} = 25$ ni tashkil kiladi. 1- va 2kombinatsiyali tranzistorlar uchun kanal osti oksid materiali sifatida dielektrik singdiruvchanligi kamroq boʻlgan SiO₂ ($\varepsilon_{SiO_2} = 3.9$) ishlatilgan boʻlib, bu tranzistorlar uchun SS effekti kam boʻlganligini koʻrishimiz mumkin. SS ning zatvor osti va kanal osti oksid materiallariga bogʻliqligi, ularning dilektrik singdiruvchanligining kanaldagi zaryad tashuvchilar taqsimotiga, bu esa oʻz navbatida stok toki va chiqish volt-amper xarakteristikasiga ta'sir qilishi bilan tushuntirish mumkin.

3.3. SS va SHE effektlarni kamaytirish uchun zatvor osti va kanal osti oksidi materiallari optimal kombinatsiyalari

SS va SHE lar qisqa kanalli tranzistorlarda sezilarli boʻlganligi uchun zatvor uzunligi 20nm boʻlgan tranzistorlarda kanal markazidagi panjara harorati va SS ning yuqorida koʻrilgan kombinatsiyalar turiga bogʻliqligi, taqqoslash uchun bir grafikda keltirilgan (5 – rasm). Bu grafik 3- va 4-rasmlardagi grafiklarga asoslanib tuzilgan. Grafiklardan koʻrinib turibdiki, oksid materiallarning turli kombinatsiyasi SS va SHE ga turli, hattoki teskari ta'sir koʻrsatadi. 1- va 2-oksid materiallari kombinatsiyasi uchun SHE kuchli boʻlib SS kichik boʻlsa, 3- va 4-kombinatsiyalar uchun SS kata boʻlib SHE kichik boʻladi

5-rasmdan xulosa qilish mumkinki, 2D MoS₂ asosidagi MOYa tranzistorda SHE va SS degradatsion effektlarga optimal immunitet shakllantirish uchun kanal osti oksidi materiali sifatida nisbiy dielektrik singdiruvchanligi 3.9 dan 25 gacha oraliqda va issiqlik



5 – rasm. Ikki oʻlchamli MoS2 asosidagi maydoniy tranzistorda SS va SHE effektlarining zatvor osti va kanal osti oksidi materiallarining kombinatsiyalari raqamiga bogʻliqligi.

oʻtkazuvchanligi 1.4 dan 2.3 $\frac{Vt}{mK}$ gacha oraliqda boʻlgan dielektriklar tanlanishi maqsadga muvofiq boʻladi.

3.4. Xulosalar

Modellashtirish natijalari shuni koʻrsatadiki, 2D MoS_2 asosidagi MOYa tranzistorda SHE va SS degradatsion effektlar asosan kanal osti oksidi materiali xususiyatlari bilan aniqlanadi. SS va SHE kabi degradatsion effektlariga qarshi immunitetni oshirish uchun zatvor osti va kanal osti oksidi materiallarini tanlash masalasi bu optimallashtirish masalasidir.

SHE va SS degradatsion effektlarga bir tranzistorning oʻzida optimal immunitet shakllantirish uchun kanal osti oksidi materiali sifatida nisbiy dielektrik singdiruvchanligi 3.9 dan 25 gacha oraliqda va issiqlik oʻtkazuvchanligi 1.4 dan 2.3 $\frac{Vt}{mK}$ gacha oraliqda boʻlgan dielektriklar tanlanishi maqsadga muvofiqdir.

References

1. Jiahao Kang, Wei Liu, and Kaustav Banerjee. Appl. Phys. Lett. High-performance MoS2 transistors with low-resistance molybdenum contacts. (2014) 104, pp. 093106 – 1–5.

2. Gianluca Fiori1, Francesco Bonaccorso, Giuseppe Iannaccone, Tomás Palacios, Daniel Neumaier, Alan Seabaugh, Sanjay K. Banerjeeand Luigi Colombo. Nature nanotechnology. Electronics based on two-dimensional materials, october 2014, vol. 9, pp. 768–779.

3. Zhansong Geng. Simulation von Grafen-Nanoribbon-und MoS₂ Tranzistoren. Masterarbeit. TU Ilmenau, 2016, pp. 3–84.

4. Radisavljevic, B.; Radenovic, A.; Brivio, J.; Giacometti, V.; Kis, A. Single-Layer MoS₂ Tranzistors. *Nat. Nanotechnol.* 2011, *6*, 147–150.

5. Geng, Z. Simulation of Graphen Nanoribbon and MoS_2 Tranzistors. Master's Thesis, TU Ilmenau, Ilmenau, Germany, 2016; pp. 3–17. (In German)

6. Liu, H.; Neal, A.T.; Ye, P.D. Channel Length Scaling of MoS₂ MOSFETs. *ACS Nano* 2012, 6, 8563–8569. <u>https://doi.org/10.1021/nn303513c</u>.

7. Atamuratov, A.E.; Jabbarova, B.O.; Khalilloev, M.M.; Sivasankaran, K.; Chedjou, J.C. Impact of the channel shape, back oxide and gate oxide layers on self-heating in nanoscale JL FINFET. *Nanosyst. Phys. Chem. Math.* 2022, *13*, 148–155.

8. Atamuratov, A.E.; Saparov, X.SH.; Atamuratov, T.; Yusupov, A.; Schwierz, F. The contribution of gate and drain voltages to temperature distribution along the channel in 2D MoS_2 based MOSFET. In Proceedings of the 2021 International Conference on Information Science and Communications Technologies (ICISCT), Tashkent, Uzbekistan, 3–5 November 2021; pp. 1–3. https://doi.org/10.1109/icisct52966.2021.9670397.

9. Tiwari, S.; Dolai, S.; Rahaman, H.; Gupta, P.S. Effect of temperature & phonon scattering on the drain current of a MOSFET using SL-MoS2 as its channel material. *Superlattices Microstruct*. 2017, *111*, 912–921. <u>https://doi.org/10.1016/j.spmi.2017.07.051</u>.

10. Granzner, R, Geng, Z, Kinberger, W, & Schwierz, F. (2016). MOSFET scaling: Impact of two-11. dimensional channel materials. 2016 13th IEEE International Conference on Solid-State and Integrated

12. Circuit Technology (ICSICT). doi:10.1109/icsict.2016.7998953

13. Bondja, C.N.; Geng, Z.; Granzner, R.; Pezoldt, J.; Schwierz, F. Simulation of 50-nm Gate Graphene

14. Nanoribbon Tranzistors. *Electronics* 2016, 5, 3. <u>https://doi.org/10.3390/electronics5010003</u>.

15. Bharathi, N.D.; Sivasankaran, K. Influence of metal contact on the performance enhancement of 16. monolayer MoS₂ tranzistor. *Superlattices Microstruct*. 2018, *120*, 479–486.

17. L.J. McDaid, S. Hall, P.H. Mellor, W. Eccleston, J.C. Alderman, Physical origin of negative differential

18. resistance in SOI transistors, Electron. Lett. 25 (13) (1989)827-828.

19. Nelapati, R.P.; Sivasankaran, K. Impact of self-heating effect on the performance of hybrid FinFET.

20. Microelectron. J. 2018, 76, 63–68. <u>https://doi.org/10.1016/j.mejo.2018.04.015</u>.

21. Dongre, B.; Carrete, J.; Mingo, N.; Madsen, G.K.H. Ab initio lattice thermal conductivity of bulk and

22. thin-film α-AI2O3. MRS Commun. 2018, 8, 1119–1123. https://doi.org/10.1557/mrc.2018.161.

23. Galusek, D.; Galusková, D. Alumina Matrix Composites with Non-Oxide Nanoparticle Addition and

24. Enhanced Functionalities. *Nanomaterials* 2015, 5, 115–143. https://doi.org/10.3390/nano5010115.

25. Kita, J.; Engelbrecht, A.; Schubert, F.; Groß, A.; Rettig, F.; Moos, R. Some practical points to consider

26. with respect to thermal conductivity and electrical resistivity of ceramic substrates for high-temperature

27. gas sensors. *Sens. Actuators B Chem.* 2015, 213, 541–546. https://doi.org/10.1016/j.snb.2015.01.041.

28. Frano, R.L.; Aquaro, D.; Scaletti, L.; Olivi, N. Characterization of the thermal conductivity for ceramic

29. pebble beds. J. Phys. Conf. Ser. 2015, 655, 012057. https://doi.org/10.1088/1742-6596/655/1/012057.

30. Hinz, M.; Marti, O.; Gotsmann, B.; Lantz, M.A.; Dürig, U. High resolution vacuum scanning thermal

31. microscopy of HfO₂ and SiO₂. *Appl. Phys. Lett.* 2008, *92*, 043122. https://doi.org/10.1063/1.2840186.

32. Panzer, M.A.; Shandalov, M.; Rowlette, J.A.; Oshima, Y.; Chen, Y.W.; McIntyre, P.C.; Goodson, K.E.

33. Thermal Properties of Ultrathin Hafnium Oxide Gate Dielectric Films. *IEEE Electron Device Lett.*

34. 2009, 30, 1269-1271. https://doi.org/10.1109/led.2009.2032937

35. Yang, Y.; Lin, Z.; Li, R.; Li, Y.; Liu, W.; Tian, S.; Zhu, K.; Long, L. Thermal expansion coefficient of

36. monolayer MoS_2 determined using temperature-dependent Raman spectroscopy combined with finite

37. element simulations. *Microstructures* 2021, *1*, 2021002. <u>https://doi.org/10.20517/microstructures</u>

СТРУКТУРНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК ТВЕРДОГО РАСТВОРА (Si₂)_{1-x}(GaN)_x ВЫРАЩЕННОЙ НА КРЕМНЕВОЙ ПОДЛОЖКЕ

Амин Саидов¹, Шукрулло Усмонов¹, Дадажон Сапаров¹, Толмас Ишниязов^{1,*}, Махмуд Каланов^{2*}

¹Физико-техничесий институт АН РУз, ул. Чингиза Айтматова 2^b, 100084 Ташкент, Узбекистан, *E-mail: <u>tolmas.14@mail.ru</u> (corresponding author)

²Институ ядерной физики АН РУз, поселок Улугбек, ул. Хуросон 1, 100214 Ташкент, Узбекистан

В последнее время проявляется большой интерес к получению эпитаксиальных слоев GaN на Si, чтобы использовать существующие Si технологии для получения структуры на основе GaN, играющей важную роль в создании приборов опто- и микроэлектроники [1, 2]. В данной работе приведены результаты рентгеноструктурного исследования эпитаксиальных слоев твердого раствора $(Si_2)_{1-x}(GaN)_x$, выращенных на Si подложках из жидкой фазы. Структурные исследования были выполнены на рентгеновском дифрактометре ДРОН-3М (излучение CuK_{α}, $\lambda = 0.15418$ нм) с усовершенствованной оптической схемой Θ –2 Θ в режиме пошагового сканирования.

В рентгенограмме эпитаксиальной пленки (Si₂)_{1-х}(GaN)_х присутствовали несколько структурных рефлексов селективного характера с различной интенсивностью и одно диффузное отражение в малых углах рассеяния. Сравнительно узкая ширина (FWHM = $3.78 \cdot 10^{-3}$ rad) и большая интенсивность (2·10⁵ имп/сек) основного рефлекса по направлению (111)_{GaN/Si}, свидетельствует о высокой степени совершенства кристаллической решетки слоя твердого раствора $(Si_2)_{1-x}(GaN)_{x}$, то есть выращенная пленка является монокристаллической с ориентацией (111). Размеры субкристаллитов (блоков) этой пленки составляли около ~ 40 нм. Однако, рентгенограмма эпитаксиальной пленки существенно отличалась от рентгенограммы подложки Si. Интенсивность основного рефлекса (111)_{GaN/Si} пленки была на 6 % больше, чем интенсивность того же рефлекса подложки. Это свидетельствует о частичном замещении некоторых парных ионов Si на молекулы, состоящие из ионов Ga и N в кремниевой решетке пленки. Поскольку интенсивность рассеяния рентгеновских лучей пропорциональна атомному номеру (Z) элементов ($Z_{Si} = 14$, $Z_N = 7$ и $Z_{Ga} = 31$), то такая замена ионов должна привести к некоторому росту интенсивности данного рефлекса, что и наблюдается в эксперименте. Вместе с тем, интенсивность диффузного отражения в малых углах рассеяния уменьшилась более чем в 3 раза, интенсивность запрещенного отражения (222) уменьшилась в 2 раза, интенсивность его третьего порядка (333) уменьшилась почти на порядок, а интенсивность рефлекса от примесной фазы кристаллического кварца уменьшилась в 2 раза. Средний уровень неупругого фона также снизился в 2 раза.

Многократное уменьшение интенсивности селективных рефлексов типа (222) и (333) не может быть объяснено за счет замещения атомов в узлах решетки пленки. Возможной причиной такого уменьшения интенсивности является нарушение условия Брэгга при дифракции рентгеновских лучей, то есть пленка частично уходит из отражающего положения. Это происходит тогда, когда пленка изгибается в сторону, перпендикулярную отражающей поверхности пленки. В этом случае на дифракционной картине пленки должен наблюдаться сдвиг угловых положения селективных рефлексов в сторону малых углов рассеяния по сравнению с угловыми положениями тех же структурных линий подложки. При этом отражению с большим угловым положением должно соответствовать большое значение смещения ($\Delta 2\theta$), что и наблюдается в эксперименте: для основного рефлекса (111) значение этого смещения составляло $2\theta \approx 2$ угловых минуты (угл. мин.), что находится в пределах экспериментальной ошибки, причем для второго порядка (222) оно было $\Delta 2\theta \approx 9$ угл. мин, а для третьего порядка (333) составляло $\Delta 2\theta \approx 6$ угловых минут. Все эти эффекты были обусловлены заменой парных атомов Si молекулой, состоящей из атомов галлия и азота.

С другой стороны, слабое расщепление основного рефлекса (111)_{GaN/Si} по α_1 и α_2 излучениям с соотношением интенсивностей [$I_{(111)}(\alpha_1) \neq 2I_{(111)}(\alpha_2)$] и полное расщепление [$I_{(111)}(\alpha_1) \approx 2I_{(111)}(\alpha_2)$] его третьего порядка (333) показывает, что накопление упругих микронапряжений ростового характера, в основном, сосредоточено в поверхностных слоях кристаллической решетки слоя твердого раствора (Si₂)_{1-x}(GaN)_x [3, 4]. Такие микронапряжения в пленке, по-видимому, вызваны различием ионных радиусов кремния (0.040 нм), галлия (0.062 нм) и азота (0.146 нм), которые расположены в узлах замещения поверхностного слоя пленки. Из-за различия значений постоянной

решетки Si (5.43 Å) и GaN (3.19 Å), а также коэффициента термического расширения (для Si на 50% меньше, чем для GaN), при охлаждении пленки от температуры эпитаксии (950-850 °C) до комнатной температуры, происходит деформация и искривление решетки эпитаксиальной пленки. Несмотря на различие этих физических параметров, вызывающих искажение кристаллической решетки эпитаксиальной пленки, большая энергия связи E_{Ga-N} (E_{Ga-N} > E_{Si-Si} и E_{Ga-N} > E_{Si-O} [5]) определяет совершенство кристаллической решетки пленки. Данный вывод подтверждается также и снижением уровня неупругого фона пленки в 2 раза по сравнению с уровнем фона подложки. Кроме того, этот вывод подтверждается появлением нового селективного рефлекса с заметной интенсивностью и шириной, равного 3.2·10⁻³ rad, вблизи основного рефлекса (111)_{GaN/Si} пленки. Этот рефлекс состоит из 2-х селективных линий очень близких по угловому положению и соответствующих двум модификациям GaN: - кубической (с-GaN) (111)GaN и - гексагональной (h-GaN) (002)_{GaN}. Они вызваны нанокристаллитами GaN. Эти нанокристаллиты расположены в приповерхностном слое пленки, о чем свидетельствует угловое расположение соответствующих им рефлексов. Содержание этих нанокристаллов с-GaN и h-GaN в пленке составляло 9.1 и 8.9 мол.%, соответственно. Следовательно, при жидкофазной эпитаксии на подложке Si(111) возможно формирование гетероструктуры GaN-Si с нанокристаллитами GaN, как кубической (с-GaN), так и гексагональной (h-GaN) модификации.

Была также исследована морфология поверхности эпитаксиальных пленок (Si₂)_{1-x}(GaN)_x с помощью сканирующего атомно-силового микроскопа. Анализ результатов атомно-силового микроскопа показывает, что на поверхности пленки образуются наноразмерные «бугорки», имеющие разные высоты - достигающие до ~ 28 нм, и ширину основания в среднем ~ 100 нм (максимальная до ~ 230 нм). Шероховатость гладкой части поверхности пленки не превышает 5 нм. По-видимому, бугорки образованы нанокристаллитами нитрида-галлия кубической (c-GaN) и гексагональной (h-GaN) модификаций.

Различие в ионных радиусах кремния, галлия, азота и кислорода приводит к появлению упругой деформации кристаллической решетки твердого раствора $(Si_2)_{1-x}(GaN)_x$. По-видимому, за счет самоорганизации двухфазной системы - жидкой (раствор-расплав Sn-Si-GaN) и твердой (эпитаксиальная пленка твердого раствора $(Si_2)_{1-x}(GaN)_x$) в процессе роста эпитаксиальной пленки в дефектоспособных участках кристаллической решетки (межфазных границах между блоками) образуются эти наокристаллиты. Поскольку энергия связи атомов молекул фазы GaN больше, чем у остальных молекул - $E_{Ga-N} > E_{Si-Si}$ и $E_{Ga-N} > E_{Si-O}$, то образование нанокристаллов обусловлено релаксацией кристаллической решетки эпитаксиальной пленки. Это, в свою очередь, приводит к уменьшению энергии упругих искажений кристаллической решетки, что необходимо для получения стабильной фазы кристаллической решетки твердого раствора $(Si_2)_{1-x}(GaN)_x$.

Ключевые слова: твердый раствор, кремний, нитрид-галлия, структурный анализ, рентгенограмма, атомно-силовая микроскопия.

Литература

1. DenBaars, S. P. *et al.* Development of gallium-nitride-based light-emitting diodes (LEDs) and laser diodes for energy-efficient lighting and displays. // Acta Materialia, 2013, Vol. 61, pp. 945–951.

2. Jan C. H. et al. RF CMOS technology scaling in high-k/metal gate era for RF SoC (system-on-chip) applications. // 2010 International Electron Devices Meeting. IEEE, pp. 27.2.1-27.2.4 (2010).

3. Shul'pina I. L. et al. X-ray diffraction diagnostics methods as applied to highly doped semiconductor single crystals // Technical Physics, 2010, Vol. 55, No. 4, pp. 537–545.

4. Kiselev V. K, Obolenskii S. V, Skupov V. D. Influence of an internal getter in silicon on the parameters of Au–Si structures. // Technical Physics, 1999, Vol. 44, No. 6, pp.724-725.

5. Бабич В.М, Блецкан Н.И, Венгер Е.Ф. Кислород в монокристаллах кремния. // - Киев: «Интерпрес ЛТД», 1997, 240 с.

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АЛМАЗНЫХ ПЛЕНОК, ПОЛУЧЕННЫХ НА КВАРЦЕВЫХ ПОДЛОЖКАХ МЕТОДОМ CVD

Александр Кутлимратов,* Амин Саидов, Мардонбек Хаджиев, Уткуржон Рахмонов, Химматали Джураев

Физико-технический институт Академии наук Республики Узбекистан, ул. Чингиз Айтматова 2^Б, 100084 Ташкент, Узбекистан, *E-mail: <u>kutlimratov5401@mail.ru</u>

Аннотация

На кварцевых пластинах получены алмазные пленки по CVD технологии в среде газовой смеси (H-CH₃OH-NH₃) водород-метанол с добавлением некоторого количества аммиака (NH₃) (ноу-хау). При измерении вольт-амперной характеристики структуры с барьером Шоттки, созданной путем напыления палладия на алмазную пленку, наблюдалось белесо-голубое свечение с сине-фиолетовым оттенком.

Ключевые слова: алмазная пленка, CVD технология, барьер Шоттки, сине-белое свечение.

Алмаз имеет самую высокую твердость и теплопроводность, химическую стойкость, большой коэффициент преломления света, среди всех известных кристаллических материалов, самое главное, он является полупроводником с шириной запрещенной зоны ~5.5 эВ [1,2]. В создании приборов электроники используются его эпитаксиальные пленки, выращенные на разных подложках с помощью различных методов. Так как, несмотря на небольшую толщину (несколько микрометров), алмазные пленки проявляют в себе все свойства и преимущества, свойственные его объемному кристаллу [3]. В литературе имеется большое количество данных о получении алмазных плёнок на различных подложках методом CVD [4,5]. Однако, большинство из них имеет достаточно общий характер и многие детали процессов формирования алмазных кристалликов остаются не до конца выясненными.

Нами алмазные пленки выращивались на кварцевых подложках, так как они представляют большой интерес как устойчивый материал к воздействию высоких температур (до 1000°С) и агрессивной среде. Выбор кварцевой подложки нами был неслучайным: кварц обладает значением КТР (0.57-1.32)·10⁻⁶ 1/К, близким к КТР алмаза (0.9-1.45)·10⁻⁶ 1/К, что позволяет получать пленки, пригодные для создания приборов оптоэлектроники. В литературе мы не встретили информацию о переходном буферном слое карбида кремния (SiC), образующемся между алмазной пленкой и кварцевой подложкой. Рост алмазных пленок осуществлялся CVD методом в среде смеси паров (H-CH₃OH-NH₃) водород-метанол с добавлением некоторого количества аммиака (NH₃) (ноу-хау). При этом были заимствованы некоторые новшества и технологические особенности из литературы [6,7], а также учтены результаты наших прежних исследований по выращиванию алмазных пленок на различных подложках [8,9].

Одним из многочисленных способов обработки поверхности подложки является водородное травление перед процессом эпитаксии [10]. Следовательно, нами этот способ был применен для очистки поверхности подложек кварца непосредственно перед эпитаксией. Для чего сначала в реактор впускался только водород и температура подложки поднималась до 900-950 °C и, при такой температуре поддерживался в течение 10-15 мин. При этом процесс очищения поверхности кварцевой подложки, т.е. реакция происходит следующим образом:

 $SiO_2 + 2H \rightarrow SiO + H_2O\uparrow$,

(1)

образованные при этом пары воды уносятся с поверхности подложки газовым потоком. Затем температура подложки опускается до 850-870°С и в реактор впускается смесь паров (H-CH₃OH-NH₃), которая под воздействием высоких (2000 – 2200°С) температур разлагается на атомарные H, C и (N), и происходит реакция атомарного углерода с окисью кремния (SiO). В результате чего образуются молекулы окиси углерода (CO), которые также уносятся потоком газа и на поверхности кварцевой подложки появляются атомы кремния (Si), которые соединяясь с атомарным углеродом образуют молекул карбида кремния по следующей реакции:

 $\text{SiO} + 2\text{C} \rightarrow \text{SiC} + \text{CO}^{\uparrow}.$

Как видно, при очищении кварцевой подложки водородным травлением, на ее поверхности появляются молекулы SiC, которые соединяясь между собой, образуют тонкие слои SiC, что было

(2)
подтверждено изучением Рамановского спектра КРС (комбинационного рассеяния света) [10,11]. Концентрация носителей тока в пленках, измеренная методом Холла, составляла ~ (5-6)·10¹⁸ см⁻³, что соответствует данным, полученным в работах [10,11].

Были формированы выпрямляющие контакты с барьером Шоттки в виде $M - C_{aлма3} - M$ -перехода путем напыления палладия (Pd) на поверхность алмазной пленки. Была измерена (при 300 K) вольтамперная характеристика (BAX) $M - C_{алма3} - M$ - структуры. ВАХ имеет вид симметричного стабилитрона, что объясняется встречно включенностью двух диодов Шоттки. При подаче смещения на такую структуру, из-под контакта происходило белесо-голубое свечение (рис.1, δ) (с сине-фиолетовым оттенком). Поскольку структура состоит из встречно включенных диодов Шоттки, то к ней можно подавать невыпрямленное переменное напряжение. Естественно, при этом будет наблюдаться мерцание излучения, которое можно устранить путем применения опала в качестве подложки. Потому что в опале, как показано в [12], наблюдается люминесценция под действием белесо-голубого излучения, что может способствовать появлению белого света.

Таким образом, показана возможность получения алмазных пленок на кварцевых подложках методом CVD, способные излучать белесо-голубой свет с сине-фиолетовым оттенком. Алмазные пленки, полученные на кварцевых подложках и использованный при этом CVD метод, могут применяться при создании СД структур, способных работать при переменном токе.

Работа выполнена в рамках фундаментальных исследований по проекту лаборатории «Рост полупроводниковых кристаллов» Физико-технического института АН РУз.

Литература

1. [1.] N.A. Feoktistov, S.A. Grudinkin, V.G. Golubev *et al*, Evolution of the Morphology of Diamond Particles and Mechanism of Their Growth during the Synthesis by Chemical Vapor Deposition. Physics of the Solid State, 2015, Vol. 57, No. 11, pp. 2184–2190.

2. [2.] S.A. Grudinkin, N.A. Feoktistov, K.V. Bogdanov *et al.* Gas-phase synthesis of isolated spherical diamond particles with introduced silicon-vacancy color centers on the surface of synthetic opal. Semiconductors, 2014, v.48, No 2. -pp. 283-286.

3. [3.] Д.А. Романов, Особенности формирования реальной структуры эпитаксиальных CVD-пленок алмаза с природным и модифицированным изотопным составом. Автореф. дисс. к.ф.-м.н. – Москва. 2021. – 16 с.

4. [4.] J.E. Butler, A.V. Sumant, The CVD of Nanodiamond Materials. Chemical Vapor Deposition, 2008, 14, pp. 14-60.

5. [5.] C.J. Tang, M.A. Neto, M.J. Soares *et al*, A comparison study of hydrogen incorporation among nanocrystalline, microcrystalline and polycrystalline diamond films grown by chemical vapor deposition. Thin solid films, 2007, 515, 3539-3546.

6. [6.] А.А. Емельянов, А.К. Ребров, И.Б. Юдин, Осаждение алмазных структур из взаимодействующих газовых струй. ЖТФ, 2016, том 86, вып.12. –С.56-59.

7. [7.] А.Л. Вихарев, С.А. Богданов, Н.М. Овечкин *и др*, Исследование нелегированных нанокристаллических алмазных пленок, выращенных из газовой фазы в плазме СВЧ разряда. Физика и техника полупроводников, 2021, том 55, вып. 1. -С.49-58.

8. [8.] Т.М. Салиев, С.Л. Лутпуллаев, А. Кутлимратов. О возможности применения *n*/(3C-SiC) – *p*/C_{алмаз} гетероструктур с белым свечением с улучшенными параметрами в осветительных системах с энергопотреблением от солнечного излучения. Гелиотехника, 2016, № 2. С.46-48.

9. [9.] A. Kutlimratov, U. Rakhmonov, Properties of diamond films obtained on silicon substrates by the method of chemical steam-gas deposition. Journal The scientific heritage. (Budapesht, Hungary). 2021. Vol.1, No 77(77)/-P.37-41.

10. [10.] Зеленин В.В., Давыдов Д.В., Корогодский М.Л. и др. Влияние водородного травления на электрофизические свойства автоэпитаксиальных слоев карбида кремния. Письма в ЖТФ, 2002, т.28, вып.9, -С.58-62.

11. [11.] A.S. Saidov, A. Kutlimratov, Sh.N. Usmonov and U.Kh. Rakhmonov, Diamond films obtained on silicone substrates by the CVD method and properties of structures based on them. Physical Sciences and Technology. Vol. 10 (No. 1-2), 2023: 35-41.

12. [12.] А.А. Дукин, В.Г. Голубев, Моделирование спектров люминесценции в сферических микрорезонаторах с излучающей оболочкой. Оптика и Спектроскопия, 2021, 129 (10): 1314.

ПРИМЕНЕНИЕ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ ПОРОШКОВ ЖЕЛЕЗА ДЛЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ КОМПОНЕНТОВ СТАТОРА И РОТОРА ОБРАТИМОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ МАШИНЫ

О.Ф.Демиденко¹, А.Л.Желудкевич¹, Г.А.Говор¹, А.О.Ларин¹, С.Н.Янкевич², И.Н.Хроль², Н.А.Калиновский²

¹Научно-практический центр Национальной академии наук Беларуси по материаловедению, ул. П. Бровки, 19, 220072, Минск, Республика Беларусь, *E-mail: <u>orion_minsk@tut.by</u> (автор для переписки) ²OAO «Приборостроительный завод Оптрон», ул. Ф. Скорины, 52, 220141, Минск, Республика Беларусь

Аннотация

Разработана многостадийная методика нанесения изоляционных покрытий на частицы металлических порошков с целью создания нового класса композиционных магнитомягких материалов с улучшенными характеристиками. Предложенный метод капсулирования порошка железа оксидным слоем является высокоэкономичным методом для нанесения покрытий различного химического состава на металлические порошки, и может быть широко использован в практике для получения электротехнических материалов. Проведены комплексные исследования свойств полученных образцов порошковых композиционных материалов на основе железа ABC100.30, частицы которого капсулированы оксидом фосфора. Создана расчетная модель статора с учетом применения в ее конструкции магнитомягких капсулированных порошков железа. Методом прессования изготовлены компоненты статора при помощи пресс-формы в виде отдельных зубов. Общие потери созданной с применением изготовленных компонентов магнитной системы составят около 140 Вт.

Ключевые слова: композиционные магнитомягкие материалы, порошки железа, оксидные слои, компоненты статора, метод прессования

1. Введение

Экономическое стимулирование ресурсосбережения, разработка и внедрение экологически безопасных технологий и новых материалов в промышленности, энергетике, сельском хозяйстве и на транспорте, являются приоритетными направлениями обеспечения безопасности в экологической сфере многих государств. По этой причине к используемым электрическим машинам предъявляются особые требования, такие как высокий КПД, высокая удельная мощность, широкий диапазон оборотов, ремонтопригодность, надежность и т.д. [1, 2].

Магнитомягкие материалы способны быстро переключать свою магнитную поляризацию при приложении слабого магнитного поля и обладают низкими потерями энергии, что находит важное применение в создании генераторов, электродвигателей, трансформаторов, катушек индуктивности или датчиков [3, 4]. В настоящее время происходит постепенное замещения магнитомягкими композитными материалами повсеместно используемой ламинированной электротехнической стали для изготовления магнитопроводов электрических устройств. Магнитомягкие композиты представляют собой особый класс ферромагнитных материалов для электромагнитных применений. Анализ имеющихся литературных данных о методах капсулирования металлического порошка тонким оксидным слоем, показал, что они не позволяют создать достаточно качественное покрытие и являются малоэффективными. Основные требования к покрытиям можно сформулировать следующим образом: слой покрытия должен быть сплошным и однородным по толщине; удельное сопротивление материала должно составлять 10² – 10⁶ Ом см.

Применение магнитомягких композитов в виде капсулированного порошка приводит к тому, что практически отсутствуют потери материала при изготовлении электромагнитных компонентов, по сравнению со стандартной технологией, при которой до 60% электротехнической стали, представляющей собой листовой материал, идет на повторную переплавку. Создание многих новых электрических машин с трехмерным управлением потока становится возможным только благодаря изотропным свойствам композитов. Кроме того, порошок прессуется непосредственно в желаемую форму, а затем подвергается термической обработке [5 – 8].

Данная работа посвящена разработке и изучению физико-технических характеристик композиционных материалов на основе порошков железа и их практической апробации в магнитопроводах обратимых электрических машин.

2. Экспериментальная часть

С учетом требований к электротехническим характеристикам разрабатываемого материала разработан новый способ нанесения оксидных покрытий на поверхность частиц металлического железа путем комбинирования различных методов капсулирования, дающий возможность получить заданный состав с необходимыми магнитными параметрами и удельным сопротивлением. Сущность метода состоит в предварительном совместном перемешивании в специальном реакторе порошка с добавлением водорастворимых солей и их термическом разложении до оксидов с последующим образованием на поверхности железа оксидных покрытий. Технология изготовления капсулированных порошков и создания из них изделий представляет собой многостадийный процесс, включающий следующие основные операции. На первой стадии проводится операция по реакционному нанесению изоляционных покрытий из газовой фазы при температуре 150 – 200 °С. Вторая стадия представляет собой операцию по нанесению на поверхность изолированных частиц железа смазки на основе воска в количестве, не превышающем 0,025 вес. % в реакторе при температуре 150 – 200 °C при постоянной вакуумной откачке. Далее путем гидростатического капсулированых порошков изготавливаются необходимые прессования компоненты электротехнических изделий в пресс-формах под давлением 0,7 – 0,8 ГПа при нормальных условиях. Спрессованные изделия подвергаются термообработке для нормализации физических параметров. Отжиг изделий производится при температуре 450 °C в течение 1 - 1,5 часа в автоклавах в атмосфере азота или на воздухе в зависимости от требований. Разработанная технология нанесения очень простая и легко масштабируется. Готовый композит обладает низкой стоимостью по сравнению с аналогами.

Морфология и химический состав порошков изучены методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) на микроскопе Hitachi SEM, Zeiss.Peзультаты рентгеноструктурных исследований порошков синтезированных композитов показали, что нанесение тонких изолирующих покрытий на основе оксида фосфора на порошки железа ABC100.30 с зерном порядка 100 мкм не приводит к существенным изменениям параметра элементарной кубической ячейки чистого железа пространственной группы SG: Im3m (a $\approx 0.2865\pm0.0003$ нм). В образце обнаружено присутствие только одной α -Fe фазы. Фаза оксида фосфора явно не обнаружена, это связано с малой толщиной покрытия по сравнению с размером частиц, так как размер частиц находится в пределах 100 мкм, а толщины покрытий не превышают 30 нм. Исследование морфологии капсулированного оксидом фосфора порошка железа ABC100.30 показало, что частицы порошка имеют сложную геометрию (рисунок 1), это важно с точки зрения практического применения таких частиц при прессовании и создании плотных композитов, плотность которых позволит получать электротехнические изделия с хорошими физическими свойствами.



Исходный порошок ABC100.30 Капсулированный порошок **Рис. 1.** Микроструктура частиц порошка железа ABC100.30 до и после нанесения покрытия оксида фосфора

Преимущества разработанного композиционного магнитного материала перед электротехнической сталью позволяют обеспечить более широкое его применение для изготовления электротехнических

изделий с целью повышения удельной мощности при высокой скорости вращения с меньшими потерями. Таким образом, синтезированные композиты на основе порошка железа ABC100.30, частицы которого капсулированы оксидом фосфора, обладают магнитными характеристиками, необходимыми для изготовления электротехнических компонентов обратимой машины.

Для практического применения магнитомягких порошков проведены расчеты генератора. Для создания расчетной модели магнитной системы статора с учетом применения в ее конструкции магнитомягких капсулированных порошков железа использованы исходные, данные приведенные в таблицах 1 и 2. На рисунке 2 представлен профиль статора генератора.

Таблица 1. Основные характеристики

Показатель	Расчетная величина
Электромагнитная мощность	2 759,9 Вт
Входная мощность	2 829,5 Вт
Выходная мощность	2 688,8 Bt
Общие потери (при нагрузке)	140,75 Вт
кпд	95,026 %

Таблица 2. Эффективность разработанной системы

Показатель	Расчетная величина
Потери в обмотке (при нагрузке)	69,66 Bt
Магнитные потери (при нагрузке)	0,002743 Вт
Потери в статоре [общие] (при нагрузке)	70,4 Вт
Потери в металле ротора [общие] (при нагрузке)	0,69 Bt
Общие потери (при нагрузке)	140,8 Вт



Рис. 2. Профиль статора

Генератор рассчитан на разработанный магнитомягкий композит и магниты N38. Магнит N38 20×10×4 стандартный. Толщина пакетов статора и ротора 60 мм. Втулка ротора изготавливается из немагнитного материала. Лобовые части обмоток 40 – 45 мм.

По результатам расчетов статор и ротор изготавливались из магнитомягких капсулированных порошков при помощи пресс-формы. С учетом габаритных характеристик статора, принято решение прессовать по одному зубу (рисунок 3) с последующей склейкой их между собой.



Рис. 3. Зуб статора, изготовленный из магнитомягкого композиционного материала

Учитывая, что у конечной детали большая высота, пресс-форма предусматривает технологию двухстороннего прессования, для более плотной и равномерной прессовки порошка. По аналогии сделана пресс-форма для получения сегмента статора из того же магнитомягкого порошка.

Предварительные испытания показали, что область необходимых давлений для получения зуба статора и сегмента ротора лежит в диапазоне 750 – 1200 МПа. Для получения изделий требуемое усилие прессования составило 27 – 30 т.

3. Заключение

Определены условия и методики нанесения изолирующих оксидных покрытий на частицы основы порошка железа АВС 100.30. Проведен синтез образцов магнитомягких порошковых композиционных материалов с требуемыми параметрами с использованием водноатомизированного порошка железа ABC100.30 с размером зерна порядка 100 мкм. На частицы основы нанесен наноразмерный изолирующий слой на основе оксида фосфора. Изучена морфология, химический состав полученных порошковых композиционных материалов. Частицы порошка имеют необходимую сложную губчатую геометрию, что важно для получения необходимой плотности при прессовании. Синтезированные композиты на основе порошка железа АВС100.30, частицы которого капсулированы оксидом фосфора, являются магнитомягкими материалами с характеристиками, необходимыми для создания электротехнических компонентов обратимых электрических машин. С учетом характеристик разработанного материала выполнены расчеты генератора. Методом порошковой металлургии из магнитомягких капсулированных порошков при помощи пресс-формы изготовлены статор и ротор генератора. Предварительные испытания показали, что область необходимых давлений для получения зуба статора и сегмента ротора лежит в диапазоне 750 – 1200 МПа.

Благодарности

Работа выполнена в рамках задания 4.1.38 «Разработка и исследование электроизоляционных материалов для статоров обратимых электрических машин на основе железосодержащих капсулированных материалов с заданным направлением магнитного потока» Государственной программы научных исследований «Материаловедение, новые материалы и технологии» на 2021-2025 гг. подпрограммы «Многофункциональные и композиционные материалы»

Литература:

- 1. M. Javaid *et al*, Understanding the adoption of Industry 4.0 technologies in improving environmental sustainability, Sustainable Oper. and Comp. **3**, 203 (2022).
- 2. X. Ronghui and T.S.H. Thompson, Green technology innovation, environmental externality, and the cleaner upgrading of industrial structure in China Considering the moderating effect of environmental regulation, Techn. Forecasting and Soc. Change **184**, 122020 (2022).
 - 3. Inoue and F. Kong, Soft Magnetic Materials, Encycl. of Smart Mater. 5, 10 (2022).
 - 4. J. M. Silveyra *et al*, Soft magnetic materials for a sustainable and electrified world, Science **362**, 418 (2018).

5. B. Kustas *et al*, Emerging Opportunities in Manufacturing Bulk Soft-Magnetic Alloys for Energy Applications: A Review, JOM **74**, 4 (2022).

6. Talaat *et al*, Review on soft magnetic metal and inorganic oxide nanocomposites for power applications, J. of Alloys and Comp. **870**, 159500 (2021).

7. Watanabe *et al*, Thin and High-Torque Axial Gap Motor Using Soft Magnetic Powder Cores, SEI Techn. Rev. **86**, 106 (2018).

8. S. Wu *et al*, Magnetic properties of Fe/parylene soft magnetic composites prepared via chemical vapor deposition, J. of Magn. and Magn. Mater. **584**(15), 171100 (2023).

ГЕТЕРОПЕРЕХОДЫ МИКРОЭЛЕКТРОНИКЕ.

А.В Рожков¹. А.М Султанов². Х Бозоров².

¹Россия, Санкт-Петербург, ФТИ им. А.Ф.Иоффе, РАН, Старший научный сотрудник лаборатории, <u>sulix80@bk.ru</u>

²НамИТИ, г. Наманган ул. Касансайская 9. Кафедра физика, доцент. sulix80@ mail.ru

Аннотация:

Целю данной работы является исследование гетерострурные материалы и созданные на их основе субнаносекундные полупроводниковые приборы – коммутаторы, а также изучение режима субнано- и пикосекундная включения фотонно-инжекционных коммутатора созданная на основе слабо-легированного GaAs и его твердых растворов AlGaAs и их перспективы применения в волоконно-оптических линиях связи, радиолокации, ракета технике, космических отраслях и оптоэлектронике

Ключевые слова: Гетероструктурные полупроводники, гетеропереходы, слаболегированные слои, коммутация импульса, субнано- и пикосекундная коммутация импульсов, оптоэлектронные приборы.

В настоящее время быстро развивается субнано- и пикосекундная импульсная техника, что связано с потребностями лазерной, локационной, радиопередающей техники, а также техники физического эксперимента. Одна из основных возникающих при этом проблем - создание ключевого прибора данного способного коммутировать большие мощности (от сотен Вт до МВт в импульсе) при высокой надёжности и стабильности параметров коммутации. Однако, известные полупроводниковые приборы, такие как туннельные диоды, СВЧ транзисторы, диоды с накоплением заряда коммутируют мощности не более нескольких ватт. Наиболее мощные приборы - кремниевые диодные, транзисторные и тиристорные обострители [1], оптоэлектронные ключи [2] требуют очень сложных схемы для запуска, имеют низкую предельную рабочую температуру, а также небольшие предельно допустимые частоты повторения импульсов. В современной микроэлектронике все больший интерес представляют применения большие сложных полупроводниковых структур, которые образуются при совместном использовании материалов разного вида. В качестве простого примера можно вспомнить об уникальных свойствах переходов металл-полупроводник и создаваемых на их основе диодов, биполярных и полевых транзисторов Шоттки. Но ещё более перспективными являются приборы, в которых для создания полупроводниковых структур совместно используются разные химические элементы. Такие структуры называются гетерогенными или гетероструктурами. А основным элементом гетероструктур различного типа является гетеропереход. Гетеропереход – это переход, который образуется в месте контакта различных по химическому составу полупроводников. На границе раздела изменяется обычно ширина запрещённой зоны ΔE , подвижность носителей тока, их эффективные массы и др. характеристики полупроводников. Идеальная стыковка кристаллических решёток в полупроводниковый гетеропереход возможна лишь при совпадении типа, ориентации и периода кристаллических решёток сращиваемых материалов. Гетеропереходы, с различной шириной запрещённой зоны и различной степенью легирования, получили широкое практическое применение в излучающих и фотоэлектрических приборах (светодиоды, лазеры, фотодиоды и.др). Использование гетеропереходов в полевых и биполярных транзисторах позволяет значительно увеличить их рабочие частоты, что важно в сверхвысокочастотных (СВЧ) аналоговых и сверхскоростных цифровых ИС. Для получения гетеропереходов обычно используется метод жидкостной эпитаксии, позволяющий изготовить не только двухслойные но и многослойные (четырёх – пятислойные) гетероструктуры. При этом полупроводники должны иметь близкие кристаллические структуры с практически равными параметрами кристаллической решётки. Большая заслуга в получении полупроводниковых гетеропереходов и исследованиях их свойств принадлежит лауреату Нобелевской премии по физике академику Ж.И. Алфёрову и возглавляемой им научной школе [3, 4]. Наиболее освоенными являются гетеропереходы между твердыми

растворами полупроводниковых соединений A^3B^5 : $Al_xGa_{1-x}As - GaAs$, $GaAs_xP_{1-x} - GaAs_xP_{1-x} - GaAs_xP_$

Гетеропереходы применяются в различных полупроводниковых приборах. Например, потенциальная яма, формируемая пиком в энергетической диаграмме перехода, позволяет увеличивать к.п.д. светоизлучающих электронных приборов, таких как полупроводниковые лазеры или светодиоды. Применение гетеропереходов в эмиттере биполярных транзисторов HBT позволяет увеличить проводимость базы, не опасаясь увеличения обратного тока в цепе эмиттера [8]. Тем самым можно улучшать частотные свойства транзистора или добиваться больших токов, по сравнению с обычной структурой транзистора. Большая высота барьера гетеропереходов позволяет улучшить параметры излучающих оптоэлектронных приборов. Свойство односторонней инжекции в p-п гетеропеходах с сильнолегированной базой может использовано в биполярных транзисторах. Гетеропереходы между полупроводниками одного типа проводимости применяются для создания полевых CBЧ транзисторов и сверхскоростных цифровых ИС.

Цикл работ, выполненных в последние годы, показал перспективность применения гетеропереходов и оптического способа управления для создания тиристоров повышенного быстродействия на основе GaAs - AlGaAs. Исследования прибора, названного фотонно - инжекционным импульсным коммутатором (ФИИК), который содержит в качестве составных транзисторов оптотранзистор с гетеро светодиодном управления и транзистор с высоковольтным p^0 - n^0 переходом, показали возможность коммутации больших мощностей трех электродными полупроводниковыми приборами в субнано-секундном диапазоне [5 - 7].

Создание импульсных транзисторов и тиристоров на основе гетеро-структур GaAs-AlGaAs стало возможным благодаря разработке основ технологии получения высоковольтных p^{0} - n^{0} переходов на базе нелегированного GaAs за счёт фоновой компенсации. Однако до конца не выяснен механизм фоновой компенсации при формировании плавных переходов, что затрудняло, воспроизводимо получать приборные структуры. Представляет интерес изучение влияния изовалентных атомов на процесс формирования плавных p^{0} - n^{0} переходов, поскольку их применение позволяет изменять уровень концентрации и спектр мелких примесей и глубоко уровневых ловушек за счёт взаимодействия с фоновыми примесями в расплаве и изменения собственных точечных дефектов в эпитаксиальных слоях. Возможность дальнейшего повышения эффективности данной технологии связана с выяснением зависимостей характеристик переключения ФИИК от условий выращивания центрального высоковольтного p^{0} - n^{0} перехода. Это делает работу, посвященную исследованию механизма формирования плавных высоковольтных p^{0} - n^{0} переходов, получению импульсных коммутаторов высокого быстродействия на их основе, изучению связи условий выращивания эпитаксиальных структур и рабочих характеристик прибора, актуальной как в научном отношении, так и для решения практических задач.

Литература

1. В.М. Тучкевич, И.В. Грехов. 1988. Новые принципы коммутации больших мощностей полупроводниковыми приборами. JL: Наука, 117 с

2. J.C. Koo, G.M. McWright, D. Michael, M.D. Pocha, R.B. Wilcox. 1984. A low leakage 10000-V silicon photoconductive switch. Appl. Phys. Lett, v. 45, № 10, p. 1130-1131

3. Ж.И. Алфёров, 1973. Гетеропереходы в полупроводниковой электронике близкого будущего. В кн Физика сегодня и завтра, под р. В.М. Тучкевича. Л.

4. П.Г. Елисеев. 1972. Инжекционные лазеры на гетеропереходах, «Квантовая электроника», № 6.

5. Ж.И. Алфёров, И.В. Грехов, В.М. Ефанов, А.Ф. Кардо-Сысоев, В.И. Корольков, М.Н. Степанова. 1987. Формирование высоковольтных перепадов напряжения пикосекундного диапазона на арсенид галлиевых диодах. Письма в ЖТФ, т. 13, № 18, стр. 1089-1093.

6. Солдатенков Ф.Ю. 2011. Субнаносекундные коммутаторы на основе гетеропереходов в системе GaAs (InGaAs) – AlGaAs. Дисс. на соиск. канд. физ.-мат. наук. Россия, АН. Санкт-Петербург. Физикатехнический институт им А.Ф. Иоффе. 7. Султанов А.М. 1992. Разработка технологии создания и исследование фотонно-инжекционных коммутаторов на основе гетероструктур GaAs-AlGaAs. Дисс. на соиск. канд. физ.-мат. наук. Россия, Санкт-Петербург. ФТИ им. А.Ф. Иоффе. РАН.

8. Бозоров Х.Н, Султанов А.М. 2022. Основные параметры и перспективы использование гетероструктуры в современном приборостроение. Материалы международного форума "Физика - 2022". Наманган.

НЕКОТОРЫЕ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СТРУКТУР Si-(Si₂)_{1-x}(ZnS)_x, ВЫРАЩЕННОГО МЕТОДОМ ЖИДКОФАЗНОЙ ЭПИТАКСИИ.

Марипов Илхом Исакович^{1*}.Давлатов Ўткир Тогаевич²

¹Физико-технического института АН РУз, ул. Чингиз Айтматов 2Б, 100084

²Гулистанский Государственный Университет Сырдарьинская область, Гулистан, микр-н 4, 120100

Аннотация

Повышение эффективности преобразования солнечной энергии достигается использованием монолитных каскадных солнечных элементов (КСЭ) за счет расширения спектрального диапазона преобразования и самые высокие значения КПД достигнуты КСЭ на основе GaAs. Однако GaAs является дорогим полупроводниковым материалом. Поэтому выращивание эпитаксиальных пленок ZnS на кремниевых подложках, с целью замены дорогостоящих

Ключевые слова: эпитаксиа, вольтампер,спектр, кремние, фотоэлектри

GaAs подложек кремниевыми, и исследование их основных свойств, представляет большой интерес, как для фотоэнергетики, так и для науки и техники. Потому что структуры КСЭ, созданные на Si подложке позволит намного удешевлять стоимость КСЭ.

В настоящем сообщении приводятся результаты выращенные эпитаксиальные слои твердого раствора (Si₂)_{1-x}(ZnS)_x на подложках кремния КДБ-1.0-10 Ом.см <111> в температурном интервале 1000÷840⁰С из ограниченного объема оловянного растворарасплава методом жидкостной эпитаксии. Эпитаксиальные пленки получались n- типа проводимости, с целью создания гетеро- p - n- перехода нами была специально выбрана подложка p- типа.

Далее эпитаксиальные пленки ZnS выращенные нами жидкофазным методом на кремниевых подложках представляют интерес с точки зрения использования их для создания КСЭ, благодаря широкому диапазону спектральной чувствительности пленок ZnS [1]. Поэтому исследование их фотоэлектрических характеристик является актуальной задачей. Были исследованы вольтамперные, вольтемкостные характеристики, а также спектральные зависимости фоточувствительности полученных твердых растворов (Si₂)_{1-x}(ZnS)_x[2].



Вольтамперные (рис.1) и спектральные характеристики (рис.2) р - n- перехода, образованного на гетерогранице дают исчерпывающую информацию о свойствах и качестве эпитаксиальных пленок. Из рис.1 видно, что ВАХ гетеро- р - n- перехода имеет типичный

вид ВАХ р - п- переходов в кремнии. Крутизна наклона после пробоя р - п- перехода обусловлена большим сопротивлением контактов, что улучшением омических контактов будет иметь соответствующий вид. Из спектральной характеристики видно, что из-за большой толщины эпитаксиальной пленки коротковолновая граница ограничена длиной волны 0,45 мкм, а следовало быть меньше 0,4 мкм. Длинноволновая граница простирается до 1,1 мкм, что свидетельствует о преобладании Si в составе пленки твердого раствора (Si₂)_{1-x} (ZnS)_{1-x} у гетерограницы.

В заключении можно сказать, что при создании мелкого р - n- перехода в приповерхностной области эпитаксиальной пленки появляется возможность создания КСЭ, работающего в широком спектральном диапазоне солнечного излучения. Благодаря доступности материалов для изготовления данной структуры их себестоимость становится намного дешевле, чем GaAs-CЭ.

Литература

1. Сапаев Б, Саидов А.С. Исследование условий роста и фотоэлектрических свойств эпитаксиальных структур Si – (Si2)_{1-x}(ZnS)_x //ПЖТФ. - Санкт-Петербург. 2004. т.30. вып.17. - С. 14-18.

2. Саидов А.С, Кутлимратов А, Сапаев Б, Давлатов У.Т. Выращивание твердых растворов (Si2)_{1-x}(GaAs)_x на кремниевых подложках методом жидкофазной эпитаксии // Вестник ГулГУ. - Гулистан. 2001. - №2. - С. 40-44.

p-n O'TISHDA KUCHLANISHGA MAGNIT MAYDONNING TA'SIRI

Gafur Gulyamov¹, Gulnoza Majidova¹, Feruza Muxitdinova^{1,*}

¹Namangan Muxandislik-qurilish Instituti, Islom Karimov ko'cha, 160103 Namangan, O'zbekistan, *E-mail: <u>feruzafizik1991@gmail.com</u>

Annotatsiya

Ushbu ishda p-n o'tisjga magnit maydon ta'sir etganda undagi kuchlanishning magnit maydon kattaligi bilan bog'liqligi ko'rib chiqilgan. Magnit maydon induksiyasi ortib borgani sari kuchlanish ham ortganligi tajribalarda kuzatilgan. Ayni bir tok qiymatida magnit maydon induksiyasi ortgani sari kuchalanish ham ortib borgani qo'shimcha Xoll kuchlanishi bilan va noideallik koiffitsienti bilan nazariy tushuntirishga xarakat qilingan.

Kalit so'zlar: p-n o'tish, Xoll kuchlanishi, noideallik koiffitsienti, volt-tesla xarakteristikasi

p-n o'tishli diodlar asosida yaratilgan asboblar texnikada juda keng qo'llaniladi. Shuning uchun ularning turli tashqi ta'sirlarga sezgirligini o'rganish juda ahamiyatli hisoblanadi. p-n o'tishga magnit maydonning ta'siri tajribada ko'p o'rganilgan [1,2]. Magnit maydon induksiyasi ortib borganda kuchlanish kata qiymatlar tomonga surilgani volt-amper xarakteristikasida ko'rsatilgan [3]. Tajribada tok kuchining ayni bir qiymatida kuchlanishning magnit maydonga bog'liqligi ko'rilgan [4]. Bu tajribada olingan volt-tesla xarakteristika (VTX)ni nazriy asoslashga harakat qilaylik. Magnit maydon ta'siridagi volt-amper xarakteristikani quyidagi ifoda asosida olishimiz mumkin:

$$J = J_{s} \left(e^{\frac{q\varphi_{0}}{ckT} - \frac{q\left(\varphi_{0} - U + JR_{b} + \frac{JRB}{l}\right)}{ckT}} - 1 \right)$$
(1)

Bu yerda R_b -diodning baza qarshiligi, R - Xoll doimiysi, B -magnit maydon induksiya, l -p-n o'tish qalinligi, c -noideallik koiffitsienti. Bu yerda tashqi berilgan kuchlanish U ga qo'shimcha Xoll kuchlanishini ham qo'shilgan. Chunki tajribada magnit maydon yo'q va bor xolatlar uchun olingan volt-amper xarakteristikada magnit maydon induksiyasi ortgani sari kuchlanishning ham katta qiymatlarni qabul qilishi kuzatilgan. (1) ifodadagi noideallik koiffitsientini [] adabiyotga asoslanib quyidagicha xisoblaymiz:

$$c = 2 \frac{b + ch \frac{d}{L}}{b+1}; \quad b = \frac{\mu_n}{\mu_p}; \quad L = l \sqrt{\frac{2b}{b+1}}; \quad (3)$$

Bu yerda *d*-baza uzunligi, *L*-effektiv diffuziya uzunligi, *l*-diffuziya uzunligi. Magnit maydon baza kengligi (*d*) effektiv diffuziya uzunligi (*L*)dan ancha katta bo`lgan diodlar kuchli ta`sir qiladi. Shuning uchun $e^{d/Ld} \gg 1$ bo`lganda

$$c \approx e^{d/L} \left(1 + \left(\mu B \right)^2 \right) \quad (4)$$

(1) va (4) ifodalarni xisobga olib kuchlanish uchun quyidagi ifodani olishimiz mumkin:

$$U = e^{d/L} \left(1 + \left(\mu B \right)^2 \right) \cdot \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{J}{J_s} + 1 \right) + \frac{JBR}{l}$$
(5)

(5) ifodaga tegishli qiymatlarni qo'yib quyidagi grafikni olishimiz mumkin: 1-rasm. Tajriba va bizning nazariy olingan natijalarni taqqoslash



1-rasmdan ko'rishimiz mumkinki bizning ifoda asosida olingan VTX tajriba bilan mos tushadi. Demak bizning nazariy ifodalarimiz amaliy axamiyatga ega va u tajribani tushuntira oladi. Nazariy qarashlarimiz to'g'ri degan xulosa qilishimiz mumkin.

Adabiyotlar:

1. J. Chang, X. Zhang, Z. Lou, J. Wang. Large positive magnetoresistance in germanium, Applied Physics **116**, 114511(2014)

2. D. Yang, F. Wang et al, A large magnetoresistance effect in p-n junction devices by the space-charge effect, Adv. Funct. Mater, **23**, 2918–2923 (2013)

3. T. Wang, M. Si et al, Angular dependence of the magnetoresistance effect in a silicon based p-n junction device, Nanoscale, **6**, 3978(2014)

4. G. A. Egiazaryan and V. I. Stafeev, Magnetodiodes, magnetotransistors and their application, Radio and communication, Moscow, (1987)

DEVELOPMENT OF LOW-POWER LOW-NOISE CMOS LNA FOR 24-GHz AUTOMOTIVE RADAR

Murod Kurbanov^{1,*}

¹Department of Information and Communications Engineering, Pukyong National University, Busan 48513, Korea

²Department of Statistics, Pukyong National University, Busan 48513, Korea *Corresponding author, E-mail: <u>murodkurbanov7979@gmail.com</u>

Abstract

This paper presents low-power low-noise 24-GHz CMOS LNA (low noise amplifier) for automotive collision avoidance radar. The proposed circuit is fabricated using 65nm RF CMOS technology, and it is powered by 1.2V supply. To increase voltage gain and decrease power consumption, this circuit has cascode scheme, and it is optimized to decrease noise figure. Cascode inductive source degeneration technique is also utilized to match the circuit to source impedance. The proposed LNA showed the lowest power consumption of 4.59mW and the lowest noise figure of 2.98dB with high voltage gain of 24.3dB as compared to recently published results. It also showed the smallest chip area of 0.6×0.6 mm², and the size of the core cell of 0.31×0.35 mm² without pads as compared to recently reported results. We expect that the proposed LNA is suitable for GHz-band automotive collision avoidance radar.

Key words: 24-GHz, RF CMOS, LNA (low noise amplifier), automotive collision avoidance radar.

1. Introduction

The first active amplification component of a receiver is a LNA. The main function of LNA is to amplify the signal to suppress the noise of subsequent stage while adding as little noise as possible. The performance of RF receiver is significantly influenced by the LNA. Operating frequency also depends on the RF filter used in front of LNA. They offer a good gain and low noise figure, but they are expensive and cannot be integrated easily. As the new technology evolved, we successfully researched the feasibility of the new CMOS technologies in RF circuit designs. CMOS devices translated into low noise figure and higher gain. Latest CMOS technologies showed to be a strong not only in terms of cost and integration, but also in terms of high performance.

Inductive source generation low noise amplifier provides best noise performance and gain. The LNA is one the most important block in transceiver used in wireless communication system [1-5].

Power consumption plays an important role in any wireless communication system. Most recent LNAs for 24 GHz band used the cascode inductive source degeneration architecture. This architecture has advantages of simultaneous input and power matching, reduced input and output interaction with reducing miller effects which results in better stability. The main frequency bands of radar applications are 24GHz and 77GHz. For the sake of detection of other near vehicles in the medium-short range and wide beam 24GHz is mainstream.

This paper presents low-power low-noise 24-GHz CMOS LNA for automotive collision avoidance radar. The proposed circuit is fabricated using 65nm RF CMOS technology and it is powered by 1.2V supply. To increase voltage gain, this circuit has cascode scheme, and it is optimized to decrease noise figure. Cascode inductive source degeneration technique is also utilized to match the circuit to source impedance.

2. CIRCUIT DESIGN AND ANALYSIS

2.1 Overview of 24GHz Radar

The automotive radar is the most promising and robust solution to vehicle sensing requirements in terms of environmental conditions, measurement capabilities, and ease of installation. The best frequency for this radar depends on the targeted application. In fact, this choice of frequency involves trade-off between several factors such as transmitted and received powers. Fig. 1 shows a simple ACC (adaptive cruise control) system. The systems consist of three types such as short-range radar (SRR), medium-short range (MRR) and long-range radar (LRR). The CMOS-

based 24-GHz SRR sensors with distance up to approximately 30 meters are under development for a variety of further applications. The SRR may cover many applications such as parking aid, ACC with stop and go, pre-crash or collision warning, back-up function, etc. Since it has also better performance in azimuth angle and in range measurements, it is suitable for automotive applications providing parking aid, pre-crash detection, side object detection and blind spot detection [1-6].



Fig. 1. Concept of ACC system.

2.2. Design of the proposed 24GHz CMOS LNA

Fig. 2 shows the proposed low-power low noise-noise 24-GHz CMOS LNA. This LNA is implemented using the 65nm RF CMOS process. This process has been retained because of its good low noise performance, the unity current gain cut-off frequency (f_T) of 120GHz and the maximum oscillation frequency (f_{max}) of 140GHz. Successful integration of the LNA at 24GHz depends on minimizing parasitic capacitances and losses to maintain adequate gain, designing with low voltage swing for low breakdown devices, and achieving sufficient linearity required for low spectrally efficient and variable envelope modulation scheme.



Fig. 2. 24GHz CMOS LNA.

Providing a resistive input impedance of 50Ω is one critical requirement of an LNA. The 50Ω termination is required mainly by the previously band select filter L_3 with parasitic capacitance and transistor M_1 is biased by adding parasitic capacitance to the input impedance matching. The third-order non-linear transconductance coefficient g_{m3} is performed by gate-drain and gate-source capacitances of basic components, and it reduces linearity performance. To improve noise figure and linearity, we propose a CG (common gate) NMOS-PMOS inverter scheme for the cascode LNA as a linearizer. The proposed linearization method accepts NMOS and PMOS transistors into common gate configuration with the secondorder and third-order nonlinearity to improve the linearity performance. To reach very low third-order distortion and low power, it is very important to reduce the second-order and third-order nonlinearities. It is very important to minimize or cancel g_{m2} and g_{m3} to decrease the thirdorder intermodulation distortion and to improve IIP3 (third-order input intercept point). The inductor L_2 , and the parasitic capacitances at the drain of M_2 and M_4 form provide broadband network.

Let's consider drain current I_{dtotal} of M_1 through the M_2 and M_3 transistors as shown in Fig. 3. For M_4 , $V_{g4} = V_{dd}$, $V_{s4} = V_{d3}$, $I_{d4} = (V_{dd}-V_{d4})/R_{out}$, $I_{d4} = I_{d3}$ and $I_{d4} = 0$, since M_1 is connected to the ground through capacitor C_1 for $I_{d1} = 0$. From KCL, $I_{s3} = I_{d1} + I_{s2}$, $I_{s2} = I_{s3}$, $V_{dd}-I_{d4}R_{out}-V_{ds3} = V_{ds2}$, and $V_{dd} = I_{d4}R_{out} + V_{d4}$, and we obtain Eqs. (1) to (3).



Fig. 3. Ideal view of the inverter stage.

$$I_{d2} = g_{m1_2}V_{gs_2} + g_{m2_2}V_{gs_2}^2 + g_{m3_2}V_{gs_2}^3$$
(1)

$$I_{d3} = g_{m1_3}(-V_{gs_3}) + g_{m2_3}(-V_{gs_3})^2 + g_{m2_3}(-V_{gs_3})^3$$
(2)

$$I_{d_{total}}(V_1) = I_{d2} + I_{d3} = (g_{m1_2}V_{gs_2} + g_{m2_2}V_{gs_2}^2 + g_{m3_2}V_{gs_2}^3) - (g_{m1_3}(-V_{gs_3}) + g_{m2_3}(-V_{gs_3})^2 + g_{m2_3}(-V_{gs_3})^2)$$
(3)

Since V_{gs_3} is a function of V_{gs_2} , it is expressed to power series of V_{gs_2} as follows: $V_{gs_3} = c_1 V_{gs_2+} c_2 V_{gs_2+}^2 c_3 V_{gs_2}^3$ (4)

 $V_{gs_3} = c_1 V_{gs_2 +} c_2 V_{gs_2 +}^2 c_3 V_{gs_2}^3$ $A_{IIP3} = \sqrt{\frac{3}{4} \left| \frac{g_{m1}}{2} \right|}$

$$= \sqrt{\frac{3}{4} \left| \frac{g_{m1}}{g_{m3}} \right|}$$
(5)
ges from positive to negative when the transistor moves from weak to strong inversion

The $g_{m3,d3}$ changes from positive to negative when the transistor moves from weak to strong inversion region. In other words, by changing gate bias voltage of PMOS transistor, the parameter c_1 can be varied. It can be deduced from Eq. (4).

The MIM capacitors are used for high quality factors and the resistors of tantalum nitride thin film are used. Large on-chip bypass capacitors are placed between each V_{DD} and ground. The die occupies 0.60×0.60 mm² including pads and 0.31×0.35 mm² without pads.



Fig. 4. Die photograph of the proposed LNA.

3. RESULTS AND DISCUSSIONS

In analog and RF blocks, high output power with high efficiency is desirable, but with the abovementioned limitations on the recent technologies, achieving these goals requires special attention on the designing circuits with new techniques and topologies. From Figs. 2 and 3, the proposed LNA showed total dc current of 3.825mA at 1.2V supply, so we obtained the lowest power consumption of 4.59mW as compared to conventional results [3-6].

Fig. 5 shows (a) input and output return losses (S_{11} , S_{22}), and (b) reverse isolation (S_{12}). Input and output impedance matching is so important to obtain low input and output return losses. Ideal input and output impedances of the amplifier must have $45 \sim 50\Omega$ at the operation frequency. As shown in Fig. 6, the LNA showed very low input return loss of -32.8dB, very low output return loss of -32.7dB, and very low reverse isolation of -47dB as compared to conventional results.



(a) Input and output return losses, S_{11} and S_{22} . (b) Reverse isolation, S_{12} Fig. 5. (a) Return losses (S_{11} , S_{22}) and (b) reverse isolation (S_{12}).

Voltage gain is very important parameter in GHz-band LNA. Fig. 6 shows voltage gain (S_{21}). As shown in Fig. 6, the proposed LNA showed very high voltage gain of 24.3dB at the operation frequency of 24GHz as compared to conventional results [3-6].



Fig. 6. S₂₁. **Fig. 7.** Noise figure.

Table1. Comparison summary for recently reported research results

Parameters	This Work	[8]	[9]	[10]
Frequency (GHz)	24	24	24	24
Technology (um)	CMOS	CMOS	CMOS	CMOS
теенногоду (µнн)	0.13	0.13	0.18	0.18
Supply voltage (V)	1.2	1.2	1	-
S ₂₁ (dB)	24.3	-	13.1	18.19
S ₁₁ /S ₂₂ (dB)	-32.8/- 32.7	-9.5	-18	-25
Power consumption (mW)	4.59	15	14	11.3
IIP3 (dBm)	3.2	-	0.54	-16.5
Noise Figure (dB)	2.98	3.8	3.9	5.8
Die area (mm ²)	0.31×0.3 5	1.7×1.2	0.57×0. 6	0.94×0. 5

To verify performance of the proposed LNA, we carried out simulations using ADS and layout using Cadence, and calculation is extracted using high-frequency small signal equivalent model. The S-parameter and noise figure of the proposed LNA is shown in Fig. 5, Fig. 6, and Fig. 7.

The performance summary of the proposed LNA is compared in Table 1. As can be seen from Table 1, the proposed LNA showed the lowest power consumption of 4.59mW, the highest voltage gain of 24.3dB, and the lowest noise figure of 2.98dB as compared to conventional results [8-10]. It also has the smallest die size 0.31×0.35 mm² without pads as compared to recently reported research results [8-10].

In this paper, we proposed low-power low-noise 24-GHz CMOS LNA for automotive collision avoidance radar. This circuit is implemented in 65nm RF CMOS process. To increase voltage gain and decrease power consumption, we utilized cascode inductive source degeneration technique. The LNA was optimized by minimization of the inherent LNA noise added to the desired or wanted signal during the process of amplification to reduce noise figure. The proposed LNA showed total dc current of 3.825mA at 1.2V supply, so we obtained the lowest power consumption of 4.59mW as compared to conventional results. It also showed the lowest noise figure of 2.98dB, high voltage gain of 24.3dB, good S-parameter results and small die size 0.31×0.35 mm² without pads as compared to recently reported research results.

References

1.S.-H. Noh and J.-Y. Ryu, "Linearity Enhancement Technique for GHz-Band LNA," International Journal of Applied Engineering Research, Vol. 12, No. 19, pp. 9116-9119, October 2017.

2. H. Rastegar and J.-Y. Ryu, "An Integrated High Linearity CMOS Receiver Frontend for 24-GHz Applications," Journal of Semiconductor Technology and Science, Vol. 16, No. 5, pp. 595-604, October 2016.

3. H. Rastegar and J.-Y. Ryu, "A broadband Low Noise Amplifier with built-in linearizer in 0.13-µm CMOS process," Microelectronics Journal, Vol. 46, No. 8, pp. 698-705, August 2015.

4. Chen, Wei-Hung, Gang Liu, Boos Zdravko, and Ali M. Niknejad. "A highly linear broadband CMOS LNA employing noise and distortion cancellation." In 2007 IEEE Radio Frequency Integrated Circuits (RFIC) Symposium, pp. 61-64. IEEE, 2007.

5.H. Rastegar, J.-H. Lim, and J.-Y. Ryu, "A 2GHz 20dBm IIP3 Low-Power CMOS LNA with Modified DS Linearization Technique," Journal of Semiconductor Technology and Science, Vol. 16, No. 4, pp. 443-450, August 2016.

6.S.-H. Noh and J.-Y. Ryu, "Design of 24GHz Low Noise Amplifier for Short Range Radar of Automotive Collision Avoidance," Journal of Korean Institute of Information Technology, Vol. 11, No. 10, pp. 23-28, October 2013.

7.[S.-W. Kim and J.-Y. Ryu, "Design of 24GHz Low Noise Amplifier for Automotive Radar," Journal of Korean Institute of Information Technology, Vol. 10, No. 7, pp. 41-47, July 2012.

8. W. Debski, W. Winkler, D. Genschow, and R. Kraemer, "24 GHz transceiver front-end with integrated ramp generator," IEEE Proceedings of the 6th European Microwave Integrated Circuits Conference, pp. 233-236, June 2011.

9.S.-C. Shin, M.-D. Tsai, R.-C. Liu, K.-Y. Lin, and H. Wang, "A 24-GHz 3.9-dB NF low-noise amplifier using 0.18 μ m CMOS technology." IEEE Microwave and Wireless Components Letters, Vol. 15, No. 7, pp. 448-450, August 2005.

10. [10] C.-Y. Lin, M.-W. Lin, C.-P. Liang, and S.-J. Chung, "A 24 GHz Low-power and High-gain Low-noise Amplifier Using 0.18µm CMOS Technology for FMCW Radar Applications," pp. 892-896, January 2012.

КРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА СПЛАВА ТІС_{0.50}Н_У

И. Ж. Жаксимуратов, С. Дж. Рахманов, А. С. Парпиев, В. В. Гетманский

¹ Институт ядерной физики АН РУз, Ташкент, 100214, Узбекистан, улица Хуросон, 1, *E-mail: *i.jaksimuratov@mail.ru* (corresponding author).

Аннотация

Методом дифракции нейтронов показано, что состав карбогидрида титана $TiC_{0.50}H_y$ при концентрации водорода y>0.5 имеют плотноупакованную гексагональную структуру, а при концентрации y<0.5 имеют гранецентрированную кубическую структуру. Изменяются элементы симметрии и наблюдается концентрационные фазовые переходы.

Ключевые слова: Карбогидрид титана, дифракция нейтронов, гранецентрированная кубическая структура, фазовый состав, отжиг, закалка.

Одной из проблем водородной энергетики является получения порошка сплава, содержащего в элементарной ячейке большего количества водорода, легко отдаваемого обратно при низких температурах. Ранее было [1] показано, что можно синтезировать гранецентрированный карбогидрид титана эквиатомного состава $TiC_{0.50}H_{0.50}$. Анализируя кристаллохимии данного сплава, высказано предположение о возможности получения данного сплава с большей концентрацией атомов водорода. Поскольку такой вопрос представляет интерес для водородной энергетики, наша цель является получение кубического карбогидрида титана с большей концентрацией водорода, чем в эквиатомном составе.

Ранее были установлены [2], что карбогидриды титана, имеющие составы TiC_{0.50}H_{v≤0.50} имеют гранецентрированную кубическую структуру, описываемую в рамках пространственной группы Fm $\overline{3}$ m. Карбогидрид титана составов $TiC_{0.50}H_{0.55}$ и $TiC_{0.50}H_{0.64}$ синтезировали методом самораспространяющегося высокотемпературного синтеза путем сжигания спрессованных порошков титана марки ПТЭМ и углерода «особо чистый» в бомбе постоянного давления в водородной среде [3]. Согласно рентгенофазному и нейтронографическому анализам, кристаллическая структура синтезированных образцов оказалась гексагональной, описываемой в рамках пространственной группы P 3 ml. В принципе водород могут находиться как в октаэдрических, так и тетраэдрических позициях. Однако расположение атомов водорода в октаэдрических позициях не дало удовлетворительное согласия между расчетными и экспериментальными интенсивностями дифракционных максимумов. Теперь мы предположили, что все атомы водорода расположеные в тетраэдрических междоузлиях 8 с ГЦК решетки. При этом наблюдается хорошее согласие между экспериментально наблюдаемыми и рассчитанными интенсивностями дифракционных максимумов (таблицы 1). В рамках данной модели получили фактор недостоверности по Брэгговским максимумам $R_{Ep} = 5.6$ %.

Атом Позиция		Координаты			Кол-во атомов,
		х	у	Z	п
Ti	4 <i>b</i>	1⁄2	1⁄2	1⁄2	4
С	4 <i>a</i>	0	0	0	2
Н	8 c	1⁄4	1⁄4	1⁄4	2
$R_p = 1.27, R_{wp} = 1.76, R_{Br} = 5.04 \ \%. \ B = 0.31 \pm 0.05 \ \text{\AA}^2$					

Таблица 1. Структурные характеристики карбогидрида титана TiC_{0.50}H_{0.50} в предположении расположения атомов водорода в тетраэдрических междоузлиях в рамках пр. гр. *Fm* $\overline{3}$ *m*

Примечание: R_p -, R_{wp} -, R_{Br} - факторы недостоверности определения кристаллической структуры [4, 5] по полному профилю, по статическому весу каждой точки, по Брэгговским максимумам, соответственно. В – тепловой фактор.

Таким образом, в карбогидридах титана с большим содержанием водорода $TiC_{0.50}H_{0.50}$, так же как в карбогидридах титана с гораздо меньшим содержанием водорода $TiC_xH_{\sim 0.17-0.21}$ в состоянии,

соответствующем высокой температуре, атомы водорода расположены в тетраэдрических междоузлиях.

Литература

1. Хидиров И, Рахманов С. Дж, Махмудов Ш. А, Гетманский В.В. «Нейтронографическоеисследование высокотемпературного карбогидрида титана TiC_{0.50}H_{0.50}» // Доклады Академии наук РУз. 2019. №1.с. 24-28.

2. Амосов А.П, Боровинская И.П, Мержанов А.Г. Порошковая технология самораспространяющегося высокотемпературного синтеза материалов. М.: Машиностроение -1, 2007. 471 с.

3. Khidirov I. Neutron diffraction study of the formation kinetics of ordered antiphase domains in titanium carbohydride $TiC_xH_y//Crystallography$ Reports. -M.- 2015.- V. 60, no 5.- pp. 706-711.

4. Кржижановская М. Г, Фирсова В. А, Бубнова Р. С. Применение метода Ритвельда для решения задач порошковой дифрактометрии. Учебное пособие. Санкт-Петербургский университет. - 2016. – 67 с.

5. Will G. Powder Diffraction: The Rietveld Method and the Two Stage Method of Determine and Refine Crystal Structures from Powder Diffraction Data. New York: Springer. - 2005. – 224 p.

AKKUMULYATSION VA INVERSION MAYDONIY VERTIKAL TRANZISTORLARDA O'Z-O'ZIDAN QIZISH EFFEKTLARI

Bahor Jabbarova, Eldorbek Xaitbayev, Xilola Payzullaeva, Mahkam Xalilloyev va Atabek Atamuratov*

Urganch davlat universiteti, Oʻzbekiston, Urganch shahar, 220100, Hamid Olimjon koʻchasi, 14-uy, *E-mail: <u>x-mahkam@urdu.uz</u> (tegishli muallif)

Annotatsiya

Maqolada 3D oʻlchovli modellashtirish yordamida inversiya va akkummulyatsiya rejimlarida ishlaydigan nanometrli vertikal maydoniy tranzistorlarda oʻz-oʻzidan qizish effektiga tranzistor parametrlarining ta'sirini oʻrganish va ularni taqqoslash natijalari keltirilgan. Akkumulyatsiya rejimida ishlaydigan oʻtishsiz tranzistorning kanal markazidagi harorat bir xil elektrofizik va geometrik parametrlarga ega boʻlgan inversiya rejimda ishlaydigan tranzistorga qaraganda yuqori ekanligi koʻrsatilgan. Haroratning bunday farqi tranzistorlarning ishlash tamoyillaridagi farqiga bogʻliq boʻlib, asosan kanallarning legirlanish darajasidagi farq bilan tushuntiriladi. Istok va stok sohalari turli legirlanish usullari bilan shakllangan inversiya rejimida ishlaydigan tranzistorlarda oʻz-oʻzidan qizish effektining istok va stok soxalarining kanal boʻylab legirlanish chuqurligiga boʻlganishi koʻrib chiqildi. Bunda tranzistorning kanal markazidagi harorat istok va stok sohalarining legirlanish chuqurligi va legirlanish usuliga bogʻliq ekanligi koʻrsatilgan.

Kalit soʻzlar: FinFET tranzistor, JLFinFET tranzistor, oʻz-oʻzidan qizish effekti, legirlanish darajasi.

1. Kirish

Nanoelektronikaning asosiy vazifalaridan biri bu energiya iste'molini kamaytirish va intergratsiya darajasini oshirish uchun, Mur qonuni bo'yicha, tranzistorlar va integral mikrosxemalar (IM) ning o'lchamlarini doimiy ravishda kichraytirish bo'lgan [1, 2, 3]. Metall-oksid-yarimo'tkazgich (MOYa) maydoniy tranzistorlar IM ning eng muhim tarkibiy qismlaridan biridir. MOYa tranzistorlarining hajmini kamaytirish ularda turli xil degradatsion effektlar, xususan, qisqa kanal effektlari paydo bo'lishiga olib keladi [4].

Qisqa kanal effektlari MOYa tranzistorlari uchun dastlabki ishlab chiqarish texnologiyalaridan biri boʻlgan planar texnologiyaga asoslangan MOYa tranzistorlar kanal uzunligi nanometr oʻlchamlargacha yetganda kuchli namoyon boʻladi. MOYa tranzistorining qisqa kanalli effektlari ta'siriga chidamliligini oshirish uchun planar MOYa tranzistorlari oʻrniga vertikal MOYa tranzistorlar (Fin Field Effect Transistor, FinFET) tuzilishi taklif qilindi [5], bu transistor planar MOYa transistor kabi inversiya rejimida ishlaydi.

Texnologiyaning yanada rivojlanishi bilan FinFET ishlab chiqarish texnologiyasini soddalashtirish uchun, akkumulyatsiya rejimida ishlaydigan oʻtishsiz FinFET (Junctionless FinFET, JLFinFET) tuzilishi taklif qilindi [6] (1-rasm). Ushbu texnologiyada istok va stok sohalariga alohida yuqori haroratli ishlov berish jarayoni bekor qilingan. Nanometr oʻlchamdagi sohalarga yuqori haroratli ishlov berish jarayonida issiqlikning tranzistorning faol sohalarga tarqalishiga va natijada tranzistor parametrlarini oʻzgartirishga olib keladi. Shu sababli JLFinFET texnologiyasi koʻrsatilgan degradatsiyaga qarshiligi va soddaligi bilan afzalroqdir. Bundan tashqari JLFinFET lar ham qisqa kanal effektlariga yuqori chidamlilikni koʻrsatadi.



1-rasm. Modellashtirilayotgan, istok va stok sohalari analitik (a) va bir jinsli (b) usul bilan legirlangan FinFET va JLFinFET (c) tranzistorlarining tuzilishi

JLFinFET va FinFET tranzistorlarning yana bir xususiyati shundaki, ular izolyator ustida kremniy (IUK) texnologiyasiga asoslangan. Bu texnologiyada tranzistorlarning kanallari, orqa oksid qatlam deb ataladigan oksid qatlami bilan chegaralangan. Bu xususiyat, oksid qatlamining past issiqlik oʻtkazuvchanligi tufayli FinFET hamda JLFinFET ikkala tranzistorlarida ham oʻz-oʻzidan qizish effektining (self-heating effect, SHE) namoyon boʻlishiga olib keladi [7,8]. Oʻz-oʻzidan qizish effekti IM larning ishonchli ishlashi uchun muhim masala boʻlib qoldi.

Oʻz-oʻzidan qizish effekti FinFET va JLFinFET tranzistorlarda alohida-alohida oʻrganilgan, ammo bir xil elektrofizik parametrli bunday tranzistorlar uchun bu effekt taqqoslanmagan.

Yuqorida aytilgan fikirlardan kelib chiqqan holda bu ishda JLFinFET va FinFET tranzistorlarida yuzaga keladigan oʻz-oʻzidan qizish effektlari solishtirib koʻrildi.

2. Modellashtirishda qoʻllanilgan fizik modellar va tranzistorlar parametrlari

Bu ishda JLFinFET va FinFET tranzistorlarida oʻz-oʻzidan qizish effekti toqqoslangan. FinFET ning JLFinFET dan asosiy farqi unda istok va stok sohalari mavjudligida boʻlganligi sababli shu sohalar tuzilishi va parametrlarining, tranzistordagi SHE ga ta'sirini oʻrganish maqsadga muvofiq boʻladi. Shu sababli FinFET tranzistorining kanal markazidagi haroratiga istok va stok sohalariga kiritilgan kirishma konsentratsiyasining chuqurligiga va kirishma kiritilish usuliga bogʻliqligi modellashtirildi. FinFET tranzistorining istok va stok sohalarining bir jinsli va analitik usul bilan legirlanib shakllantirilgan hollari koʻrilgan.

Tranzistorni modellashtirishda TCAD Sentaurus dasturidan foydalanildi. Oʻz-oʻzidan qizish effektining ta'sirini modellashtirish uchun 1-jadvalda keltirilgan parametrlarga ega tranzistorlar koʻrib chiqildi. Modellashtirishda transport modeli sifatida kvant effektlarni ham hisobga oluvchi, izotermik boʻlmagan, termodinamik model ishlatilgan. Harakatchanlik modelida harakatchanlikning kirishma konsentratsiya darajasiga bogʻliqligini, kuchli elektr maydonda tezlikning toʻyinishga erishishini hisobga oluvchi modellardan foydalanildi.

Modellashtirishda qoʻllanilgan fizik modellarni kalibrovkalash uchun, modellashtirishda olingan oʻtish volt-amper xarakteristika [9] ishda keltirilgan mos parametrli tranzistor uchun olingan eksperimental natijalari bilan taqqoslangan (2-rasm).

Nomi	Belgilanishi	JLFinFET	FinFET
Kanal konsentratsiyasi	Ν	$5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	$10^{16} cm^{-3}$
		(n-tip)	(p-tip)
Istok va stok sohalari	N _d	$5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	$5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
konsentratsiyasi		(n-tip)	(n-tip)
Zatvor osti oksidi qalinligi (HfO ₂)	t _{ox}	6,7 nm	6,7 nm
		$(t_{eff} = 1, 2 \text{ nm})$	$(t_{eff} = 1, 2 \text{ nm})$
Kanal qalinligi	T_{si}	9 nm	9 nm
Kanal kengligi	W_b	22 nm	22 nm
Orqa oksid qalinligi	T _{box}	145 nm	145 nm
Zatvor uzunligi	L _{gate}	10 nm	10 nm

1-jadval. JLFinFET va FinFET tranzistorlarining modellashtirishda qoʻllanilgan parametrlari



2-rasm. IUK texnologiyasi asosidagi JLFinFET tranzistorining modellashtirishda olingan oʻtish VAX ning tajribada olingan natijalar bilan taqqoslanishi.

3. Modellashtirish natijalari va muhokama

JLFinFET va FinFET tranzistorlarining oʻtish xarakteristikalarini modellashtirish natijalari 3-rasmda keltirilgan. JLFinFET va FinFET tranzistorlarining kanali legirlanish darajalari bunday tranzistorlarda qoʻllaniladigan tipik qiymatlarda, ya'ni mos ravishda $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ va 10^{16} cm^{-3} qilib olingan. FinFET transiztori istok va stok sohalari analitik usul bilan maksimal legirlanish darajasi $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ qilib olingan.

Grafikdan oʻtish VAX ning toʻyinish qismida JLFinFET tranzsitorlarida tok kuchi FinFET tranzistorlariga qaraganda katta ekanligini koʻrish mumkin. Bu esa oʻz navbatida JLFinFET tranzistorlarida haroratning katta boʻlishiga olib keladi (4-rasm). Kanaldagi harorat oʻzgarishi albatta kanaldan oʻtuvchi tok hamda kanalda generatsiyalangan issiqlik energiyasini uzatuvchi muhitlar, ya'ni kanalni oʻrab turgan oksid qatlamlar xususiyatlari bilan bogʻliq boʻladi. Biz koʻrayotgan ikkita tranzistorda ham issiqlik energiyasini uzatuvchi zatvor osti va kanal osti oksidlar va ularning parametrlari bir xil boʻlganligi sababli, kanaldagi haroratlar farqi asosan issiqlik generatsiyasi tezligi, ya'ni kanaldagi toklar farqi bilan bogʻliq boʻlib qoladi.





4-rasm. Bir xil geometrik parametrlarga ega FinFET (1) va JLFinFET (2) uchun kanal markazi boʻylab harorat taqsimoti

Bu ishda FinFET tranzistori istok va stok sohalari legirlanish usuli va chuqurligining kanal markazidagi haroratga ta'siri koʻrib chiqildi va JLFinFET tranzistori natijalari bilan taqqoslandi. FinFET tranzistor kanal markazidagi haroratining turli usul bilan legirlangan istok va stok sohalarining legirlanish chuqurligi L (5-rasm) ga bogʻlanishi modellashtirildi.



5-rasm. FinFET tuzilishi, L-istok va stok sohalarining legirlanish chuqurligi

Ikkita legirlanish usulida ham istok va stok sohalarining legirlanish chuqurligi ortishi bilan kanal markazidagi harorat ortishi kuzatildi (6-rasm). Ideal holda, ya'ni legirlanish chuqurligi ortib, kanal JLFinFET dagi kabi bir jinsli bo'lishga intilganda harorat ortib JLFinFET haroratiga tenglashishga intildi.

Istok va stok sohalari bir jinsli va analitik usullarda legirlanganda kanal markazidagi harorat birbiridan katta farq qilishini koʻrishimiz mumkin. Istok va stok sohalari legirlanish usuli bir jisli boʻlganda kanal markazidagi harorat, legirlanish chuqurligiga bogʻliq ravishda 75 - 85 K ga katta ekanligi kuzatildi. Kanal markazidagi haroratning bunday farqi kanaldagi tok zichligi farqi bilan tushuntirilishi mumkin. 7rasmda bir jinsli legirlanish usulida analitik legirlanish usuliga nisbatan tok zichligi katta ekanligi koʻrinib turibdi. FinFET tranzistorning barcha legirlanish chuqurliklarida va ikkita legirlanish usulida ham kanal markazidagi harorat JLFinFET kanal markazidagi haroratidan kichikroq ekanligini koʻrish mumkin (6-rasm). Buning asosiy sababi JLFinFET kanalining legirlanish darajasi (5·10¹⁸ cm⁻³) FinFET tranzistor kanali legirlanish darajasidan (10¹⁶ cm⁻³) 3 tartibga yuqoriroq ekanligi va shu sababli kanaldagi tok zichligi ham yuqoriroq ekanligi bilan tushuntirish mumkin.



6-rasm. FinFET tranzistorlari kanal markazidagi haroratning istok va stok sohalarining legirlanish chuqurligi L ga bogʻlanish grafigi



4. Xulosa

Shunday qilib, oʻz-oʻzidan qizish effekti JLFinFETda, mos geometrik va elektrofizik parametrlarga ega boʻlgan FinFET ga nisbatan kuchliroq namoyon boʻladi. Bu hodisa tranzistorlarda kanal legirlanish darajasining farqi bilan tushuntiriladi.

FinFET tranzistorlarda kanal markazidagi haroratning tranzistor istok va stok sohalari legirlanish chuqurligiga bogʻliqligi aniqlandi va bu harorat oʻzgarishlari, legirlanish chuqurligi ortishi bilan kanaldagi tok zichligi oʻzgarishi orqali tushuntirildi.

Foydalanilgan adabiyotlar

1. [1] G. Moore, Cramming more components onto integrated circuits, in Proc. IEEE, 86 (1998) 82-85.

2. [2] A. Khakifirooz and D. A. Antoniadis, The future of high-performance CMOS: Trends and requirements, in ESSDERC, (2008) 30-37.

3. [3] W. Ahn et al, Integrated modeling of Self-heating of confined geometry (FinFET, NWFET, and NSHFET) transistors and its implications for the reliability of sub-20 nm modern integrated circuits, *Microelectronics Reliability* Volume 81, February 2018, Pages 262-273 https://doi.org/10.1016/j.microrel.2017.12.034

4. [4] А. Е. Атамуратов, Б.О. Жаббарова, М. М. Халиллоев, А.Yusupov, Сравнение эффекта саморазогрева в безпереходных и инверсных FinFET транзисторах X Международная научная конференция «Актуальные проблемы физики твердого тела» Минск, Беларусь 22-26 мая 2023 г

5. [5] J. P. Colinge, Microelectron. Eng. 84, (2007), 2071. https://doi.org/10.1016/j.mee.2007.04.038

6. [6] I. Ferain, C. A. Colinge, and J. P. Colinge, Nature (London, U.K.) **479** (7373) (2011), 310 https://doi.org/10.1038/nature10676

7. [7] D. Vasileska, S. M. Goodnick, and K. Raleva, in *Proceedings of the 13th International Workshop on Computational Electronics* (Beijing, China, 2009). https://doi.org/10.1109/IWCE.2009.5091146

 [8] S.Liu *et al*, Self-heating effect in FinFETs and its impact on devices reliability characterization. IEEE International Reliability Physics Symposium Proceedings. (2014). https://doi.org/10.1109/IRPS.2014.6860642.
 [9] S. Barraud *et al*, Scaling of Trigate Junctionless Nanowire MOSFET with Gate Length Down to 13 nm //2012. IEEE Electron Device Letters. vol. **33**. no. 9. pp.1225-1227.

КРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ТОНКИХ СЛОЕВ Nd-Fe-B И Sm-Co

¹Аплевич А В, ¹Галяс А.И, ¹Живулько А.М, ¹Лапотко П.Ю, ² Пайзуллаханов М.С, ² Парпиев О.Р, ³Соболь В.Р, ⁴Шамбалёв В.Н, ² Шерматов Ж.З, ¹Янушкевич К.И.

¹ГО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению», Минск, Беларусь

²Институт материаловедения Академии наук РУ, Ташкент, Узбекистан

³Белорусский государственный педагогический университет им. М. Танка, Минск, Беларусь

⁴УП «Феррит», Минск, Беларусь

Abstract

На подложки оптического и кварцевого стекла методом термического испарения (flash technique) нанесены тонкие слои толшиной от ~50 нм до 1 мкм используя поликристаллические порошки соединений Nd₂Fe₁₄B и SmCo₅. Изучены особенности кристаллической структуры и температурные зависимости удельной намагниченности пленок. Пленки толщиной порядка 1 мкм обладают кристаллической структурой свойственной поликристаллическим порошкам соединений Nd₂Fe₁₄B и SmCo₅, за исключением присутствия на рентгенограммах пленок в интервале углов $2\theta = 44-45^0$ рефлексов малой интенсивности свободных ионов Fe и Co по причине частичного разложения порошков исходной шихты при испарении. Выявлено, что уменьшение толщины слоёв приводит к аморфизации кристаллической структуры (до 50%) при толщинах 80-100 нм. Рентгенограммы пленок толщиной ~50 нм не содержат дифракционных рефлексов характерных упорядочению поликристаллов Nd₂Fe₁₄B и SmCo₅. Удельная намагниченность пленок толшиной ~1 мкм при 80 и 300 К близка по величине к удельной намагниченности соответствующих порошков, используемых для синтеза. Установлено, что величина намагниченности уменьшается при уменьшении толщины плёнок. Что может быть следствием ослабления обменных магнитных взаимодействий в результате аморфизации и частичного разрушения кристаллического упорядочения.

Key words: синтез пленок, кристаллическая структура, аморфное состояние, удельная намагниченность, обменные магнитные взаимодействия.

Введение

Магниты на основе соединений Nd₂Fe₁₄B и SmCo₅ обладают значительными по величине остаточной индукцией B_r и коэрцитивной силой H_c . Это послужило основой их широкого использования в технических устройствах [1-3]. Магнитная энергия, определяемая произведением $B \cdot H_{max}$, у магнитов Nd₂Fe₁₄B и SmCo₅ на порядок выше, чем у магнитов на основе ферритов бария и стронция. Особый интерес представляют магниты из композиционных материалов редкоземельных сплавов и полимерных связующих, а также тонкие плёнки на их основе. Поскольку открываются перспективы для получения значительного технико-экономического эффекта за счёт: снижения массы изделий на их основе, увеличение эксплуатационных характеристик, повышение надежности и долговечности устройств, а также возможности проявления их многофункционального назначения [4-6]. Цель работы: синтез на основе соединений Nd₂Fe₁₄B и SmCo₅ пленок, вплоть до наноразмерных толщин, изучение особенностей их кристаллической структуры, изучение температурных зависимостей фундаментальной магнитной характеристики, в частности, удельной намагниченности.

Синтез образцов тонких плёнок

Методом flash techinque вспышки путём термического испарения зерен поликристаллических порошков соединений Nd₂Fe₁₄B и SmCo₅ диаметром Ø~0,1-0,3 мм и последующего осаждения их

паров на подложки из оптического и кварцевого стекла синтезированы тонкие слои толщиной от d \leq 50нм до d ~ 1 мкм по составу близких к Nd₂Fe₁₄B и SmCo₅ [8]. Использованы порошки для шихты синтеза: а) MQP-B⁺(сплав Nd-Fe-B) для получения постоянных магнитов; б) крупицы постоянных магнита Nd-Fe-B и SmCo₅, изготовленных предприятием «ФЕРРИТ». Элементарная ячейка Nd₂Fe₁₄B. представлена на рис.1.



Рис.1 Тетрагональная элементарная кристаллическая ячейка пространственный группы P42/mnm соединений Nd₂Fe₁₄B [7]

Результаты эксперимента

Рентгенограммы порошков и синтезированных из них пленок в Си K_{α} – излучении при ~300К, кроме стандартного набора рефлексов, свойственных тетрагональной кристаллической решетке (S.G.:P4₂/mnm) соединения Nd₂Fe₁₄B, рентгенограммы содержат слабой интенсивности рефлекс (110) железа, а пленок Sm-Co рефлекс кобальта Co при 20~44-45⁰. Рентгенограмма «толстой пленки» Sm-Co представлена на рис.2.



Рис.2 Рентгенограмма «толстой пленки» Sm-Co

На рентгенограмме при 20≈44,55⁰ четко видно присутствие дифракционного рефлекса иона Со. Рентгенограммы пленок Nd-Fe-B толщиной 40 и 60 нм представлены на рис.3



Рис.3 Рентгенограммы «тонких пленок» Nd-Fe-B

Измерена удельная намагниченность порошков шихты для синтеза и пленок в поле 0,86T и интервале температур 80-750К пондеромоторным методом [9, 10]. Температурная зависимость $\sigma = f(T)$ пленки шихты из зерен постоянного магнита (рис.4а) имеет вид, значения намагниченности и температуру Кюри, характерные для соединения Nd₂Fe₁₄B и практически обратима в интервале температур исследования. Последнее позволяет говорить о стабильности структуры и магнитных характеристик плёнок в интервале $80 \le T \le 750$ К. На рис46 представлены температурные зависимости удельной намагниченности прозрачной пленки Nd-Fe-B толщиной d~100нм. Её удельная намагниченность при 100К гораздо меньше из-за аморфизации кристаллической структуры, а прогрев до 750 К приводит к необратимым процессам.



Рис. 4 Температурные зависимости удельной намагниченности пленки Nd-Fe-B толщиной d~100 нм

Температурные зависимости удельной намагниченность пленок Sm-Co представлены на рис

5.



Рис.5 Температурные зависимости удельной намагниченность пленок Sm-Co

Анализ температурных зависимостей $\sigma = f(T)$ позволяет прийти к выводу, что уменьшение толщины пленок приводит к уменьшению удельной намагниченности по причине уменьшения сил обменных магнитных взаимодействий вследствие разрушения кристаллического упорядочения и к их деградации, приводящей увеличению количества не связанных ионов железа и кобальта.

Заключение и выводы

Синтезированы тонкие пленки на основе соединений $Nd_2Fe_{14}B$ и SmCo₅. В результате выполненных экспериментов установлено, что синтезированные методом термического испарения пленки толщиной порядка 1 мкм обладают кристаллической структурой свойственной поликристаллическим порошкам соединений $Nd_2Fe_{14}B$ и SmCo₅, за исключением присутствия на рентгенограммах пленок на углах 2θ =44-45⁰ рефлексов малой интенсивности свободных ионов Fe и Co по причине частичного разложения порошков исходной шихты при испарении. Выявлено, что уменьшение толщины слоёв приводит к аморфизации кристаллической структуры (до 50%) при толщинах 80-100 нм. Рентгенограммы пленок толщиной ~50 нм не содержат дифракционных рефлексов характерных упорядочению поликристаллов $Nd_2Fe_{14}B$ и SmCo₅. Удельная намагниченность пленок толщиной ~1 мкм при 80 и 300 К близка по величине к удельной намагниченности соответствующих порошков, используемых для синтеза пленок. Установлено, что величина намагниченности обменных магнитных взаимодействий вследствие аморфизации и частичного разрушения кристаллического упорядочения.

Цитируемые источники

1. Пётр Витязь, Валерий Федосюк, Игорь Макоед, Казимир Янушкевич. Применение редкоземельных элементов в технических изделиях Журнал НАУКА и ИННОВАЦИИ, 2023, №6 (244), С.58-65.

2. Д.А. Дегтерев, Е.А. Дегтерева. Редкоземельные металлы в вооружениях и военной технике США / Центр военно- политических исследований. – 2022. – 28 с.

3. Шибанов Г. П. Промышленность редкоземельных металлов как фундамент прогресса авиационнокосмических технологий // Проблемы безопасности полетов. – 2014. – № 10. – С. 12–16. 4. Михайлов Ю.М. Редкоземельные металлы как основа получения перспективных материалов, необходимых для развития вооружения и военной техники // Федеральный справочник: Оборонно-промышленный комплекс. М.: АНО «Центр стратегических программ». – 2014. – Т. 10. – С. 129–134.

5. Будущее-за композитами и редкоземельными металлами [Электронный ресурс]: http://www.soyuzmash.ru/news/ budushchee-za-kompozitami-i-redkozemelnymi-metallami.

6. Одно Ю.Л. «Витамины роста» в промышленности высоких технологий. Металлы Евразии №4, 201 6, стр. 36-40.

7. Jadhav, A. P.; Ma, H.; Kim, D. S.; Baek, Y. K.; Choi, C. J.; Kang, Y. S.; Bull. Korean Chem. Soc. 2014, 35, 886.

8. Патент ВУ 2901, 2006. Галяс А.И, Ткаченко Т.М. «Устройство порциальной подачи порошка в установке вакуумного напыления пленок по методу вспышки».

9. Янушкевич, К.И. Твердые растворы монохалькогенидов 3d элементов. Минск. Вараксин. 2009г. – 254 с.

10. нушкевич К.И. Методика выполнения измерений намагниченности и магнитной восприимчивости. Система обеспечения единства измерений Республики Беларусь. МВИ. МН 3128-2009, БелГИМ, Минск, 2009.- 19с.

OPTICAL PROPERTIES AND PLASMON-ENHANCED SES|NSITIZATION OF SINGLET OXYGEN BY S,N-DOPED CARBON DOTS

Niyazbek Ibrayev¹, Evgeniya Seliverstova^{1,*} Gulnur Amanzholova¹ and Amina Aymagambetova¹

¹ Institute of Molecular Nanophotonics, Buketov Karaganda University, Universitetskaya Str. 28, 100024 Karaganda, Kazakhstan, *E-mail: <u>genia_sv@mail.ru</u> (corresponding author)

Abstract

Carbon dots appeared not so long ago and they are of great interest as a new class of carbon nanomaterials. Carbon dots (CDs) can become a promising alternative to semiconductor quantum dots and dyes due to their good biocompatibility, low cytotoxicity, high photostability, variety of surface functional groups, easy synthesis and unique photophysical properties [1, 2].

In this work, we synthesized S,N-doped carbon dots (CP) based on citric acid and L-cysteine and considered their structural and optical properties, as well as the plasmonic effect of metal nanoparticles (NPs) on photoprocesses in them.

The measurements showed that the sizes of the synthesized carbon dots are varies from 4 to 10 nm. FTIR spectra confirm the presence of oxygen-containing (-COO and C=O), as well as -CN, N-H, and -SH groups. The L-cysteine-doped CDs exhibits an absorption band with a maximum at 350 nm, while it is practically absent in undoped CDs. The fluorescence band is located in the region of 370–600 nm with a maximum at ~430 nm. For all the studied CDs, a "red" shift of the fluorescence spectrum is observed with increasing excitation wavelength. The maximum fluorescence intensity is observed upon excitation at 350 nm [3].

The properties of long-lived luminescence of the synthesized CDs in solutions and films have been studied. It has been established that the decay of triplet states of carbon dots occurs as a result of phosphorescence and triplet-triplet annihilation.

The effect of silver nanoparticles on the absorption and luminescence of CDs films has been studied. It has been demonstrated for the first time that under the plasmon effect of Ag NPs, the intensity of long-lived luminescence of CDs increases. The intensity of fast fluorescence increases by 1.6 times, and that of long-lived luminescence by 2.7 times.

The synthesized CDs are considered as activators of molecular oxygen, as evidenced by the observed phosphorescence of singlet oxygen upon excitation of solutions in the absorption band of CDS. It is shown that when O_2 molecules are added to the solution, the process of singlet-triplet annihilation develops, the efficiency of which depends on the ratio of the concentrations of triplet CDs and singlet O_2 molecules (${}^1\Delta_g$). In the presence of plasmonic Au nanoparticles, the phosphorescence of singlet oxygen is enhanced. This is a consequence of the fact that Au plasmon NPs directly enhance the ${}^1\Delta_g$ $\rightarrow 3\Sigma_g^-$ radiative transition, which borrows the intensity from the ${}^1\Sigma_g^+ \rightarrow {}^1\Delta_g$. transition.

The effect of enhancing the luminescence of CDs can be in demand in such applications as photodynamic therapy, bioimaging, anti-counterfeit coatings and latent imaging, organic light emitting diodes, sensors, etc.

Key words: carbon dots, S,N-doping, luminescence, plasmon effect, singlet oxygen.

References

1. B. Wan, and S. Lu The light of carbon dots: From mechanism to application. Matter 5, 110 (2022).

2. H. Kang, *et al.* Phosphorescent carbon dots: microstructure design, synthesis and applications. New Carbon Mater. **36**, 649 (2021).

3. N. Ibrayev, *et al.* Optical properties of N- and S-doped carbon dots based on citric acid and L-cysteine. Fullerenes, Nanotubes, Carbon Nanostruct. **30**, 22 (2021).

PLASMON-ENHANCED PHOTOPROCESSES IN CONDENSED MATTERS

Niyazbek Ibrayev^{1,*} and Evgeniya Seliverstova¹

¹ Institute of Molecular Nanophotonics, Buketov Karaganda University, Universitetskaya Str. 28, 100024 Karaganda, Kazakhstan, *E-mail: <u>niazibrayev@mail.ru</u> (corresponding author)

Abstract

The phenomenon of localized plasmon resonance (LSPR) is an attractive research topic in the last few decades. LSPR leads to a significant enhancement of the electromagnetic field around the nanoparticles (NPs), which is a promising effect for applications. In this work, we studied the effect of plasmons of metal NPs on intra- and intermolecular electronic processes in condensed matters. The results obtained make it possible to establish the mechanisms of the plasmon effect on the generation and deactivation of excited electronic states of molecules with the same and different spin multiplicity.

When studying the dynamics of excited electrons in Ag NPs of various sizes under photoexcitation by nanosecond laser pulses, it was found [1] that the transition absorption band of silver NPs with a maximum at about 380 nm has a fine structure with a frequency of maxima of 6 nm and does not depend on the NP size. A theoretical explanation is proposed for the observed fine structure of the transient absorption spectrum based on the hypothesis of the degeneracy of the electron gas in metal NPs.

To study the competitive effect of plasmonic fluorescence enhancement and Förster energy transfer (FRET) between chromophores and Ag NPs, the synthesized symmetrical indopolycarbocyanine dyes (PDs) with a regularly changing chemical structure were chosen [2]. It was found that the addition of Ag NPs to solutions of the studied dyes leads to an increase in their fluorescent ability at a constant absorption intensity. The fluorescence intensity enhancement factor increases with elongation of the polymethine chain of indopolycarbocyanines. A mathematical model is proposed that takes into account the effect of plasmonic NPs on the deactivation of the excited state of indopolycarbocyanine molecules. It has been shown that the main reason for the increase in fluorescence intensity is the increase in the fluorescence rate of dye molecules in the presence of metal NPs. It was found that FRET from dye to Ag NPs also affects the fluorescence of PDs.

The influence of the plasmon effect of Ag NPs on the generation of stimulated emission of the PDs under study has been studied. It has been shown that the presence of silver NPs in ethanol solutions of 1-3 dyes leads to a plasmon enhancement of the generation of stimulated emission of dyes.

When studying the influence of the plasmonic effect of Ag NPs on singlet-singlet (S–S) and tripletsinglet (T–S) energy transfer in the same donor-acceptor pair of organic molecules [3]. The plasmon effect affects both S–S and T–S energy transfer in almost the same way. Estimation of the energy transfer rates using the electric dipole interaction model showed a good correlation between the experimental and calculated data for the S–S energy transfer.

Key words: polmethine dyes, Ag nanoparticles, fluorescence, plasmon effect.

References

1. Ibrayev N. et al, Features of nanosecond transient absorption of Ag nanoparticles with manifestations of electron gas degeneracy, J. Lumin. 245, 118760 (2022).

2. Seliverstova E. *et al.* Competitive influence of the plasmon effect and energy transfer between chromophores and Ag nanoparticles on the fluorescent properties of indopolycarbocyanine dyes, J. Lumin. 235, 118000 (2021).

3.N. Ibrayev *et al*, Plasmon effect on simultaneous singlet-singlet and triplet-singlet energy transfer, J. Lumin. 251, (119203) 2022.

STUDY OF THE EXTERNAL QUANTUM EFFICIENCY IN PHOTODETECTORS WITH A NARROW PHOTO SENSITIVITY SPECTRUM BASED ON A Zn_xCd_{1-x}S LAYER

Rustam Kabulov, Latofat Shuhratova^{1,*}, Sergey Gerasimenko, Nilufar Homidova, Omonboy Ataboev

¹Physical-Technical Institute of of Uzbekistan Academy of Sciences, Chingiz Aytmatov str. 2^b, 100084, Tashkent, Uzbekistan, *E-mail: <u>shuhtatovalatofat2@gmail.com</u> (corresponding author) ²Semiconductor physics and microelectronics research institute, Tashkent, Uzbekistan

Abstract

One of the most important photoelectric characteristics of Au-Zn_xCd_{1-x}S-Mo-structural film photo detectors sensitive in the narrow ultraviolet region of the electromagnetic radiation spectrum based on $Zn_xCd_{1-x}S$ polycrystalline layers, such as the external quantum efficiency, has been studied. It has been established that the external quantum efficiency depends on the band gap of the $Zn_xCd_{1-x}S$ layer, that is, on the composition X=ZnS/(ZnS + CdS). When the band gap is $E_g=2.95\pm0.05$ eV, the value of the external quantum efficiency reaches its maximum at a wavelength of 0.37 µm and does not change with increasing wavelength.

Key words: photo detector, polycrystalline films, Zn_xCd_{1-x}S, spectral sensitivity, external quantum efficiency

Light of the near ultraviolet and visible wavelength range is safe at low levels of radiation density, does not have a significant effect on the object interacting with it. The light of this range penetrates into the object under study, interacting with it, can provide information about structural and dynamic changes. With the help of such a physical phenomenon as absorption, it is possible to control important parameters of technological processes, as well as diagnose components of the blood composition that play an important role in the functioning of the human body, such as hemoglobin, bilirubin and glucose. To register electromagnetic radiation passing through the objects under study, low-noise, highly sensitive photo detectors are required, both with a narrow and with a wide absorption spectrum.

The photosensitivity spectrum of photo detectors and solar cells in the long-wavelength region of the electromagnetic radiation spectrum is determined by the band gap of the photoactive layer of the device. The photosensitivity spectrum of the photo detector in the short-wavelength region of the radiation spectrum is determined by the band gap of the front layer of the p-n junction and its thickness. The buffer layer is located between the absorbing layer and the current collecting contact layer. The buffer layer also serves to create an internal built-in electrical barrier of the photosensitive structure. To expand the photosensitivity in the short-wavelength region of the electromagnetic radiation spectrum, the p-n-junction buffer layer is made of a wider-gap semiconductor material in relation to the base photoactive part of the photo detector.

At present, in modern photovoltaic power engineering and instrumentation, special importance is attached to the development of cheap, highly efficient, low material consumable thin-film photo detectors with a long service life, which can successfully replace crystalline silicon photo detectors. The main contenders are multicomponent polycrystalline semiconductors $A^{II}B^{VI}$ of the periodic table group, such as cadmium telluride (CdTe) [1], cadmium sulfide (CdS), zinc sulfide (ZnS), zinc telluride (ZnTe), and multicomponent alloys based on them, such as, ZnCdS [2, 3], ZnCdTe [4]. CdTe and other multicomponent polycrystalline semiconductors A^{II} and B^{VI} of the periodic table group are direct-gap semiconductors, the band gap of which varies from $E_g \approx 1.5$ eV to 3.6 eV at 300 K. The high value of the absorption index (more than 10^5 cm⁻¹) makes it possible to use layers with a thickness of the order of several micrometers for efficient registration of quanta of electromagnetic radiation in the visible spectrum.

 $Zn_xCd_{1-x}S$ polycrystalline films, a chemical compound consisting of the chemical elements zinc, cadmium and tellurium, is a direct-gap semiconductor material from the A^{II}B^{VI} group of the periodic table, the band gap of which, depending on *x*=ZnS/(ZnS +CdS) can vary from 2.44 eV (x=0; CdS) to 3.59 (x=1; ZnS) at 300 K [5, 6]. The amazing properties of the Zn_xCd_{1-x}S layer can be used in the manufacture of photo recording devices for the near ultraviolet and visible region of electromagnetic radiation, such as in compact devices for direct analysis of total bilirubin in blood plasma [7].

The study of the spectral dependence of the external quantum efficiency of photo detectors will make it possible to determine the range of spectral utilization. Polycrystalline $Zn_xCd_{1-x}S$ layers, which were photoactive in the Au-Zn_xCd_{1-x}S-Mo structural injection photo detector, were sensitive in the ultraviolet and visible regions of the electromagnetic radiation spectrum, were synthesized on the surface of a molybdenum (Mo) substrate by the method of gas transport reactions in a hydrogen flow. The semitransparent gold layer served as the upper collecting electrical contact of the photosensitive structure, and the molybdenum substrate served as the back collecting electrical contact of the structure. Electromagnetic radiation quanta passing through the frontal semitransparent layer of gold penetrates into the photoactive $Zn_xCd_{1-x}S$ layer, being absorbed generated an electron-hole pair, which were separated by the built-in electric field formed by the Schottky barrier Au/n-Zn_xCd_{1-x}S and the external quantum efficiency of the photo detector was recorded on the research system QEX10 QE/IPCE/SR company PV measurements, at a temperature of 300 K. The studies have shown that the Zn_xCd_{1-x}S layer has a band gap $E_g=2.95\pm0.05$ eV. The external quantum yield reaches its maximum at a wavelength of 0.37 µm and does not change with an increase in the wavelength of the incident electromagnetic radiation. The conducted studies have shown that the Au-Zn_xCd_{1-x}S layer can serve as an effective register of electromagnetic radiation in the ultraviolet range $\lambda \leq 0.37$ µm.

References

1. Sh. A. Mirsagatov, R. R. Kabulov, and M. A. Makhmudov. Injection Photodiode Based on an *n*-CdS/*p*-CdTe Heterostructure. Semiconductors // 2013, Vol. 47, No. 6, pp. 825–830. **DOI:** 10.1134/S106378261306016X.

2. Kobulov R.R, Makhmudov M.A, Gerasimenko S.Y, Ataboev O.K. Investigation of composition and current transport mechanism in polycrystalline thin film ultra violet Au- $Z_{nX}C_{d1-X}S$ -Mo- structure with narrow spectrum of photosensitivity // Apply Solar Energy. 2017. - V. 53, N2. - pp. 123.

3. Kobulov R.R, Makhmudov M.A, Gerasimenko S.Yu, Ataboev O.K. Morphology and Current Transport in a Thin-Film Polycrystalline Au– $Zn_xCd_{1-x}S$ –Mo Structure with Wide Photosensitivity Range in the Ultraviolet and Visible Radiation Spectral Region // Applied Solar Energy. 2018. Vol. 54. No. 4. pp. 251–254.

4. Mirsagatov Sh.A, Leiderman A.Yu, Ataboev O.K. Mechanism of charge transfer in injection photodiodes based on the In-n⁺CdS-nCdS_xTe_{1-x}-pZn_xCd_{1-x}Te-Mo structure // Physics of the solid state. 2013. - Vol. 5, N $_{28}$. - pp. 1524-1535.

5. Witsey.wp.txstate.edu/files/2018/Bandgapworkfn-Heavens-3.8.pdf.

6. Берченко Н.Н, и др.Полупроводниковые твердые растворы и их применение: Справочные таблицы. М.: Воениздат, 1982. 208 с.

7. Кабулов Р.Р, Герасименко С.Ю, Турсуметов А.А. «Структурные и фотоэлектрические особенности фотодатчика на основе структуры Au-Zn_xCd_{1-x}S-Mo с широким спектром фоточувствительности для прямого анализа содержания общего билирубина в плазме крови» // Международной научно-практической конференции «Ауэзовские чтения - 17», 11-12 апреля 2019 г, г.Шымкент, Республика Казахстан. Стр.144-149.

8. Rustam Kobulov, Sergey Gerasimenko, Abdusattor Tursumetov, Mansur Olimov. Determination of total bilirubin in the blood plasma using an optoelectronic pair//2019 2nd Asia Pasific Conference on Medical and Health Science (APCMHS 2019), June 1-3, 2019, Seoul, South Korea.

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ТЕХНОЛОГИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА СИНТЕЗА НА ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОТОПРИЕМНИКА НА ОСНОВЕ СЛОЕВ Zn_xCd_{1-x}S

Акмал Абдурасулов*, Нилюфар Хомидова, Рустам Р. Кабулов, Сергей Герасименко, Алимардон Ачилов

¹Физико-технический институт Академии Наук Республики Узбекистан, ул. Чингиза Айтматова 2Б, 100084, Ташкент, Узбекистан, *E-mail: <u>akmal94abdurasulov12@gmail.com</u> (corresponding author)

Аннотация

Исследовано влияние технологического процесса на фотоэлектрические характеристики Au-Zn_xCd_{1-x}S-Mo-структурного пленочного инжекционного фотоприемника чувствительного в ультрафиолетовой и видимой области спектра электромагнитного излучения, на основе поликристаллических слоев Zn_xCd_{1-x}S. Установлено, что спектральная чувствительность Au-Zn_xCd_{1-x}S-Mo-структурного пленочного инжекционного фотоприемника зависит от температур на испарителях ZnS и CdS, которые влияют на состав фотоактивного слоя Zn_xCd_{1-x}S (x=Zn/(Zn+Cd)) в Au-Zn_xCd_{1-x}S-Mo-структурном пленочном инжекционном фотоприемнике. В результате изменения температуры на испарителеле ZnS, в процессе роста слоя Zn_xCd_{1-x}S, был получен фотоактивный варизонный слой с изменяющейся шириной запрещенной зоны от E_g = 3.05±0.05 эВ до E_g = 2.45±0.05 эВ, который влияет на спектральную чувствительность и световые вольт-амперные характеристики.

Ключевые слова: фотоприемник, поликристаллические пленки, Zn_xCd_{1-x}S, спектральная чувствительность, фотоэлектрические характеристики

1. Введение

В настоящее время в нашей повседневной жизни, интенсивное развитие процесса автоматизации производства, приводит к расту спроса на устройства регистрации электромагнитных волн в различных областях спектра излучения. Этим требованиям отвечают многокомпонентные соединения (A2B6), образующиеся в результате химической связи химических элементов второй A2(Zn, Cd, Hg) и шестой B6(O, S, Se,Te) групп периодической таблицы химических элементов. Фактически многокомпонентные соединения (A2B6) могут состоят из сплавов бинарных полупроводников (A2B6) + (A2C6) [1,2].

Полупроводниковый химический сплав $Zn_xCd_{1-x}S$, также характерен для полупроводников группы A2B6, в котором из-за изменения содержания Zn и Cd в сплаве $Zn_xCd_{1-x}S$ (x=Zn/(Zn+Cd)) изменяются оптические и фотоэлектрические свойства фотоактивного слоя, что приводит к изменению фоточувствительности фотоактивной структуры, в результате чего спектральная чувствительность структуры на основе слоев $Zn_xCd_{1-x}S$ может изменяться в диапазоне длин волн электромагнитного излучения от 500 нм до 330 нм [3,4].

Метод химических транспортных реакций (ХТР), в потоке газа-носителя водорода, в настоящее время используется для получения большинства соединений А2В6 и многих твердых сплавов на их основе. В этом методе синтез полупроводникового материала происходит в результате химических реакций химических элементов находящихся в паровой фазе газового потока на поверхности подложки. Преимущество синтеза соединений А2В6 из газовой фазы методом химических транспортных реакций перед другими методами состоит в том, что можно получать полупроводниковые материалы с различными свойствами, контролируя температуру, как испарителей, так и подложки в процессе роста фотоактивного слоя. Это позволяет получать совершенные кристаллы, очень близкие к стехиометрии, и дает возможность синтезировать кристаллы различных модификаций при низких температурах. Теллурид кадмия, теллурид цинка, сульфид кадмия, сульфид цинка и другие соединения класса А2В6 могут быть получены в p- и nтипах проводимости. На основе этих соединений можно получать твердые сплавы, относящиеся ко всему спектру различных соединений класса А2В6 [5]. Для получения материала Zn_xCd_{1-x}S использовались два испарителя, один из которых использовался для испарения бинарного соединения ZnS, а другой для CdS. Для предотвращения попадания неконтролируемых примесей на растущий слой Zn_xCd_{1-x}S, испарители подвергался термическому обжигу, так же термически

обжигалась и подложка из молибдена (Мо), которая в фотоприемнике, так же, выполняла функцию тыльного собирающего электрического контакта [6].

2. Методы и материалы

На рис. 1 представлена конструкция фотодатчика, регистрирующего электромагнитные излучения ближней ультрафиолетовой и видимой области спектра. Фотоприемник имеет структуру Au-Zn_xCd_{1-x}S-Mo. Как было сказано выше, фотоактивный слой Zn_xCd_{1-x}S наносился на поверхность молибденовой подложки, который имел толщину ≈ 10 мкм. Толщина молибдена (Мо), используемого в качестве основы, составляла ≈ 150 мкм, она так же выполняет функцию нижнего электрического контакта. Полупрозрачный слой золота (Au) толщиной 50 Å служил барьером Шоттки и создавал внутренний встроенный потенциал, который образовывался за счет разницы работы выхода электрическим собирающим контактом для фоточувствительной структуры. Полупрозрачный слоя золота получался методом термического вакуумного испарения Au в вакууме 10 -5 Торр. Рабочая площадь Au-Zn_xCd_{1-x}S-Mo



Рис. 1. Конструкция фотоприемника со структурой Au-ZnxCd1-xS-Mo.

На рис. 2 представлены экспериментальные результаты спектральной фоточувствительности (S, в относительных единицах) структуры Au-Zn_xCd_{1-x}S-Mo, определенные при комнатной температуре T = 300 К. Видно, что фоточувствительность созданной структуры Au-Zn_xCd_{1-x}S-Mo находится в спектральном диапазоне от 300 нм до 500 нм, то есть в ближней ультрафиолетовой области спектра излучения и в зеленой части видимого глазом спектра электромагнитного излучения. При этом область максимальной чувствительности расположена вблизи длины волны 360 нм. Для получения слоя Zn_xCd_{1-x}S, со спектральной чувствительность фотоприемника представленной на рис.2, были использованы следующие параметры технологического процесса, температура подложки T_{подл} = 550°C; Температура испарителя для термического испарения порошка CdS в течении всего технологического процесса поддерживалась на T_{испСdS} = 750°C. Температура на испарителе (T_{испZnS}) для термического испарения порошка ZnS в течении всего технологического процесса изменялась. Технологический процесс получения слоя $Zn_xCd_{1-x}S$ занимало ≈ 30 минут. Температура на испарителе ZnS в течении начальных 5 минут поддерживалась вблизи T_{испZnS}=900°С; следующие 5 минут T_{испZnS}= 950°С и последние 20 минут T_{испZnS}= 1050°С. Первые 5 минут из-за того, что температура испарения CdS намного меньше, чем температура испарения ZnS, на поверхности молибденовой подложки, в основном, должен был происходить процесс роста слоя Zn_xCd_{1-x}S с повышенным содержанием CdS. В следующие 5 минут температура на испарителе ZnS возрастала на 50°С, в результате чего должен был расти слой $Zn_xCd_{1-x}S$ с относительно высоким содержанием ZnS. В последние 20 минут температура на испарителе ZnS поддерживалась относительно высокой, и как видно из рис.2 самое высокое значение спектральной чувствительности имеет слой с большой шириной запрещенной зоны.

3. Результаты и обсуждение

Экспериментальные результаты спектральной зависимости фоточувствительности (рис.2) были проанализированы методом фотоответа [7] и по гаусианам, с учетом длинноволнового участка, был сделан вывод, что при формировании спектральной зависимости чувствительности созданного Au-ZnxCd1-xS-Mo – структурного фотоприемника участвуют фотоактивные слои полупроводниковых тонких слоев Au-Zn_xCd_{1-x}S-Mo с ширинами запрещенной зоны $E_{g1}\approx3,05\pm0,05$ эВ, $E_{g2}\approx2,75\pm0,05$ эВ и $E_{g3}\approx2,45\pm0,05$ эВ. Фотоактивный слой Zn_xCd_{1-x}S в фотоприемнике Au-Zn_xCd_{1-x}S-Mo с остоял из 3 слоев Zn_xCd_{1-x}S с 3 мя значениями x: x₁≈0,6, x₂≈0,38 и x₃≈0,0 [1].



Рис 2. Спектральная чувствительность структуры Au- $Zn_xCd_{1-x}S$ -Mo, при комнатной температуре T = 300K.

Известно, что фотоэлектрические характеристики тонкопленочных поликристаллических фотодиодов аналогичны фотоэлектрическим характеристикам фотодиодов с p-n-переходом, изготовленных из монокристаллических полупроводников, то есть ток короткого замыкания (J_{κ_3}) и напряжение холостого хода (V_{xx}) возрастает с увеличением величины мощности (P) падающего светового излучения. J_{κ_3} возрастает линейно от P, а V_{xx} возрастает логарифмически сублинейно с увеличением P [5]. Световая ВАХ, зависимость J_{κ_3} (V_{xx}) фотодиодов с p-n-переходом выражается формулой (1) [8]:

$$V_{xx} = \frac{nkT}{q} (\ln \frac{J_{kz}}{J_0} + 1)$$
(1),

где n — коэффициент неидеальности диода, J₀ — обратный ток насыщения диода, k — постоянная Больцмана, q — величина заряда электрона.

Сходство фотоэлектрических свойств различных фотоэлектрических структур, упомянутых выше (p-n-переходов, барьеров Шоттки, гетероструктур), означает, что процесс генерации электричества под воздействием электромагнитного излучения происходит за счет внутреннего электрического потенциала. Экспериментальные световые BAX, т.е. зависимость J_{к3} от V_{xx} представлены на рисунке 3. Световые BAX фотоприемника со структурой Au-Zn_xCd_{1-x}S-Mo исследовались при освещенного монохроматическим светом с длинами волн $\lambda_1 = 390$ нм (1), $\lambda_2 = 460$ нм (2) и $\lambda_3 = 500$ нм (3). Из экспериментальных результатов, представленных на рисунке 3, видно, что световые BAX, т.е. зависимость ln(J_{к3}) от V_{xx} фотодиода Au-Zn_xCd1-xS-Mo, при освещении разными длинами волн, которые поглощаются в различных областях фоточувствительной структуры, расположены на различных участках BAX, но имеют два наклона n_1 и n_2 , в отличии от зависимости 3, где структура освещалась зеленым видимым светом с $\lambda_3 = 500$ нм, и где не удалось
достичь достаточного условия освещения для того, что бы образовался второй участок с наклоном n_2 . ВАХ при освещении различными длинами волн, как было сказано выше, имеют два наклона, с различными значениями коэффициента неидеальности диода (*n*) и значения обратного тока насыщения (J_o). Результаты расчета $n_{1,2}$ и $J_{o1,02}$ для различных участков ВАХ, при освещении электромагнитным излучением различной длиной волны представлены в таблице 1. Из результатов расчетов представленных в Таблице 1, следует, что на первом участке n_1 , для всех длин волн имеет значение близкое к единице, значение J_{01} имеют низкие значения. Это свидетельствует о том, что при низких значениях освещения фотоприемник со структурой Au-Zn_xCd_{1-x}S-Mo обладает хорошими характеристиками диодными характеристиками [8]. С увеличением уровня освещения, возникают участки со значениями n_2 и J_{02} . Значение величин n_2 и J_{02} выше по отношению к значениям n_1 и J_{01} , что свидетельствует об ухудшении фоторегистрирующих характеристик фотоприемника со структурой Au-Zn_xCd_{1-x}S-Mo, за счет усиления эффекта рекомбинации неравновесных фотогенерированных носителей заряда. Данное ухудшение фотоэлектрических характеристик свидетельствует об фотостимулированном образовании рекомбинационных центров в фотоактивной части структуры Au-Zn_xCd_{1-x}S-Mo.



Рис -3. Световые ВАХ фотоприемника со структурой Au-ZnxCd1-xS-Mo, освещенного монохроматическим светом с длинами волн l = 390 нм (1), 460 нм (2) и 500 нм (3).

величина обратного тока насыщения диода, при освещении светом различной длины волны					
No	$\lambda = 390$ нм	460 нм	500 нм		
n_1	1,04	1,24	1,2		
n_2	3	1,4	-		
$J_{01}, A/cm^2$	1*10 ⁻⁸	2,1*10-7	4,5*10-7		
$J_{02}, A/cm^2$	1,87*10 ⁻⁶	1,1*10 ⁻⁶	-		

Таблица 1. Параметры ВАХ фотодиода Au-Zn_xCd_{1-x}S-Mo n_{1,2} - коэффициент идеальности диода и J_{01,02} – величина обратного тока насыщения диода, при освещении светом различной длины волны

4. Заключение

Из результатов, представленных в таблице 1, и результатов, представленных на рисунках 2 и 3, можно сделать следующие выводы: созданный структурный фотодиод Au-Zn_xCd_{1-x}S-Mo состоит из нескольких слоев Zn_xCd_{1-x}S. В процессе роста фотоактивного слоя Zn_xCd_{1-x}S между контактами Мо и Au, под действием изменения температуры испарителя ZnS, были синтезированы фотоактивные слои разного состава x, разной толщины (d), разного Eg и различной концентрации основных носителей заряда (n). Излучение с длиной волны 390 нм поглощается эффективно слоем находящимся вблизи фронтального контакта Au, с $E_{g1} = 3,05 \pm 0,05$ эB, x = 0,6 и J_{01} имеет наименьшие

значения и n₁ \approx 1. С увеличением интенсивности излучения на длине волны 390 нм увеличивается концентрация носителей заряда, но увеличивается фотостимулированная рекомбинация неравновесных фотогенерированных носителей заряда на фотогенерированных рекомбинационных центрах, в результате значение J₀₂ больше чем J₀₁, а коэффициент неидеальности диода равен n₂ = 3 > 1 [9-10]. При излучении с 460 нм в фотогенерации участвуют слои Zn_xCd_{1-x}S: x = 0,38; Eg = 2,75 ± 0,05 эВ и x = 0; Eg = 2,50 ± 0,05 эВ. При малой интенсивности излучения с длиной волны 460 нм основное поглощение происходит в слое x = 0,38, а с увеличением мощности излучения начинает работать слой с x = 0, с увеличением излучения усиливается рекомбинация, что приводит к увеличение n₂, n₂ > n₁, а также J₀₂ > J₀₁. При освещении с излучением $\lambda_3 = 500$ нм, энергия квантов hv₃ \approx 2,48 эВ, кванты поглощаются в слое x = 0, Eg₃ = 2,45±0,05 эВ. hv₃ и Eg₃ близки друг к другу, в результате образование фотогенерированных носителей заряда сравнительно невелика, поэтому второй участок с n₂ не возникает и параметры световой ВАХ, такие же, как при освещении с $\lambda = 460$ нм, но значения J_{к3} и Vxx малы, по сравнению со случаями облучения квантами высоких энергий.

Список литературы

1. Берченко Н.Н, и др.Полупроводниковые твердые растворы и их применение: Справочные таблицы. М.: Воениздат, 1982. 208 с.

2. Witsey.wp.txstate.edu/files/2018/Bandgapworkfn-Heavens-3.8.pdf.

3. Kobulov R.R, Makhmudov M.A, Gerasimenko S.Y, Ataboev O.K. Investigation of composition and current transport mechanism in polycrystalline thin film ultra violet Au- $Z_{nX}C_{dl-x}S$ -Mo- structure with narrow spectrum of photosensitivity // Apply Solar Energy. 2017. - V. 53, N2. - pp. 123.

4. Kobulov R.R, Makhmudov M.A, Gerasimenko S.Yu, Ataboev O.K. Morphology and Current Transport in a Thin-Film Polycrystalline $Au-Zn_xCd_{1-x}S$ -Mo Structure with Wide Photosensitivity Range in the Ultraviolet and Visible Radiation Spectral Region // Applied Solar Energy. 2018. Vol. 54. No. 4. pp. 251–254.

5. Георгобиани А. Н, Шейнкман М. К. (ред.). Физика соединений А^{II}В^{VI}. — учеб. Пособие. — Москва: наука, 1986. — с. 289.

6. Sh. A. Mirsagatov, R. R. Kabulov, and M. A. Makhmudov. Injection Photodiode Based on an *n*-CdS/*p*-CdTe Heterostructure. Semiconductors // 2013, Vol. 47, No. 6, pp. 825–830. **DOI:** 10.1134/S106378261306016X.

7. Ohata K, Saraie I, Tanaka J. // Jap. J. Appl. Phys. 1973. - V. 12, №10. - pp. 1641-1642.

8. S.M. Sze, K.Ng. Kwok. Physics of Semiconductor Devices", 3rd ed, Hoboken-New Jersey: Wiley-Interscience Publication, 2007, p. 823.

9. Leiderman A.Yu, Minbaeva M.K. // Semiconductors. 1996. -V. 30. No. 10.- pp. 1729-1738. 10. A.Yu. Leiderman, M.M. Kashaev. "Lifetime specifics of nonequilibrum carriers in photoelectric cells based on gallium arsenide obtained via the Czochralski method". *Applied Solar Energy*, vol. 49, No. 4, pp. 244-247, 2013.

ВЛИЯНИЕ ЛАЗЕРНОГО ОТЖИГА НА ПРОФИЛИ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ АТОМОВ Na ПО ГЛУБИНЕ ИОННО-ИМПЛАНТИРОВАННОГО Ge

Балтоходжа Умирзаков, Дилноза Ташмухамедова, Махсуна Юсупжонова, Севара Абраева, Забаржад Умарходжаева, Азиза Хужаниязова

Ташкентский государственный технический университет имени Ислама Каримова, 100095 Ташкент, Узбекистан, <u>ftmet@mail.ru</u>

В настоящее время хорошо изучены состав, структура, фотоэлектрические и оптические свойства наноразмерных систем на основе нанопленок и квантовых точек Ge, полученных методами молекулярно-лучевой эпитаксии [1, 2], термического осаждения [3, 4] и ионной имплантации [5, 6]. В частности в [5] впервые изучена возможность создания плазмонного композиционного материала Ag:GeSi на подложке с-Si при его последовательной высокодозовой имплантации ионами Ge⁺ и Ag⁺. Имплантация ионами Ge⁺ сопровождается аморфизацией поверхности слоя Si с образованием мелкозернистого композиционного слоя GeSi. В [3] показано, что, меняя процентное соотношение аморфной и кристаллической фазы в пленках (что задается режимами получения пленок), можно контролируемо изменять ширину запрещенной зоны получаемых нанокомпозитных пленок Ge без дополнительного воздействия (легирование, облучение и т.д.). В данной работе изучено изменение профилей распределения атомов Na по глубине для Ge имплантированного ионами Na⁺ при лазерном отжиге.

Имплантация проводилась ионами Na⁺ с энергиями от 0,5 до 5 keV при дозе насыщения $D = D_{sat.} = (6 - 8) \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$. Источником натрия служили никелевые лодочки, заполненные хроматами натрия. При нагревании никелевых лодочек, образуются пары натрия, часть которых, попадая на поверхность раскаленной вольфрамовой спирали, ионизируется. Основные исследования проводились при $E_0 = 0,5 \text{ кэB}$.

Наши исследования показали, что прогрев при $T \le 700$ К и лазерный отжиг при $W \le 1,5$ Дж·см² образцов Ge, легированных ионами Na⁺ с $E_0 \ge 3$ кэВ приводит к возрастанию концентрации натрия в приповерхностном слое и смещению положений максимума кривой $C_{Na}(d)$ в сторону меньших глубин. Установлено, что наибольшее увеличение (до 40 - 45 am.%) C_{Na} достигается при W = 1,5 Дж·см⁻². Высокое содержание внедренной примеси сохраняется до глубины d = 25 - 30 Å, а с ростом глубины оно резко уменьшается. Начиная с W = 1,8 Дж·см⁻² наряду с усилением диффузии происходит интенсивная десорбция натрия, что приводит к уменьшению C_{Na} по всей глубине ионнолегированной области.

Key words: ионная имплантация, профили распределения, нанопленки, лазерный отжиг, концентрация.

Литература

1. S.K.Ray, Das S, R.K. Singha, S. Manna, A. Dhar, Nanoscale Research Letters, 6, 224 (2011). DOI: 10.1186/1556-276X-6-224

2. Г.А. Максимов, З.Ф. Красильник, Д.О. Филатов, М.В. Круглова, С.В. Морозов, Д.Ю. Ремизов, Д.Е. Николичев, В.Г. Шенгуров, ФТТ, 47 (1), 26 (2005). http://journals.ioffe.ru/articles/viewPDF/3672

3. Р.Г. Валеев, В.М. Ветошкин, Д.В. Сурнин, Химическая физика и мезоскопия, 11 (2), 204 (2009). https://www.elibrary.ru/item.asp?id=18248341

4. Г.Н. Камаев, В.А. Володин, Г.К. Кривякин, Письма в ЖТФ, 47 (12), 13 (2021). DOI: 10.21883/PJTF.2021.12.51060.18728

5. Р.И. Баталов, В.В. Воробьев, В.И. Нуждин, В.Ф. Валеев, Р.М. Баязитов, Н.М. Лядов, Ю.Н. Осин, А.Л. Степанов, ЖТФ, 86 (12), 104 (2016). DOI: 10.21883/jtf.2016.12.43923.1843

6. Д.А. Ташмухамедова, М.Б. Юсупжанова, А.К. Ташатов, Б.Е. Умирзаков, Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 9, 78 (2018). DOI: 10.1134/S0207352818090111

ИЗУЧЕНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ СТРУКТУРЫ И СВОЙСТВ CdF₂(111) ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ ИОНАМИ Ar⁺

Акбар Абдуваитов, Махсуна Юсупжонова, Васила Холмухамедова, Саодат Гулямова, Дилноза Ташмухамедова, Балтоходжа Умирзаков

Ташкентский государственный технический университет имени Ислама Каримова, 100095 Ташкент, Узбекистан, <u>ftmet@mail.ru</u>

Большой интерес к эпитаксиальным слоям фторидов связан как с уникальными свойствами последних, так и с широкими потенциальными возможностями их применения в опто- и микроэлектронике [1-3]. В последние годы нами хорошо изучено влияние ионной бомбардировки на состав, электронную и кристаллическую структуру, эмиссионные и оптические свойства диэлектрических пленок и образцов [4 – 6].

С использованием методов оже-электронной спектроскопии, ультрафиолетовой фотоэлектронной спектроскопии, дифракции быстрых электронов и снятия угловых зависимостей коэффициента неупругоотраженных электронов изучено влияние бомбардировки ионами Ar^+ на состав, электронную и кристаллическую структуру поверхностных слоев монокристаллических образцов и пленок $CdF_2(111)$.

Показано, что степень разупорядочения CdF_2 на составляющие и испарение фтора с поверхностных слоев зависит от энергии и дозы ионов Ar^+ . Впервые показано, что полное испарение F в виде F_2 наблюдается в области $E_0 = 1 - 2$ кэВ при дозе насыщения. Оценены толщины полностью разупорядоченных слоев $CdF_2(111)$ при бомбардировке ионами Ar^+ в интервале энергии ионов E_0 от 0,5 до 5 кэВ. Впервые изучено влияние ионной бомбардировки на плотность состояния валентных электронов и энергетические зонные параметры $CdF_2(111)$.

Показано, что МЛЭ пленки $CdF_2/Si(111)$ с толщиной 500 Å имеет высокое стехиометрическое и кристаллическое совершенство со структурой поверхности (1×1) . Установлено, что при бомбардировке пленки CdF_2 ионами Ar^+ с вариацией энергии в пределах $E_0 = 0,5 - 5$ кэВ начиная с $D = (1 - 5) \cdot 10^{13}$ см⁻² происходит интенсивная десорбция F, которая продолжается до $D = 5 \cdot 10^{16} - 10^{17}$ см⁻². Обнаружено, что в области $E_0 = 1 - 3$ кэВ концентрация F в поверхностных слоях уменьшается до нуля, а при $E_0 \le 1$ кэВ и при $E_0 > 4$ кэВ она не уменьшается до нуля. Выяснены основные механизмы этих изменений.

Впервые оценена толщина слоев, обогащенных атомами Cd и толщина сильно разупорядоченных слоев CdF₂/Si(111). Впервые методом VФЭС изучено изменение плотности состояния валентных электронов CdF₂ при бомбардировке ионами Ar⁺ c $E_0 = 1$ кэВ при разных дозах.

Key words: Эпитаксиальный слой, гетероструктуры, ионная бомбардировка, оже-спектр, фотоэлектронный спектр, разупорядоченный слой, плотность состояния электронов.

Литература

1. J.Weng, Sh. Gao -P. // Journal of Physics and Chemistry of Solids. 2021. V. 148. P. 109738. Doi:10.1016/j.jpcs.2020.109738

2. Y.Y. Illarionov, M.I. Vexler, S.M.Suturin, V.V. Fedorov, N.S. Sokolov, K. Tsutsui, K. Takahashi // Microelectronic Engineering. 2011. V. 88. Is. 7. P. 1291-1294. Doi: 10.1016/j.mee.2011.03.079

3. N.S. Sokolov, S.M. Suturin // Thin Solid Films. 2000. V. 367. Iss. 1-2. P. 112-119. Doi: 10.1016/S0040-6090(00)00705-7

4. B.E. Umirzakov, D.A. Tashmukhamedova, D.M. Muradkabilov, Kh.Kh. Boltaev // Technical Physics. 2013.
V. 58. No. 6. P. 841–844. Doi: 10.1134/S1063784213060261

5. D.A. Tashmukhamedova, M.B. Yusupjanova // Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques. 2016. V.10(6), P. 1273-1275. Doi: 10.1134/S1027451016050438

6. D.A. Tashmukhamedova, M.B. Yusupjanova // Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques. 2021. V. 15(5). P. 1054. Doi: 10.1134/S102745102105040

ИЗУЧЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЛЕНКООБРАЗУЮЩИХ СИСТЕМ, ВЛИЯЮЩИХ НА ФОРМИРОВАНИЕ ИЕРАРХИЧЕСКИХ СТРУКТУР В НАНОРАЗМЕРНЫХ ПЛЕНКАХ ДИОКСИДА ОЛОВА

Саяра Ибраимова¹, Елена Дмитриева¹, Анастасия Федосимова¹, <u>Екатерина Бондарь¹</u>, Айгуль Шонгалова¹, Улжалгас Исаева²

1 Физико-технический институт, Satbayev University, Алматы, Казахстан

2 Национальный центр научных исследований, подготовки и обучения в сфере гражданской защиты, Алматы, Казахстан

Аннотация

Уникальные свойства наноматериалов в основном зависят от формирования тех или иных структур. В иерархических структурах полезные функции формируются не только в нанометровой области, но и в других областях структуры. Иерархические структуры на основе SnO₂ интенсивно исследуются, поскольку они обладают большой площадью поверхности, высокой поверхностной проницаемостью, низкой плотностью, низкой стоимостью, экологичностью и стабильными характеристиками.В работе физико-химическими данной представлена возможность синтезировать из пленкообразующей системы SnCl4/EtOH/NH4OH с помощью золь-гель технологии термически стабильные иерархические микро-нано структуры с регулируемым размером в зависимости от соотношения ионов аммония к ионам олова. Представлена классификация формы и размеров синтезируемых структур в зависимости от рН раствора. Проведены измерения на рентгеновском дифрактометре с целью изучения кристаллической структуры анализируемых образцов. Обнаружено, что в формировании синтезированных иерархических структур участвуют кристаллиты SnO₂ и NH₄Cl. Показано, что механизм формирования иерархических структур зависит от количества добавленного гидроксида аммония. Это дает возможность контролировать форму и размеры синтезируемых структур, изменяя соотношение прекурсоров.

Исследование проведено при финансовой поддержке Министерства образования и науки Республики Казахстан (грант № АР19574404).

Ключевые слова: наноструктуры, тонкие пленки, золь-гель метод, рентгеновская дифракция, кристаллическая структура.

STRUCTURAL AND MORPHOLOGICAL PROPERTIES OF Sb_xSe_y THIN FILMS PRODUCED FROM SEPARATE Sb AND Se SOURCES AT A SUBSTRATE TEMPERATURE OF 450 °C

T.M. Razykov¹, K.M. Kouchkarov¹, B.A. Ergashev¹, R.R. Khurramov^{1*}, R.T. Yuldoshov¹, M.S. Tivanov², D.S. Bayko².

¹ Physical-Technical Institute, Chingiz Aytmatov Street 2B, Tashkent 100084, Uzbekistan

² Faculty of Physics, Belarusian State University, 220030 Minsk, Belarus

*Corresponding author, e-mail: rkhurramov@yahoo.com

Abstract

 Sb_xSe_y thin films were obtained by chemical-molecular beam deposition (CMBD) on soda-lime glass from high purity Sb and Se precursors at 450 °C substrate temperature. By the exact control of the Sb/Se ratio, Sb_xSe_y thin films with stoichiometric and different compositions were successfully obtained. The elemental and phase composition, as well as the crystal structure of Sb_xSe_y thin-films, were studied by energy-dispersive X-ray microanalysis, X-ray diffraction, Raman spectroscopy, scanning electron microscopy.

Key words: Sb₂Se₃, chemical molecular beam deposition (CMBD), X-ray analysis, Raman spectroscopy, solar cell materials.

1. Introduction

Structural and morphological properties of antimony selenide thin films are one of the key factors governing the device performance of antimony selenide (Sb₂Se₃) based thin-film solar cells. Thus, the controlling of structural and morphological parameters and obtaining stoichiometric composition plays an essential role [1]. To date, number of deposition technics were implemented to obtain Sb₂Se₃ thin films, such as vapor transport deposition [2], close-spaced sublimation [3], rapid thermal evaporation [4], magnetron sputtering [5], pulsed laser deposition [6]. However, the selenium loss and re-evaporation of antimony selenide is inevitable [7] and it influences on properties of Sb₂Se₃ films. In order to suppress this phenomena, Sb₂Se₃ thin films deposited from separate antimony and selenium sources at substrate temperatures of 450 °C, respectively. The controlling of selenium content during the deposition process was carried out by changing temperature of selenium source from 410 °C to 450 °C, whereas 900 °C was maintained at antimony source.

2. Experimental details

Sb_xSe_y thin films deposited from separate high purity of 99.999% Sb and Se granules. The temperature of Sb was maintained at 900 °C. The controlling of Se content during the deposition process was carried out by changing temperature of selenium source from 410 °C to 450 °C. 20mm × 20 mm in size soda-lime glass (SLG) was used as a substrate. The SLG substrates were cleaned with detergent, acetone, ethanol, and deionized water in an ultrasonic bath and finally dried with a stream of N₂ gas. Sb_xSe_y thin films with a substrate temperature of 450 °C were obtained at atmospheric pressure with gaseous hydrogen at a flow rate of 20 cm³/min in 30 minutes evaporation time. The 1.4–1.7 µm thickness of the thin films was determined using an MIM-7 microscope. The chemical composition and the morphology of the films were investigated via SEM/EDX and XRD measurements.

3. Results and discussion

The results of energy dispersion analysis showed that the Sb_xSe_y films deposited from separate sources of Sb and Se at a substrate temperature of 450°C has a different composition Sb/Se = 0.66, 0.72, 0.77, 0.95, 1.1, 1.26 for different temperature sources of selenium in the range of 410 ° C - 440 ° C respectively.

Международная конференция «Фундаментальные и прикладные проблемы современной физики» 19-21 октября 2023 г.



Sb/Se=0.72

Fig.1. EDS results as obtained Sb_xSe_y thin films.

Fig.1 shows the EDS results of Sb_xSe_y thin films deposited with different temperature of selenium source. From Fig.1, it is clearly visible that the chemical composition was changed towards stichometric ratio of Sb/Se=0.66 when selenium temperature was increased.

The influence of chemical composition changes on morphological properties of Sb₂Se₃ thin films can be seen from Fig.2. As depicted in SEM images, the Sb_xSe_y films shows different morphology with evolution of the composition. For the film with Sb/Se=1.26, the non-uniform distribution of grains with different size can be seen, which can be attributed to selenium-poor composition in the film. The maximum grain size for this film was around 6 mkm. For Sb/Se=1.1, the identical distribution of grains was observed. It can be seen that the film with atomic ratio of Sb/Se=0.95 has similar morphology like Sb/Se=1.1 but scattered grains on the surface of the Sb/Se=0.95. Films with atomic ratio of Sb/Se=0.77 has uniform distribution of grains as compared to that of Sb/Se=0.95 and still scattered grains on the surface of the film. When the atomic ratio was 0.77, the sample showed dense and uniform distribution with 1-4 mkm rod-shape grains. The subsequent increasing of selenium content in the time of deposition leads to the stoichiometric ratio 0.66 and the morphology was similar to the film with chemical composition 0.72.



Fig 2. SEM images of Sb_xSe_y thin films.

Fig. 3 depicts the XRD pattern for Sb_xSe_y thin films grown with different chemical composition at 450 °C substrate temperature. The films depicted polycrystalline structure, where all the diffraction peaks are indexed to orthorhombic phase of Sb₂Se₃ (JCPDS#00-015-0681). From Fig.3, it can be seen that the variation of the selenium content during deposition process has direct impact not only on chemical composition, but also on the structural properties of obtained films having favorable (*hkl*, *l* = 1) and/or unfavorable (*hkl*, *l* = 0) peaks. For example, the samples with chemical compositions of 1.26, 1.1, 0.95 showed



Fig 3. The XRD data of Sb_xSe_y thin-films with different chemical composition

Mainly (012), (104), (110) dominant peaks related to Sb according to (JCPDS#01-085-1322). Moreover, films with the Se-poor chemical composition (Sb/Se \geq 0.95) have Sb₂Se₃ peaks such as (020), (120), (061), (211) and (221) according to (JCPDS#00-015-0681). A transition of the dominant peaks from Sb to Sb_xSe_y was observed depending on the Se concentration. For films Sb/Se=1.1, Sb/Se=0.95 and Sb/Se=0.77, there

were nearly identical results such as (020), (120), (130) and (211) peaks. As the subsequent increasing selenium content, the samples with Sb/Se=0.72 and Sb/Se=0.66 show (020), (120) and (061) peaks with higher intensities compared to other samples. It should be point out that with increasing the selenium concentration during deposition process, the intensities of all peaks such as (020), (120), (211), (221), (061) corresponding to Sb₂Se₃ are enhanced, which was also observed on Sb₂Se₃ film with stoichiometric composition of Sb/Se=0.66.

The Raman spectra of Sb_xSe_y films as-deposited with various chemical composition is illustrated in Fig.4. It can be seen that the phase transition dependence on chemical composition of samples. Note that the Sb-Se, Sb-O, Sb and Se have the following peaks in Raman spectra: $Sb_2O_4 - xx$, xy, xz, xa, xb, and xc; cubic Sb₂O₃ – xx, xy, xz, xa, and xb; rhombohedral Se₆ – xx, xy, xz, xa, xb, and xc; orthorhombic Sb₂Se₃ – xx, xy, xz, xa, 189 cm⁻¹, and 210 cm⁻¹; trigonal Se_n – xx, xy, and xz; -monoclinic Se₈ – xx, and xy; and rhombohedral Sb – xx, and xy[add reference]. It has been reported that peak positions at 188 cm⁻¹ also belongs to Sb₂Se₃ obtained via a simple PEG-400 polymer chain-assisted growth route in the temperature range of 160–180°C [8]. For Se-poor condition, two antimony peaks at around 110 cm⁻¹ and 150 cm⁻¹ was reported [9], which is consistent with our thin-films with atomic ratio of Sb/Se=1.26 and Sb/Se=1.1. In addition, intensities at 103 cm⁻¹ and 153 cm⁻¹ were detected in films deposited by a low-temperature vacuum evaporation process [10]. However, there is a peak at 189 cm⁻¹ for the film with chemical composition Sb/Se=1.1 corresponding to Sb₂Se₃ as a result of the increase of Se in the film composition as compared to the film with Sb/Se=1.26. In the literature, the peaks at 190 cm⁻¹ and 210 cm⁻¹ are usually caused by Sb-Se vibration mode [11, 12, 13]. As the chemical composition changes to Sb/Se=0.95, together with the appearance of the 189 cm⁻¹, others peaks are detected at 102 cm⁻¹ and 210 cm⁻¹ which is assigned to rhombohedral selenium and Sb₂Se₃, respectively [8]. The peak at about 103 cm⁻¹ is assigned to Se₆ ring of rhombohedral Se [9]. As the subsequent changing of chemical composition from Sb/Se=0.95 to Sb/Se=0.72, there are peaks at 67-72 cm⁻¹, 102 cm⁻¹, 151 cm⁻¹, 190 cm⁻¹, 210 cm⁻¹. It should be noted that the intensities at 67-72 cm⁻¹ and 210 cm⁻¹ are also observed in the composition of 0.95 and 1.1. When the atomic ratio changes to Sb/Se=0.66, the sample shows a dominant intensity at 189 cm⁻¹ with less intensities at 67-72 cm⁻¹ ¹, 102 cm⁻¹, 151 cm⁻¹, 210 cm⁻¹. Overall, the Raman spectra showed that the film deposited at 450 ° C of the substrate temperature has peaks at 110 cm⁻¹ and 150 cm⁻¹ which are related to rhombohedral antimony under Se-poor condition. When Se increases in the film composition, there are detected decreasing of antimony intensities and antimony selenide phases emerged at 189 cm⁻¹, 210 cm⁻¹ under Se-rich condition during deposition process suggesting good film quality.



Fig. 4. Raman spectra of Sb_xSe_y thin films with various chemical composition.

4. Conclusion

In conclusion, we systematically studied the morphological, structural, and optical properties of Sb_2Se_3 films with different compositions produced from separate sources of Sb and Se by the CMBD method. SEM imaging shows the surface morphology of Sb_xSe_y thin films deposited on SLG at a substrate temperature of 450 °C. All Sb_xSe_y thin films showed compact surface morphology. The grazing incidence X-ray diffraction study describes that Sb_xSe_y thin films with micro-sized crystal grains exhibit (hk1) preferential orientation at all compositions. The Raman spectroscopy measurement shows that there is a blueshift of most of the Raman peaks of Sb_2Se_3 samples.

References

1. Liang, Guang-Xing, et al. "Sputtered and selenized Sb_2Se_3 thin-film solar cells with open-circuit voltage exceeding 500 mV." Nano Energy **73** (2020): 104806.

2. Wen, Xixing, et al. "Vapor transport deposition of antimony selenide thin film solar cells with 7.6% efficiency." Nature communications **9.1** (2018): 1-10.

3. Li, Zhiqiang, et al. "9.2%-efficient core-shell structured antimony selenide nanorod array solar cells." Nature communications **10.1** (2019): 1-9.

4. Pan, Guoxing, et al. "Substrate structured Sb_2S_3 thin film solar cells fabricated by rapid thermal evaporation method." Solar Energy **182** (2019): 64-71.

5. Chen, Shuo, et al. "Magnetron sputtered Sb_2Se_3 -based thin films towards high performance quasihomojunction thin film solar cells." Solar Energy Materials and Solar Cells **203** (2019): 110154.

6. Yang, Ke, Bing Li, and Guanggen Zeng. " Sb_2Se_3 thin film solar cells prepared by pulsed laser deposition." Journal of Alloys and Compounds **821** (2020): 153505.

7. Yang, Ke, Bing Li, and Guanggen Zeng. "Effects of substrate temperature and SnO₂ high resistive layer on Sb₂Se₃ thin film solar cells prepared by pulsed laser deposition." Solar Energy Materials and Solar Cells **208** (2020): 110381.

 Ma X, Zhang Z, Wang X, Wang S, Xu F, Qian Y. Large-scale growth of wire-like Sb₂Se₃ microcrystallines via PEG-400 polymer chain-assisted route. J. Crys. Growth **263** (2004); pp. 491–497.
 Shongalova, A, et al. "On the identification of Sb₂Se₃ using Raman scattering." MRS

communications 8.3 (2018): 865-870.10. Kumar, Arun, et al. "Raman Spectroscopy and In situ XRD probing of the thermal decomposition of

Sb₂Se₃ thin films." The Journal of Physical Chemistry C 125.36 (2021): 19858-19865.
R. X. Liu, J. Chen, M. Luo, M. Leng, Z. Xia, Y. Zhou, S. Qin, D-J. Xue, L. Lv, H. Huang, D. Niu, and J.

Tang: Thermal evaporation and characterization of Sb2Se3 thin film for substrate Sb_2Se_3/CdS solar cells. ACS Appl. Mater. Interfaces **6**, 10687–10695 (2014)

12. R. Y. Zhang, G. Li, B. Zhang, and L. Zhang: Synthesis and characterization of hollow Sb2Se3 nanospheres. Mater. Lett. **58**, 2279–2282 (2004).

13. R. Y. Zhou, M. Leng, Z. Xia, J. Zhong, H. Song, X. Liu, B. Yang, J. Zhang, J. Chen, K. Zhou, J. Han, Y. Cheng, and J. Tang: Solution-processed antimony selenide heterojunction solar cells. Adv. Energy. Mater. 4, 1301846 (2014).

ZATVOR BILAN TOʻLIQ OʻRALGAN MAYDONIY TRANZISTORNI QIZISH TEMPERATURASIGA KANAL LEGIRLANISH DARAJASINI TA'SIRI

Xidoyat Abdikarimov, Eldorbek Xaitbayev, Muhammad Olimboyev, Zuhra Atamuratova va Azamat Abdikarimov^{*}

Urganch davlat universiteti, Oʻzbekiston, Urganch shahar, 220100, Hamid Olimjon koʻchasi, 14-uy, *E-mail: azamat.abdikarimov@urdu.uz (tegishli muallif)

Annotatsiya

Ushbu maqolada Sentaurus TCAD dasturi yordamida 3D oʻlchovli modellashtirish orqali zatvor bilan to`liq o`raglan maydoniy transistorning qizish temperaturasi o`rganilgan. Bunda tranzistorning qizish temperaturasiga kanalning legirlanish konsentratsiyasini ta`siri aniqlanib. Bunda kanalning legirlanish konsentratsiyasini ortishi bilan tranzistorning qizish temperaturasini pasaytirish mumkin ekanligi ko`rsatilgan.

Kalit soʻzlar: Istok, stok, zatvor, zatvor bilan toʻliq oʻralgan, metall-oksid-yarimoʻtkazgich maydoniy tranzistor, tranzistorning qizish temperaturasi, integral mikrosxema, legirlanish darajasi.

1. Kirsh

So'nggi o'n yillikda mikrometr o`lchamli maydoniy tranzistorlarni ishlab chiqarish texnologiyasi endilikda kichikroq qurilma o'lchamlari uchun yuqori hisoblash tezligini ta'minlaydigan nanometer o`lchamli texnologiyaga almashtirildi[1]. Ammo, qurilma o'lchamlarining nanometer o`lchamlargacha kichiklashishi qisqa kanal effektlarini yuzaga kelishi evaziga amalga oshirildi. Bu esa planar geometrik ko`rinishdagi maydoniy tranzistorlardan vertikal ko`rinishdagi uch zatvorli hamda zatvor bilan to`liq o`ralgan maydoniy tranzistorlarni yuzaga kelishiga sabab bo`lgan[2-3].

Yuzaga kelgan qisqa kannal effektlar kichik quvvat sarfi bilan yuqori samaradorlikka erishish kabi maqsadlarimizni cheklaydi. Ayniqsa yopiq holatdagi tokni yuqori bo`lishi hamda ko`p zatvorli maydoniy tranzistorlarda zatvor yordamida stok tokini boshqarish nazoratini qisman cheklab qo`yadi. Bunday salbiy ta`sirlarni kamaytirishda zatvor bilan to`liq o`ralgan maydoniy tranzistorlar yaxshi na`muna hisoblanadi[4-8]. Hozirgi kunda zatvor bilan to`liq o`ralgan maydoniy tranzistorlarda yuqori quvvat isrofi va o'z-o'zini isitish effekti kabi muammolar yuzaga kelmoqda. Qurilma o'lchamlarining qisqarishi bilan istok-kanal-stok birikmasida yuqori elektr maydonlarni (~1mV/sm) vujudga kelishi hamda buning natijasida qaynoq tok tashuvchilarning hosil bo`lishi yuqori quvvat isrofi va o'z-o'zini isitish effektini kuchaytiradi [9-16]. Integral mikrosxemalarni ishlab chiqarishda issiqlik o`tkazuvchanligi yuqori bo`lgan materiallardan maydoniy tranzistorlarni tayyorlash qizish temperaturasini pasaytirishda yaxshi samara beradi[17-19]. Materiallarning issiqlik o`tkazuvchanligi ularni qalinligiga va materialning turiga bog`liq[20]. Zatvor bilan to`liq o`ralgan hamda nanoqatlamli plastinkalardan tashkil topgan maydoniy tarnzistorlarda kanal atrofiga qo`yilgan dielektrik gatlamni galinligi va uzunligini kanalning gizish temperaturasiga ta`siri modellashtirish orgali o`rganilgan[21]. Adabiyotlar hamda ilmiy maqolalar tahlili shuni ko`rsatadiki, zatvor bilan to`liq o`ralgan maydoniy tranzistorlarda kanal legirlanish konsentratsiyasining qizish temperaturasiga ta`siri bugungi kunda hali yaxshi o`rganilgan emas.

Yuqorida aytilgan fikirlardan kelib chiqqan holda ushbu maqolada zatvor bilan toʻliq oʻralgan maydoniy tranzistorda kanal legirlanish konsentratsiyasining tranzistorni qizish temperaturasiga ta`siri oʻrganilgan.

2. Tadqiqotda qoʻllanilgan modellar va na'muna parametrlari

Olib borilgan tadqiqotda kanal ko`ndalang kisimi yuzasi 126 nm² aylana (radiusi 6,34 nm) va kanal uzunligi 22nm bo`lgan, zatvor bilan to`liq o`ralgan maydoniy tarnzistorning qizish temperaturasiga kanalning legirlanish konsentratsiyasini ta`siri Sentaurus TCAD dasturida modellashtirib o`rganiladi.

Modellashtirish yordamida oʻrganilayotgan zatvor bilan toʻliq oʻraglan maydoniy tranzistorni barcha geometrik parametrlari jumladan, har bir sohasining uzunligi, qoʻllanilgan materiali va legirlanish darajasi 1-jadvalda keltirilgan. Tadqiq qilinayotgan maydoniy tranzistor [22] adabiyotda keltirilgan real tajribada oʻrganilgan maydoniy tranzistor bilan ekvivalent qilib olingan. Modellashtirish yordamida tadqiq

qilingan maydoniy tranzistorning o`tish volt-amper xarakteristikasi (VAX) [22] adabiyotda keltirilgan real tajribada o`rganilgan maydoniy tranzistorning o`tish volt-amper xarakteristikasi (VAX) bilan kalibrovka qilingan. Kalibrovkalash jarayonida tok tashuvchilarning harakatchanligi uchun termodinamik, drift-diffusion, high-field saturation transport modellari hamda modellashtirilayotgan tranzistor nanometer masshtabda boʻlganligi uchun kvant effektlarni e`tiborga olib Quantum Potential korrektrovka qoʻllanildi. Modellashtrish orqali oʻrganilayotgan transistor na`munasining geometrik tuzilishi va kanal uzunligi boʻylab koʻndalang kesim koʻrinishi 1-rasm a va b da keltirilgan.

Soha nomlari	Soha materiali	Sohalarning legirlanish konsentrasiyasi [sm ⁻³]	Sohalarni uzunligi [nm]	Taqiqlangan zona kengligi [eV]	Sohalarni qalinligi [nm]
Istok	Si	5e19 (Fosfor)	30.8	1.12	12,64
Stok	Si	5e19 (Fosfor)	30.8	1.12	12,64
Zatvor	TiN	-	22	-	2
Kanal	Si	1e15 (Bor)	22	1.12	12,64
Zatvor osti oksid qatlam	HfO ₂	-	22	5.9	8,46

1-jadval. Tadqiq qilinayotgan maydoniy transistor uchun modellashtirishda qoʻllanilgan parametrlari



1-rasm. Tadqiq qilinayotgan transistor na`munasining a) geometrik tuzilishi va b) kanal uzunligi bo`ylab koʻndalang kesim koʻrinishi.

3. Modellashtirish natijalari va muhokama

Modellashtirishda oʻrganilayotgan tranzistorning zatvoriga 1V hamda istok va sotok orasiga 750mV musbat oʻzgarmas kuchlanish berilgan. Ushbu maydoniy tranzistorning istok va stok sohalari kremniy materialidan tayyorlangan boʻlib u Fosfor bilan $5 \cdot 10^{19} cm^{-3}$ konsentratsiyada legirlangan va modellashtirish davomida oʻzgarmas saqlangan. Tranzistorlarining kanali kremniy materialidan tayyorlangan boʻlib, U Bor bilan legirlanish darajasi mos ravishda $1 \cdot 10^{15} cm^{-3}$ dan $10^{17} cm^{-3}$ gacha oʻzgartirib borilgan. Tranzistor kanalining har bir legirlanish konsentratsiyasida tranzistor markazidagi temperatura va stok tokining toʻyinish qiymati hisoblangan. Olingan natijalar 2 va 3-rasmda keltirilgan. Olingan natijalardan koʻrinib turibdiki, kanalning legirlanish konsentratsiyasini ortishi stok tokining toʻyinish qizistordan ajralib chiqayotgan issiqlik miqdori ham kamayishiga olib kelmoqda. Buning natijasida tranzistorning qizish temperaturasi ham kanalning legirlanish konsentratsiyasi ortishi bilan u ham kamaymoqda. Ushbu holatni sababini oʻrganish maqsadida kanalning legirlanish konsentratsiyasi ortishi bilan kanal markazida elektronlar zichligi (eDensity) hisoblandi. Olingan natijalar 4-rasmda keltirilgan.



2-rasm. Tranzistor markazidagi temperaturani kanalning legirlanish konsentratsiyasiga bogʻliqligi





4-rasm. Kanal markazida elektronlar zichligini kanalning legirlanish konsentratsiyasiga bogʻliqligi

4. Xulosa

Olingan natijalarga asosan ko`rinib turibdiki, tranzistorning qizish temperaturasi stok tokining to`yinish qiymatiga kuchli bog`liq. Stok toki kanal markazidagi elektronlar zichligi bilan bo`gliq. Olingan natijalarga asosan kanal markazidagi elektronlar zichligi esa kanalning legirlanish konsentratsiyasining qiymatiga teskari bog`liq ekanligi aniqlandi. Demak tranzistorning qizish temperaturasini kanalning legirlanish konsentratsiyasi yordamida pasaytirish mumkin.

5. Foydalanilgan adabiyotlar

1. [1]. Moore More: International Roadmap for Devices and Systems (IRDS). https://irds.ieee.org/images/files/pdf/2017/2017IRDS_ES.pdf, 2017 (Accessed 09 March 2021). 2. [2]. Kim, Y-B, Challenges for Nanoscale **MOSFETs** and Emerging Nanoelectronics, Electronics Electronic Trans. On and materials 11 (2010)93-105. https://doi.org/10.4313/TEEM.2010.11.3.093. 3. Song, Y, Choi, W. Y, Park, J. H, Lee, J. D, and Park, B. G, Design optimization of Gate-all-around (GAA) MOSFETs, IEEE Trans. Nanotech. 5(3) (2006)on 186-191. https://doi.org/10.1109/TNANO.2006.869952. Colinge, J. P. Multiple-gate SOI MOSFETs, Solid-state Electronics 48 4. (2004)897-905. https://doi.org/10.1016/j.sse.2003.12.020. [5]. Colinge, J. P, Multiple-gate SOI Microelectronics Engineering 84 (2007) MOSFETs, 2071-2076. https://doi.org/10.1016/j.mee.2007.04.038. [6]. Colinge, J. P, FinFET and other multi-gate York: Springer-Verlag. transistors, In New ISBN 978-0-387-71751-7 [7]. Jimenez, D, Jimenez, J. J. Saenz, Iniguez, В. Sune, J, Marsal, L. F, Pallares, J, Modeling nanoscale gate-all-around MOSFETs, IEEE Electron Letter Device 25(5)314-316. (2004)https://doi.org/10.1109/LED.2004.826526. [8]. Lu, W, Xie P, Lieber, C. M, Nanowire transistor performance limits and applications, IEEE (2008)2859-2876. Trans. Electron Devices 55(11)https://doi.org/10.1109/TED.2008.2005158

[9]. Awasthi, H, Kumar N, Purwar, V, Gupta, R, and Dubey, S, Impact of temperature on 5. analog/RF dielectric performance pocket gate-all-around (DPGAA) MOSFETs, of (July 2020). https://doi.org/10.1007/s12633-020-00610-2. Silicon [10]. Purwar, V, Gupta, R, Kumar, N, Awasthi, H, Dixit V. K, Singh, K, Dubey, S, and Tiwari, P. K, Investigating linearity and effect of temperature variation on analog/RF performance of dielectric pocket high-k double gate-all-around (DP-DGAA) MOSFETs, Appl. Phys. A 126 2020) 746. https://doi.org/10.1007/s00339-020-03929-0. (August [11]. Kumar, A, Srinivas, P. S. T. N, and Tiwari, P. K, An insight into self-heating effects and its implications on hot carrier degradation for silicon-nanotube-based double gateall-around (DGAA) MOSFETs. IEEE Journal of Elect. Device Society 7 (Nov. 2019) https://doi.org/10.1109/JEDS.2019.2947604. 1100-1108. [12]. Rhyner, R. and Luiser, M, Minimizing self-heating and heat dissipation in ultrascaled (2016)1022-1026. nanowire transistors, Nano Letters 16 https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.5b04071

[13]. Jiang, H, Shin, S, Liu, X, Zhang, X. and Alam, M. A, Characterization of self-heating leads to universal scaling of HCI degradation of multi-fin SOI FinFETs, Proceedings of International Reliability Physics Electronics Symposium (2016) 2A.3.1-2A.3.7. https://doi.org/10.1109/IRPS.2016.7574506

[14]. Shrivastava, M, Agrawal, M, Mahajan, S, Gossner, H, Schulz, T, Sharma, D. K. and V. R, Physical insight toward heat transport and an improved electrothermal Rao. framework for FinFET architectures, Transactions on Electron Devices modeling IEEE 59 (2012)1353-1363. https://doi.org/10.1109/TED.2012.2188296. [15]. Nakagome, Y, Takeda, Y, Kume, H, and Asai, S, New observation of hot-carrier injection phenomena, Japanese Journal of Applied Physics 22 (1983)99. https://doi.org/10.7567/JJAPS.22S1.99

[16]. Venkateswarlu, S, Sudarsanan, A, Singh, S. G. and Nayak, K, Ambient TemperatureInduced Device Self-Heating Effects Multi-Fin Si n-FinFET performance. on IEEE (2018)Transactions Electron Devices 65 2721-2728. on https://doi.org/10.1109/TED.2018.2834979

6. [17]. Chuntaek Park and Ilgu Yun, Optimization of self-heating driven leakage current properties of gate-all-around field-effect transistors using neural network modeling and genetic algorithm. Electronics 2021, 10, 2570. https://doi.org/10.3390/electronics10212570, https://www.mdpi.com/journal/electronics.

7. [18]. Longxiang YIN, Lei SHEN, Hai JIANG, Gang DU & Xiaoyan LIU, Impact of self-heating effects on nanoscale Ge p-channel FinFETs with Si substrate, June 2018, Vol. 61 062401:1–062401:9 doi: 10.1007/s11432-016-9106-x.

8. [19]. Sergej Makovejev, Sarah Olsen, and Jean-Pierre Raskin, RF Extraction of Self-Heating Effects in FinFETs, IEEE Transactions on electron devices, vol. 58, no. 10, october 2011.

9. [20]. Claudio Fiegna, Yang Yang, Enrico Sangiorgi and Anthony G, Analysis of self-heating effects in ultrathin-body SOI MOSFETs by device simulation. IEEE TRANSACTIONS ON ELECTRON DEVICES, VOL. 55, NO. 1, JANUARY 2008.

10. [21]. Vivek Kumar, Jyoti Patel, Arnab Datta, Sudeb Dasgupta, Study of Self Heating Effect in the wake of complete and partial bottom dielectric insertion under 5 nm Stacked Nanosheet Transistor, ELSEVIER, <u>Volume 4</u>, July 2023, 100056, <u>https://doi.org/10.1016/j.memori.2023.100056</u>.

11. [22]. S. Bangsaruntip, "Density scaling with gate-all-around silicon nanowire MOSFETs for the 10 nm node and beyond," in Proc. IEEE Electron Devices Meeting (IEDM), Washington, DC, USA, Dec. 2013, pp. 20.2.1–20.2.4

REVERSE BIASED DIODE TEMPERATURE SENSOR WITH A LINEAR TEMPERATURE RESPONSE CURVE

Oybek Abdulkhaev^{*1}, Akhmad Rakhmatov^{1,2}, Shukurullo Kuliyev¹, Damir Istamov¹, Rakhim Bebitov¹, Bakhodir Abduqahhorov¹, Aziza Abdulkhaeva¹, Alim Khakimov¹ and Dilbara Yodgorova¹

¹Physical-Technical Institute of Uzbekistan Academy of Sciences, Chingiz Aytmatov str. 2^b, 100084 Tashkent, Uzbekistan, *E-mail: <u>abdulhaev@uzsci.net</u> (corresponding author)
 ²JSC "FOTON", Tashkent, Uzbekistan

Abstract

A new silicon diode temperature sensor (DTS) with a depleted base region is proposed and demonstrated. In the proposed DTS, the fully depletion voltage of the base region is used as a temperature measuring parameter. It is shown that at a particular reverse bias (U_o) , the base region of the silicon diode structure is completely depleted, and the measuring potential from the increasing operating voltage acquires a constant value, which changes only when the temperature changes. The temperature response curve (TRC) has been measured in a wide temperature range (from 93 K to 300 K). TRC is characterized by high linearity in this range with a sensitivity of +2.26 mV/K. Thus, for the first time, to our knowledge, a linear TRC was obtained for a reverse-biased diode temperature sensor.

Key words: diode temperature sensor, silicon, temperature response curve, sensitivity, depleted base region, p-n-junction

1. Introduction

Temperature sensors are widely used in personal computers, mobile phones, vehicles, biomedical devices, industrial equipment, power plants, and many other applications. Recently, they have received even more attention due to the widespread implementation of the "Internet of Things" and "Smart technologies" [1]-[7]. In addition, temperature sensors are a necessary part of many other sensors, such as pressure sensors [8], humidity sensors [9], bolometers [10]-[12], and others. Accordingly, to meet the various requirements arising from these applications, new temperature sensors are being developed that operate on different principles [9], [13]-[18] and are based on various materials [19], [20].

Many temperature sensors have been proposed. In these sensors, the main temperature-sensitive element is a forward-biased p-n junction, leading to common drawbacks. The main drawback of these diode temperature sensors (DTS) is low accuracy [21]. Process spreads are significant sources of high inaccuracies. However, the accuracy of DTS is also determined by the constancy of the bias current, so another drawback is that the DTS needs to use external bias circuits or a high-value resistor. The next drawback is high power consumption, which leads to the self-heating of the sensor.

Using a reverse-biased p-n junction can significantly reduce DTS consumption [9], [21]. However, the temperature response curve (TRC) becomes nonlinear in this case. It should be noted that, to our knowledge, there is no information in the literature on reverse-biased DTS with linear TRC.

This paper proposes a new silicon DTS that eliminates the above drawbacks. The proposed DTS is a three-electrode silicon structure with a reverse-biased p-n-junction and fully depleted base region. Using the fully depletion voltage of the base region as a temperature measuring parameter allows for a linear TRC even though the p-n junction is reverse biased. Moreover, the proposed DTS has low sensitivity to changes in bias parameters.

2. Design of proposed diode temperature sensor

Fig.1 shows the simplified design and fabrication steps for the proposed diode temperature sensor. In the first step, an n-type epitaxial layer doped with phosphorus $(5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3})$ is grown on a p-type silicon substrate doped with boron $(3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3})$ and oriented on the (100) plane. The substrate's thickness is $230 \pm 20 \text{ }\mu\text{m}$, and the epitaxial layer thickness is $3.2 \pm 0.1 \text{ }\mu\text{m}$.

In the second step, the p⁺⁺-type diffusion region is formed at the peripheral branches of the structure by diffusing boron. In the next step, boron diffusion in small portions of the surface of the n-type epitaxial

layer results in the formation of the additional strongly doped p^+ -type region with charge carrier concentration of $3 \cdot 10^{18}$ cm⁻³. The depth and length of this p^+ -type region are $2.0 \pm 0.1 \mu m$ and $2.5 \pm 0.1 \mu m$, respectively. Additionally, the p^+ -type region is short-circuited with a p-type substrate through a p^{++} -type diffusion region formed at the peripheral branches of the structure.

In the next step, two strongly doped n⁺⁺-type regions with a thickness of $2.5 \pm 0.1 \mu m$ are formed as a result of phosphorus diffusion. The distance between these n⁺⁺-type regions is 20 μm . In the last step, contacts to these regions are formed by sputtering Al layers with a thickness of 0.5 μm .

As a result, in the finished structure shown in Fig. 1, two rectifying junctions are formed: an $n-p^+$ junction and p-n junction.



Fig 1. Proposed diode temperature sensor and its fabrication steps.

Since the p⁺-type region (top emitter) is short-circuited with a p-type region (bottom emitter), these two junctions are connected in parallel. The top junction is linearly graded, while the bottom one is abrupt. The total die size is 0.045 cm x 0.045 cm, with the area of the bottom junction being 2.36×10^{-4} cm², and the area of the top one being 0.2×10^{-4} cm².

3. Results and discussion

A typical dependence of the measuring potential (U_{13}) , taken from contacts 1 and 3, on the reverse bias voltage (U_{12}) supplied from an external source to contacts 1 and 2, observed on the experimental diodes, is shown in Fig. 2a. As can be seen, at low voltages, the measuring potential is equal to the reverse biasing voltage. However, at voltages higher than the reverse biasing voltage U_0 , the measuring potential acquires an almost unchanged value from the increasing bias voltage, which only changes when the temperature changes in proportion to it.

The observed characteristics can be explained by the corresponding dynamics of changes in the width of the depletion regions of the $n-p^+$ and p-n-junctions of the structure, which are clearly shown in Fig. 2b-e through structural diagrams of the device under study at various bias voltages:

 $U_{\text{bias}} = 0$: In the initial state, that is, in the absence of a bias voltage (Fig. 2b), there is a quasi-neutral base region of a certain length.

 $0 < U_{bias} < U_0$: With an increase in the reverse bias voltage (Fig. 2c), the length of the quasi-neutral base region gradually decreases, mainly due to an increase in the width of the depletion region of the n-p⁺ junction. However, it is still sufficient for closing the contacts 2 and 3 through n⁺-n-n⁺-junctions of the structure. As a result, in this section, the measuring potential (U₁₃) is equal to the bias voltage (U₁₂), which shows a linear growth section (designated as c) in Fig. 2a.

 $U_{\text{bias}} = U_0$: When the voltage U_0 is reached, the depletion regions of n-p⁺- and p-n-junctions close each other, and the quasi-neutral base region of the structure is completely depleted, and contacts 2 and 3 are mutually unconnected (Fig. 2d).

 $U_{\text{bias}} > U_{\text{o}}$: At reverse bias voltages higher than the depletion voltage (U_o) of the base region (Fig. 2e), the depleted areas of n-p⁺- and p-n-junctions expand only towards contact 2. Since contacts 2 and 3 are mutually unconnected, the measuring potential taken between contacts 1 and 3 from the increasing bias voltage acquires a constant value, which corresponds to the saturation section in Fig. 2a (designated as e). An increase in temperature leads to a decrease in the initial widths of the depleted regions, thereby increasing the depletion voltage of the base region, which explains the observed temperature sensitivity in Fig. 3a.



Fig 2. Typical measured output voltage (U_{13}) versus bias voltage (U_{12}) characteristics of proposed diode temperature sensors (a) and the structural diagrams (b-e) of the device at various bias voltages

The temperature dependence of the depletion voltage of the base region (U_o) was studied in a wide temperature range from 93 K to 300 K, which is shown in Fig. 3b. As can be seen, unlike the forward bias voltage, the voltage U_o increases with increasing temperature and is highly linear (following the equation 0.42349+0.00226 T with R²=0.99982). Thus, the temperature sensitivity of the voltage U_o over the entire temperature range was +2.26 mV/K.



Fig 3. Typical measured output voltage (U₁₃) versus bias voltage (U₁₂) characteristics at different temperatures (a) and the temperature response curve (TRC) of proposed diode temperature sensor

In the proposed diode temperature sensor with a depleted base region, the fully depleted voltage of the base region taken from pins 1 and 3 (see Fig.1) is used as a temperature-dependent measurement parameter, while an external voltage that biases the junction in the reverse direction is applied to pins 1 and 2. In this case, by solving the Poisson equation and taking into account the presence of two junctions in the structure (p-n- and p^+ -n-junctions), for the depletion voltage of the base region, we obtain the following expression:

$$V_{0} = \frac{qN_{d}L^{2}}{8\varepsilon\varepsilon_{0}} - \frac{V_{bi1} + V_{bi2}}{2} + \frac{\varepsilon\varepsilon_{0}(V_{bi1} - V_{bi2})^{2}}{2qN_{d}L^{2}} =$$

$$= \frac{qN_dL^2}{8\varepsilon\varepsilon_0} - \frac{E_G}{q} + \frac{kT}{q} ln \frac{N_c N_v}{N_d \sqrt{N_{A1}N_{A2}}} + \frac{\varepsilon\varepsilon_0 (kT)^2}{2q^3 N_d L^2} ln^2 \frac{N_{A2}}{N_{A1}}$$
(1)

where L – technological thickness of base region; E_G – bandgap at temperature T; V_{bi1} , V_{bi2} – builtin potentials of p-n- and p⁺-n-junctions of structure; N_d – concentration of donors in base region; N_{A1} , N_{A2} – concentration of acceptors in p- μ p⁺-regions of structure, respectively.

As seen from equation (1), the depletion voltage of the base region, taken from pins 1 and 3, is the sum of several terms but depends only on the material parameters of the structure and has no dependence on the parameters of the power source. Therefore, measurements are not affected by the noise that occurs in the power circuit and provide high accuracy and linearity (Fig. 3), in contrast to traditional diode temperature sensors.

Additionally, according to equation (1), the temperature sensitivity of the proposed diode temperature sensor has a positive sign, in contrast to traditional diode temperature sensors where the temperature sensitivity sign is negative, which is confirmed by the experimental results presented in Fig. 3b. The fact that the voltage also decreases with decreasing temperature makes these temperature sensors attractive as cryogenic sensors.

4. Conclusion

It was shown that the temperature response of the proposed three-electrode structure with reverse biased p-n-junction in a wide temperature range from 93 K to 300 K is characterized by high linearity with a sensitivity of +2.26 mV/K. Additionally, the proposed diode temperature sensor with a depleted base region offers high accuracy and linearity in temperature measurements due to its dependence only on the material parameters of the structure and not on the power source. The temperature sensitivity of the sensor is positive, which is different from traditional diode temperature sensors, making it attractive for cryogenic applications. The study also showed that the depletion voltage of the base region increases with increasing temperature and follows a highly linear relationship.

References

1. S. Kumar, P. Tiwari, and M. Zymbler, "Internet of Things is a revolutionary approach for future technology enhancement: a review," *J. Big Data*, vol. 6, no. 111, Dec. 2019, DOI: 10.1186/s40537-019-0268-2

2. N. Cvar, J. Trilar, A. Kos, M. Volk, and E. Stojmenova Duh, "The Use of IoT Technology in Smart Cities and Smart Villages: Similarities, Differences, and Future Prospects," Sensors, vol. 20, no. 14, p. 3897, Jul. 2020, DOI: 10.3390/s20143897.

3. G. Mois, S. Folea, and T. Sanislav, "Analysis of three IoT-based wireless sensors for environmental monitoring," IEEE Trans. Instrum. Meas, vol. 66, no. 8, pp. 2056–2064, Aug. 2017, DOI: 10.1109/TIM.2017.2677619.

4. H. Huan, L. Liu, B. Huan, X. Chen, J. Zhan, and Q. Liu, "A theoretical investigation of modelling the temperature measurement in oil pipelines with edge devices," Measurement, vol. 168, p. 108440, Jan. 2021, DOI: 10.1016/j.measurement.2020.108440

5. R. Veerubhotla, S. Nag, and D. Das, "Internet of Things temperature sensor powered by bacterial fuel cells on paper," Journal of Power Sources, vol. 438, p. 226947, Oct. 2019, DOI: 10.1016/j.jpowsour.2019.226947.

6. W.-T. Sung and S.-J. Hsiao, "The application of thermal comfort control based on Smart House System of IoT," Measurement, vol. 149, p. 106997, Jan. 2020, DOI: 10.1016/j.measurement.2019.106997.

7. S. Awadallah, D. Moure, and P. Torres-González, "An Internet of Things (IoT) Application on Volcano Monitoring," Sensors, vol. 19, no. 21, p. 4651, Oct. 2019, DOI: 10.3390/s19214651.

8. K. Kasten, N. Kordas, H. Kappert, and W. Mokwa, "Capacitive pressure sensor with monolithically integrated CMOS readout circuit for high temperature applications," Sensors and Actuators A Physical, vol. 97-98, pp. 83–87, Apr. 2002, DOI: 10.1016/S0924-4247(01)00799-3.

9. M. Kimura and K. Toshima, "Thermistor-like pn junction temperature-sensor with variable sensitivity and its combination with a micro-air-bridge heater," Sensors and Actuators A Physical, vol. 108, no. 1–3, pp. 239–243, Nov. 2003, DOI: 10.1016/S0924-4247(03)00290-5.

10. J.-K. Kim and C.-H. Han, "A new uncooled thermal infrared detector using silicon diode," Sensors and Actuators A Physical, vol. 89, no. 1–2, pp. 22–27, Mar. 2001, DOI: 10.1016/S0924-4247(00)00532-X.

11. P. Neuzil, Y. Liu, H.-H. Feng, and W. Zeng, "Micromachined bolometer with single-crystal silicon diode as temperature sensor," IEEE electron device Lett, vol. 26, no. 5, pp. 320–322, May. 2005, DOI: 10.1109/LED.2005.846585.

12. X. Xue, H. Xiong, Zh. Song, Y. Du, D. Wu, L. Pan, and Zh. Wang, "Silicon Diode Uncooled FPA With Three-Dimensional Integrated CMOS Readout Circuits," IEEE Sensors J, vol. 19, no. 2, pp. 426–434, Jan. 2019, DOI: 10.1109/JSEN.2018.2878098.

13. S. Santra, P. K. Guha, S. Z. Ali, I. Haneef, and F. Udrea, "Silicon on Insulator Diode Temperature Sensor-A Detailed Analysis for Ultra-High Temperature Operation," IEEE Sensors J, vol. 10, no. 5, pp. 997–1003, May. 2010, DOI: 10.1109/JSEN.2009.2037822.

14. G. Pangallo, S. Rao, G. Adinolfi, G. Graditi, and F. G. Della Corte, "Power MOSFET intrinsic diode as a highly linear junction temperature sensor," IEEE Sensors J, vol. 19, no. 23, pp. 11034–11040, Dec. 2019, DOI: 10.1109/JSEN.2019.2935550.

15. O. A. Abdulkhaev, D. M. Yodgorova, A. V. Karimov, B. M. Kamanov, and A. A. Turaev, "Features of the temperature properties of a field-effect transistor in a current-limiting mode," J. Eng. Phys. Thermophys, vol. 86, no. 1, pp. 248–254, Jan. 2013, DOI: 10.1007/s10891-013-0826-y.

16. V Karimov, D. P. Dzhuraev, S. M. Kuliev, and A. A. Turaev, "Distinctive features of the temperature sensitivity of a transistor structure in a bipolar mode of measurement," J. Eng. Phys. Thermophys, vol. 89, no. 2, pp. 514–517, Mar. 2016, DOI: 10.1007/s10891-016-1404-x.

17. F. Udrea, S. Santra, and J. W. Gardner, "CMOS temperature sensors-concepts, state-of-the-art and prospects," In: Proceedings of International Semiconductor Conference (Sinaia, Romania, 13-15 October, 2008). PP. 31-40, DOI: 10.1109/SMICND.2008.4703322.

18. K. Souri, Y. Chae, and K. A. A. Makinwa, "A CMOS temperature sensor with a voltage-calibrated inaccuracy of 0.15° C (3σ) From 55°C to 125°C," IEEE J. Solid-State Circuits, vol. 48, no. 1, pp. 292–301, Jan. 2013, DOI: 10.1109/JSSC.2012.2214831.

19. S. Rao, G. Pangallo, and F. G. Della Corte, "4H-SiC pin diode as highly linear temperature sensor," IEEE Trans. Electron Devices, vol. 63, no. 1, pp. 414–418, Jan. 2016, DOI: 10.1109/TED.2015.2496913.

20. M. H. Kwan, Y. Guan, X. Liu, and K. J. Chen, "A highly linear integrated temperature sensor on a GaN smart power IC platform," IEEE Trans. Electron Devices, vol. 61, no. 8, pp. 2970–2976, Aug. 2014, DOI: 10.1109/TED.2014.2327386.

21. M. Mansoor, I. Haneef, S. Akhtar, A. De Luca, and F. Udrea, "Silicon diode temperature sensors—A review of applications," Sensors and Actuators A Physical, vol. 232, pp. 63–74, Aug. 2015, DOI: 10.1016/j.sna.2015.04.022.

ЗАВИСИМОСТЬ МИКРОТВЕРДОСТИ СПЛАВОВ КУБИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ ТІ_хМО_{1-х}С_уN_z от размера кристаллитов

И. Ж. Жаксимуратов^{1,*},И. Хидиров¹

¹Институт ядерной физики АН РУз, ул. Хуросон 1, 100214 Ташкент, Узбекистан, *E-mail: <u>i.jaksimuratov@mail.ru</u> (corresponding author).

Аннотация

Методами нейтронографии и рентгенографии изучены кристаллическая структура и свойства сплавов внедрения $Ti_xMo_{1-x}C_yN_z$ в массивных образцах с различным соотношением концентрации составляющих элементов. Показано, что при различных соотношениях концентраций компонентов сплав имеет гцк кристаллическую структуру, описываемую в рамках пр. гр. $Fm\overline{3}m$, где атомами Ti и Mo взаимозамещены и статистически расположены в позициях 4b, а атомы C и Nвзаимозамещены и статистически расположены в озициях 4a. Установлено, что с изменением соотношения компонентов по мере уменьшения размера кристаллитов, микронапряжения и увеличения плотности дислокаций растет микротвердость до 119 %.

Ключевые слова: Сплавы внедрения Ti_xMo_{1-x}C_yN_z, рентгеногграмма, размер кристаллитов, микронапряжения, плотность дислокаций, микротвердость.

Тугоплавкие гранецентрированные кубические сплавы внедрения на основе титана $Ti_xMo_{1-x}C_yN_z$ широко применяются в различных областях техники и промышленности [1]. Изучение структуры и свойств этих сплавов с различными соотношениями компонентов позволяет получение их новых модификаций и представляется актуальной задачей физики твердого тела. В данной статье обсуждаются результаты исследования структуры и свойств сплавов $Ti_xMo_{1-x}C_yN_z$ в массивных образцах. В связи с этим целью данной работы является изучение кристаллической структуры и свойств данных сплавов при различных соотношениях содержаний составляющих элементов. Образцы получены методом высокотемпературного спекания (при температуре 2600 K) при непрерывно откачиваемом вакууме в печи типа СШВЛ-0.6.2 (таб. 1) [2].

№	Образец	Параметррешетки <i>а</i> ,Å	МикротвердостьН v ,ГПа
1	$Ti_{0.9}Mo_{0.1}C_{0.9}N_{0.1}+C$	4.302±002	46
2	Ti _{0.70} Mo _{0.30} C	4.321±002	38
3	Ti _{0.75} Mo _{0.25} C [2]	4.330±003	33
4	$Ti_{0.7}Mo_{0.3}C_{0.84}N_{0.16}$	4.312±002	23
5	Ti _{0.7} Mo _{0.3} C _{0.7} N _{0.3}	4.293±001	21
6	TiC _{0.50} N _{0.50} [3]	4.302±001	21
7	TiC _{0.97} [2]	4.326±002	31
8	TiN _{0.96} [2]	4.226±002	20

Таблица 1. Параметр решетки и микротвердость атомов тугоплавких сплавов

Согласно рентгенограммам при углах $2\theta > 60^{0}$ наблюдается расщепление $K_{\alpha 1}$ и $K_{\alpha 2}$ дублетов (Рис.1) Си_{Ка} – излучения. Это свидетельствуют о том, это образцы являются однородными, описываемом в рамках пространственной группы (пр. гр.) *Fm* $\overline{3}m$ и отсутствуют крупных деформаций. Рентгенограммы, полученные от этих сплавов с сильной интенсивностью дифракционных максимумов позволяют определить размер кристаллитов (D), плотность дислокаций (δ) и микронапряжения (ϵ) в данном сплаве. Размер кристаллитов, плотность дислокаций и микронапряжению в сплавах Ti_xMo_{1-x}C_yN_z определяли по данным рентгеноструктурного анализа с использованием методов Шеррера и Вильямсона-Холла без учета микронапряжений и вместе с микронапряжениями [4]. Результаты приведены в табл. 2.

Таблица 2. Размер кристаллитов, плотность дислокаций, микронапряжения и микротвердость в сплаве Ti_xMo_{1-x}C_yN_z

Образец	Размер кристаллитов метод Вильямсона- Холла, D(нм)	Размер кристаллитов по уравнению Шеррера, D(нм)	δх10 ¹⁰ (см ⁻²)	ε x10 ⁻³ (%)	Микро- твердость, Hv (ГПа)
$Ti_{0.7}Mo_{0.3}C_{0.7}N_{0.3}$	134.8	39.8	0.5	1.99	21
$Ti_{0.7}Mo_{0.3}C_{0.84}N_{0.16}$	114.9	38.8	0.7	1.81	23
Ti _{0.70} Mo _{0.30} C	62.3	35	2.5	1.46	38
Ti _{0.9} Mo _{0.1} C _{0.9} N _{0.1} +C	36.7	32.5	7.4	0.42	46



Рис 1. Рентгенограмма образца Тi_{0.70}Мо_{0.30}С, точки - экспериментальная, сплошная линия–расчетная, ∆ разность экспериментальных и расчетных значений интенсивностей. Над дифракционными максимумами проставлены индексы Миллера hkl в рамках пр. гр. Fm3m.

В многокомпонентных сплавах на основе титана микротвердость увеличивается, чем в бинарних сплавах внедрения титана TiC и TiN. Согласно нашим данным (табл. 2), по мере уменьшения размера кристаллитов материал становится более твердым за счет увеличения количества границ зерен и дефектов.

Литература

1. T. Toyoda et al, Hardness and Wear Properties of Ti-Mo-C-N Film, Mat. Trans. 57, 362 (2016).

2. I. Khidirov, S. J. Rakhmanov and A. S. Parpiev, Neutron diffraction study of the Ti_{1-x}Mo_xC alloy, J. P.: Conf. S. **2155**, 012010 (2022).

3 S. Cardinal *et al*, Microstructure and mechanical properties of TiC–TiN based cermets for tools application, Int. J. R. M. & H. M. **27**, 521 (2009).

4 S. Dilek *et al*, Pulse electro co-deposition of submicron-sized TiC reinforced Ni–W coatings: tribological and corrosion properties, J. Asian C. Soc. **9**, 1 (2021).

СТРУКТУРНЫЕ АСПЕКТЫ ТЕРМИЧЕСКОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ ОКИСЛЕННОГО ГРАФИТА

У. К. Ерназаро, Атаджанов Б. Х, Примов Х. С, и Б. Ж. Нарымбетов

Каракалпакский научно-исследовательский институт естественных наук, Нукус, Узбекистан

Аннотация

В работе на основе анализа результатов комплексных дифракционных исследований обсуждается структурные аспекты превращений СГ в ОГ и ТРГ. Процессы интеркаляции и деинтеркаляции молекул раствора изменяют расстояний между углеродных слоев и обеспечить скольжению перед собой частичной дислокации, не реализуемой в обычных условиях из-за высокой упругой энергии. Удаление интеркалата происходит случайным образом, на фронтах интеркалированных слоев возникают изгибы углеродных плоскостей, где возникают деформация межатомных связи противоположных знаков (дилатоны). Образования дилатонов с $\Lambda = (4 \div 12)r_0$ при получении ОГ-структур и рост их мощности и размера до $\Lambda = (15 \div 20)r_0$ при нагреве являются последовательными этапами процесса получения ТРГ-материалов. При достижении тепловой энергии, аккумулированных в дилатонах до критической величину межатомные связи необратимо расширяются и разрываются. ОГ переходит в ТРГ состоянии.

Ключевые слова: Соединения графита, окисленный графит (ОГ), терморасщепленный графит (ТРГ), отрицательная флуктация плотности, дилатонный механизм разрушения.

1. Введение

Соединения графита (СГ) с сильными кислотами после гидролиза и термолиза превращаются в окисленные (ОГ) и терморасщепленные графиты (ТРГ) [1]. ОГ представляет собой дефектный графит, отличающимся наличием кислородсодержащих групп на поверхности кристаллитов, адсорбированной кислоты и воды, довольно прочно удерживающихся на дефектах матрицы. Количество остаточных соединений может меняться в широких пределах и определяется природой исходного графитового материала, условиями синтеза и разложения СГ. Термическая деструкция ОГ с помощью ударного нагрева до 900-1000^оС приводит к вспучиванию (расщеплению) кристаллитов. В качестве основного механизма термического расщепления кристаллитов ОГ предложен резкое повышение давлении в межслоевых пространствах углеродных плоскостей при интенсивного перехода внедренного вещества в газообразное состояние и разрыв межатомных связей. Между тем, в работе [2] показано, что термическое расщепление происходит и в образцах ОГ, где соотношение газообразующих и углеродных компонентов находилась 1:600.

В настоящей работе на основе результатов комплексных дифракционных (рентгенография и электронная микроскопия) исследований обсуждается структурные аспекты превращений СГ в ОГ и ТРГ.

2. Материалы и методы

Окисленный графит были получены промывкой в воде и других жидкостях и сушкой при 80-100⁰С продуктов химического и электрохимического внедрения концентрированных растворов HNO₃ (ОГ-I) и H₂SO₄ (ОГ-II). Взаимодействия сильных окислителей с графитом приводит к образованию ковалентных связей между молекулами окислителей и атомами углерода, что приводит к нарушению планарности углеродных слоев и появлению новых дефектов.

Термически расщепленный графит получали нагревом ОГ от комнатной температуры до 400°С со скоростью 15-20 градусов в минуты. Термически расщепленный графит (ТРГ) характеризуется существенной гофрировкой базисных графитовых слоев, что выгодно отличает его от природного графита.

Реальная структура ОГ и ТРГ образцов исследовались комплексом рентгенографических и электронно-микроскопических методов. Дифрактограммы были получены дифрактометре ДРОН-УМ1 в режимах непрерывного и поточечного сканирования с чагом 0,001 угловых градусов. Электронно-микроскопические исследования проводили с помощью микроскопа УЭМВ-100 при ускорящем напряжении 50 и 75 кВ.

Величины областей когерентного рассеяния (кристаллические блоки с закономерными распределениями структурных нарушений) определяли из физической ширины дифракционных максимумов 00.1, а протяженность дефектных областей определяли по уширению нулевого максимума и электронно-микроскопических изображений

3. Описание результатов и их расчет

Дифрактограммы ОГ-I и ОГ-II состоит из ассиметрично расширенных и смещенных в сторону меньших углов 00.1 максимумов 2H-графита (рис.1а). Профили максимумов hk.0 и hk.1 в зависимости от параметров получения ОГ изменяется сильно и сливаются с фоновым рассеянием в виде широких диффузных полос. Постоянные решетки «*c*» образцов ОГ-I и ОГ-II изменяются в пределах 6.73-6.77 Å и 6.72-6.75 Å, соответственно. Аппроксимация экспериментально измеренных ширины максимумов 00.1 и электронно-микроскопические изображения кристаллитов дают следующую картину реальных структур кристаллитов ОГ: кристаллиты ОГ состоят из когерентно рассеивающих блоков размерами D \approx 600 \div 800 Å вдоль направлении «*c*» и из областей с разориентацией относительно друг друга на 1-3^o с размерами D_д \approx 80 \div 120Å, в которых измененяются постоянные решетки как в направлении «*a*», так и направлении «*c*» оси (рис. 2). Турбостратность структуры ОГ образцов увеличивается с увеличением основных параметров технологического режима получения ОГ. Данная субструктура в ОГ возникает начиная с концентрации 10% серной кислоты.



Рис.1. Фрагменты дифрактограммы образцов ОГ (а) и ТРГ (в), полученной в СиК_а - излучении. Вставки к рисунку: А - профили максимума 00.2 кристаллического графита и образца В при ОГ и ТРГ состояниях; В - профиль максимума 10.0+10.1 образца В при ТРГ состоянии.

Электронограмма отдельных кристаллитов показали расщепления максимумов типа hk.0 на два компонента (рис. 3а). Расщепления рефлексов имеют радиальный характер, ближе к центру электронограммы расположен компоненты со слабыми интенсивностями. Принимая этих рефлексов за узлы обратной решетки, соответствующий усредненной структуре дефектных областей кристаллитов, для величины постоянной решетки с помощью простых соотношений получаем а_д=2.55Å, при а₃=2.462 Å для нормального графита. Электронно-микроскопические изображения кристаллитов ОГ характеризуется многообразием форм границ раздела контрастных областей (рис.3 в и с). В окрестности границ кристаллических блоков и значительных пор, на темнополных изображениях возникают муаровые узоры, показывающие на изменение величины и направлений деформации углеродных слоев. Периоды муаровых узоров различаются при переходе от одной участки кристаллита в другой.



(a) (B) Рис. 2. Зависимости D от продолжительности (a) и концентрации раствора (в) для образцов ОГ-I и ОГ-II.

Образцы ОГ-I и ОГ-II при температурах 540 и 440 К, соответственно, переходят в ТРГ. Данный процесс сопровождается слабым акустическим шумом. На дифрактограммах ТРГ образцов максимумы 00.1 становятся более симметричными, а максимумы типа hk0 и hkl восстанавливаются в виде широких асимметричных линий (рис. 1в). Значения «c» ТРГ-I и ТРГ-II изменяются в интервалах 6.731-6.738 Å и 6.722-6.727 Å, соответственно. После термического расщепления заметно усиливаются интенсивность диффузного рассеяния. Расчет для резкой границы в распределении интенсивности рассеяния в окрестности нулевого максимума дает значении $D_{д} \approx 120 \pm 10$ Å (рис. 2). Увеличение интенсивности диффузного рассеяния комплексами углеродных плоскости и кластерными включениями вещества раствора, закрепленные на дефектах решетки и границах раздела кристаллических болоков. Границы кристаллических блоков и пор не устраняются полностью и после термолиза. Сохранение этих областей придает ТРГ образцам отличительных от природного графита физико-химические свойства.



Рис. 3. Электронограмма (а), светлопольный (в) и темнопольный изображения (с) кристаллитов ОГ.

4. Обсуждение

Рентгенографические и электронно-микроскопические исследования показали, что в ОГ состоянии межатомные расстояния расширяются как вдоль оси "С", так и перпендикулярных к нему направлениях. Области с расширенными межатомными расстояниями распределены по кристаллу неравномерно, концентрируясь на отдельные плоскости. Размеры и характер распространения области с расширенными межатомными расстояниями определяются с условиями получения ОГ. После терморасщеплении определенная часть структурных дефектов сохраняются и связанных с ними упругая напряжения кристаллитов не релаксируется. Процессы интеркаляции и деинтеркаляции молекул раствора являются одним из основными факторами формирования реальной структуры ОГ и ТРГ. На основе изложенных результатов был предложен единый физический механизм превращения графита в ОГ и ТРГ. Считалось, что в состоянии ОГ остаточные включения распределено в пространстве кристаллитов случайным образом и не полностью заполняют всевозможные межплоскостные пространства углеродных сеток. Соотношение количества молекул остаточных соединений и атомов углерода выделенного объема кристаллического пространства не достаточно в газообразования, создающих способных разрыву множества межатомных связей за критических давлений. Поэтому, газообразование остаточных соединений при ударном нагреве является только одним из стимулирующих факторов процесса терморасщепления.

Структура матрицы представляет собой последовательность слоев гексагонально соединенных атомов углерода ...ABABAB....В СГ слои интеркалата находится между двумя углеродными плоскостями, где все атомы верхнего слоя находятся над атомами нижнего слоя. Согласно дислокационному механизму скольжения плоскостей, для получение такой упаковки, интеркалированные слои расширяя расстояний между углеродными слоями, должны обеспечить скольжению перед собой частичной дислокации, не реализуемой в обычных условиях из-за высокой

упругой энергии. При удалении интеркалированного вещества углеродные слои стремятся занимать прежних или эквивалентных к такому позиций. Такое скольжения плоскостей возможно тогда, когда следом фронта удаляемых слоев интеркалата проходит те же или эквивалентных ему частичные дислокации. Внедрение и удаление интеркалата происходит случайным образом, следовательно на фронтах интеркалированных слоев возникают изгибы углеродных плоскостей. В местах сильных изгибов при деинтеркаляции образуются дислокационные петли двух типов: ваканционные и междоузельные. Молекулы интеркалата и примеси, не удаляемые при промывке, являются барьерами для движении дислокаций. Дислокации могут огибать их и образовать петля с включениями. В указанных местах возникают деформация межатомных связи противоположных знаков, т.е, образуется кристалл с высокой флуктуацией плотности (рис. 4). Области отрицательной флуктации плотности в литературах называется дилатонами [3].

Выделим в области отрицательной флуктуации плотности одномерной цепочки, соответствующей атомному ряду вдоль оси "С" графита. Обозначим размера отрицательного $r - r_0$

дилатона через l, а мощности как $\mathcal{E}_{_{\mathcal{N}\mathcal{K}}} = \frac{r - r_0}{r_0}$, где $\mathcal{V}_0 = 3.35$ А-расстояние между атомами в

нормальном кристалле, *r* - в области дилатона. Определим температурные предели устойчивости этого дилатона. Рассматривая область дилатона как некоторую подсистему, атомы которой совершает колебания с собственной частотой, отличной от частоты остальной части цепочки, находим баланс энергии цепочки в виде

$$\sum_{k'} \hbar \omega(k') dn(k') = \frac{2}{L} \sum_{k} \hbar \omega(k) n(k) \frac{\partial \omega(k)}{\partial k} dt - \frac{2}{l} \sum_{k'} \hbar \omega(k') n(k') \frac{\partial \omega(k')}{\partial k'} dt,$$
здесь L-длина цепочки, $-(\pi/r) \le k' \le (\pi/r)$

волновой вектор в области дилатона, $\bar{n}(k), \bar{n}(k')$ -числа заполнения фононных состояний вне и внутри области дилатона l. Левая часть уравнение описывает увеличение энергии дилатона l, первый член правой части выражает собой приток энергии извне, второй член отток энергии из области дилатона, переносимой акустическими фононами. При высоких температурах и в приближении квазилокального температурного равновесия уравнение баланса запишется В виде $l\frac{dT}{dt} = 2Ts - 2Ts'$. Здесь *S* и *S'*-средние скорости звука вне и внутри области флуктуации. Решение этой уравнении с учетом начального условия T'(t) = T выглядит следующим образом: $T'(t) = T \frac{s}{s} - T(\frac{s}{s} - 1)e^{-\frac{2s't}{l}}$. Отсюда видно, что за время $\tau \leq (\frac{l}{2s})$ происходит аккумуляция энергии в область дилатона l до влечины $T' = T_{_{Hac}} = T \frac{s}{s}$. Это дополнительная энергия вследствие ангармонизма ведет к дальнейшему тепловому тепловому расширению области флуктуации плотности энергии. Одновременно с процессом увеличения $\mathcal{E}_{_{\mathit{ЛОК}}}$ происходит конкурирующий процесс уменьшение $\mathcal{E}_{_{\mathit{ЛОК}}}$ вследствие упругой релаксации. Условие того, что локальное тепловое расширение доминирует над упругой релаксацией выглядит $\frac{\Delta r'}{r'} > \varepsilon_{\text{док}}$. Это условие и определяет критической локальной $\mathcal{E}_{\kappa p}$ расширении решетки в области флуктуации плотности, при котором возникает необратимое увеличение энергии внутри флуктуации за счет притока фононов извне. В явном виде условие выглядит как

$$\frac{kT\gamma(2e^{-2a}-e^{-a})}{D2\alpha^2r_0^2\varepsilon_{_{NOK}}(1+\varepsilon_{_{NOK}})} \ge 1 \quad (*),$$

где \mathcal{E}_{np}^{0} - критическое удлинение, когда межатомный связь рвется механически. Анализ показали, что атермическая составляющая прочности очень высока и составляет 0.4÷0.8 от теоретической прочности. Однако, в местах скопления дефектов решетки условия возникновения критического дилатона смягчается на $\frac{\mathcal{E}_{np}}{\mathcal{E}_{np}^{0}} = \frac{r_{0}}{\Lambda}$, где $\Lambda = (4\div12) \mathcal{V}_{0}$ -длина свободного пробега

зародычевого фонона [3]. При достижении критических размеров и мощности, дилатон распадается микровзрывами с звуковой, световой и электрической эмиссиями.

Проверим выполнимости условии (*) в интересующих нас температурных интервалах. При расчетах используем следующие справочные величины: $r_0 = 3.35A$, $\alpha \approx 2A^{-1}$, $\gamma \approx 10.5$ -параметр Грюнайзена вдоль цепочки, $D \approx \varepsilon = 5.4336$ -энергия разрыва связи для C(тв) \rightarrow C(газ), $\varepsilon_{_{KP}}^0 = 0.103$. При $\Lambda = 4r_0$; $\Lambda = 8r_0$; $\Lambda = 12r_0$; $\Lambda = 16r_0$ и $\Lambda = 20r_0$ получим

 $\frac{D}{kT} \ge 3.1; \frac{D}{kT} \ge 7.1; \frac{D}{kT} \ge 11.3; \frac{D}{kT} \ge 16.3; \frac{D}{kT} \ge 21$, соответственно. Это означает, что образования

дилатона длиной $(4\div20)r_0$ приводит уменьшению энергия связи атомов внутри дилатона на $(3\div21)$ раза. При этом, термическая составляющая прочности межатомной связи уменьшается от 1.75 эВ до 0.25 эВ. Если, аккумулированная извне тепловая энергия увеличивает температуры дилатона на $(5\div10)$ Т, дилатоны с $\Lambda = (15\div20)r_0$ теряют устойчивости при температурах 400-600 К. Образцы из серии ОГ-I и ОГ-II расщепляются при температурах 440 и 540 К, соответственно. Отметим, при этом обнаруживали слабой акустической эмиссии. Следовательно, при химическом окислении образуются более длинных и мощных дилатоны, по сравнению с электрохимической.

Таким образом расчеты показали, что изменение силы межатомных связи происходит как при формировании ОГ-структур, так и при нагреве до температуры расщепления. Образования дилатонов с $\Lambda = (4 \div 12)r_0$ при получении ОГ-структур и рост их мощности и размера до $\Lambda = (15 \div 20)r_0$ при нагреве являются последовательными этапами процесса получения ТРГ-материалов. При достижении тепловой энергии, аккумулированных в дилатонах до величину, необходимого для увеличению температуры на 5-10 раз в области дилатона, межатомные связи необратимо расширяются и разрываются. ОГ переходит в ТРГ состоянии.

Литература

1. А. С Фиалков. Углерод, межслоевые соединения и композиты на его основе. М.: Аспект-Пресс. 1997. 718 с.

2. Б. А. Абдикамалов, У. К. Ерназаров. Структура графита при ОГ- и ТРГ состояниях.// Узбекский физический журнал, 1995, №2, С.61-63.

3. С. Н. Журков. Дилатонный механизм прочности твердых тел.// ФТТ. 1983. Т.25. Вып. 10. С.3119-3123.

IMPROVING SUPERCONDUCTIVITY OF COATED YBACUO/GDBACUO TAPES BY IRRADIATION WITH ACCELERATED ELECTRONS

Elvira Ibragimova^{1,*}, Nurmukhammad Iskandarov², Malika Mussaeva¹, Khamdam Nazarov², Ulugbek Kurbanov¹ and acad. Behzod Yuldashev¹

¹ Institute of Nuclear Physics Uzbekistan Academy of Sciences, Mirzo Ulugbek district, 100214 Tashkent, Uzbekistan, *E-mail: <u>ibragimova@inp.uz</u> (corresponding author)

²Center for Advanced Technologies Ministry of Higher Education, Science and Innovation, University street, 3a house, Almazar district, 100174, Tashkent, Uzbekistan

Abstract

Recently IEEE society has elaborated a roadmap for high- T_c superconductor (HTSC) applications in electric power sector to modernize generators and electric power grid. Since 1987 INP UzAS has been studying radiation effects and developing radiation technologies for increasing the critical current density J_c in self and applied magnetic field (0.1-10 Tesla) in cuprate materials and lately in industrial coated YBaCuO and GdBaCuO tapes. Samples were exposed to various fluencies/ doses of neutron and gamma spectra of U fission, >10 MeV proton beams, ⁶⁰Co converging gamma-field, ~MeV electron beams at different dose rates and 77-1000 K. The analytic data were obtained with modern techniques: SEM-EDS, XRD, M(T,H), and Hall effect (0.55 Tesla). Below the radiation damage level of destroying the superconducting state, we found such structure modifications, when magnetic flux pinning centers are generated at the concentration of $10^{16}-10^{17}$ cm⁻³ and both T_c and J_c increase. Such an optimized current vortex state exists in 80-300 K. As irradiation with 1-5 MeV electron flux do not produce long living radionuclides, it is applicable for industrial technology of radiation treatment of long cable. (180w.)

Key words: high- T_c superconductors, electric power grid, radiation technology, pinning centers

1. Introduction

Electricity is the fastest-growing form of energy for consumption. The International Energy Agency (IEA) stated that the world energy system is under stress and estimates \$16.4 trillion of investment. For example, in USA 70% of large power transformers and transmission lines and 60% of circuit breakers are out-of-date. Similar situation is in Uzbekistan. Some leading IEEE members have elaborated a roadmap for hightemperature superconductor (HTSC) applications in electric power sector [1]. The principal benefit of HTSC cables is that they are 50 times less weight and capable of carrying ×500 more power at micro voltages compared to the best existing metallic cable technologies based on high voltages [2]. Therefore HTSC have the innovative technical potential to facilitate electric grid modernization, increase efficiency, significantly reduce losses and improve energy security. Several key technology areas include wires, cryogenic systems, cables, superconducting fault current limiters (SFCL), off-shore wind turbine generators, superconducting magnetic energy storage (SMES), and transformers, and also for nuclear power facility [3-7]. The leading companies (USA - SuperPower, AMSC, STI; Japan - Fujikura, Suminoto; Russia - S-Innovations, SuperOx; Germany - Bruker, THEVA; Korea - SuNAM; Denmark - NKT, Nexans) produce ~ 1000 km/year of wire made from YBaCuO, REBaCuO, BiSrCaCuO and MgB2 (the cheapest \$10/kAm), of them YBCO passes the highest critical current $I_c > 2$ MA/cm² at 77 K but is 10 times more expensive than MgB₂ [1,2,4,8]. Modern requirements for the HTSC applications are the following: SMES - solenoid 3.65 MJ, the maximal magnetic induction $B_{\text{max}} = 5$ T, pulse $I_c > 7.8$ kA, cooling with liquid Neon (20 K) or better Nitrogen (77 K); Cyclotron for 230 MeV, $B_{\text{max}} = 2$ T, engineer $I_c > 4-5$ kA; Nuclotron $-B_{\text{max}} = 2$ T, pulse $I_c > 6$ kA; a single SFCL module 3.3 kV, 0.5 kA at 77 K. Current leads based on REBCO were successfully charged with 18 kA at 100 A/s ramp rate at 77 K, which is the highest current capacity [9]. The challenge is to increase I_c a few times, especially in applied magnetic



Fig. 1. (a) Nanostructure of one isolated vortex-rod, in its cross-section the distributions of magnetic field λ and order parameter 2ξ ; the vector-lines circling the vortex are the supercurrent screening the vortex magnetic flux; the inter-vortex distance exceeds 2ξ and depends on H,T; (b) the unit cell of YBa₂Cu₃O_{7-x}, where $x \sim 0.05$ – the number of vacant O(1) sites pinning vortex between Cu101 chains, superconducting Cu2O₂ planes; (c) microstructure of layered coated YBa₂Cu₃O_{7-x} tape [10].

field > 3 T, when Abrikosov vortices creep and magnetic resistance appears, and hence I_{cm} decreases. The only way to increase I_{cm} is to pin the vortices in the surface layer (Fig.1a). The record critical current density J_c above 15 MA/cm² at 30 K, 3 T in 2.2 µm was gained in heavily-doped (Gd,Y)BCO superconductor tapes because of non-conducting pinning nanorods on buffer layer (Fig.1c) oriented along c-axis (fig. 1b) [10,11]. Two basic flux-pinning mechanisms in thin YBa₂Cu₃O_{7-x} microfilms with the J_c higher than the best crystal were studied earlier by [12], who found that the strongest core pinning is due to the large density of point defects $\approx 3.5 \times 10^{12}$ cm⁻² (they are spaced ≈ 5.3 nm) in CuO₂ planes and occurs at small magnetic induction ~mT, while the magnetic pinning occurs on a length scale λ_{ab} . The experimental values for $\xi_{ab}=1.5$ nm and $\lambda_{ab}=250$ nm, and they increase when the temperature grows. In 1987 the first positive results of flux pinning at strong magnetic fields, causing the magnetization and J_{cm} enhancement after moderate doses of neutron and ion irradiations in single crystal YBa₂Cu₃O_{7-b} were published in [13]. Irradiation of YBCO single crystals with 2.5 MeV electrons in the superconducting state at 4 and 20 K to the dose 10¹⁸ cm⁻² resulted in generation of positrons with a half-time 190 and 250 ps at 300 K, that is the direct evidence of nuclear reactions with Cu or O; even intensive laser pulse could induce oxygen disorder in CuO chains that recovered by heating >200 K [14].

Since then INP UzAS has been studying radiation effects and developing radiation technologies for increasing the critical current density J_c in self and applied magnetic field (0.1-5 Tesla) in YBCO materials [15-17]. Samples were exposed to various fluencies/doses of neutron and gamma spectra of U fission, 9-18 MeV proton beams, ⁶⁰Co converging gamma-field 1.17 and 1.33 MeV, 0.3-5 MeV electron beams at different dose rates and 77-1000 K. The main results were: dense anisotropic YBCO ceramics was sintered in the gamma-field in air without long-term annealing in oxygen and had superconducting $T_c > 90$ K; fluency 10^{19} cm⁻² of 300 keV electrons at 320 K induced oxygen disorder and decreased T_c in 1-2 K, and paramagnetic-to-diamagnetic transition at 200 K, but no flux pinning above 1 T at 70 K; while 1 MeV electrons could generate cation-anion defect clusters which pinned flux at 2-4 T.

Here we report our latest researches on coated HTSC cuprate tapes **aimed** at improving crystal structure and enhancing the flux pinning at irradiation with accelerated electron beam.

2. Samples and experimental methods

2.1. Samples. HTSC-2G tapes SuperOx-YBaCuO-1,2 and GdBaCuO-3 were manufactured by Sinnovation by the patented method [18]. Cables made from GdBaCuO tapes pass the engineer current >1.5 kA at 77 K, 3 kA at 65 K in self field, and 4 kA at 4.2 K in 8 T [4]. They contain 14-elements and have 7layers with macroscale and micro-nanosized interfaces Ni-Cr-alloy/oxide-dielectric, HTSC/Ag, HTSC/dielectrics, Ni-alloy-Cu and Cu/Ag (fig.1c). In this anisotropic structure of YBa₂Cu₃O₇ or GdBa₂Cu₃O₇ (fig.1b) Y³⁺ is a scalar nonmagnetic impurity, and Gd³⁺ is a vector magnetic impurity, each separating two adjacent CuO₂ planes, where Cooper pairs move without energy dissipation [19]. Therefore their magnetic response differs one from another. Besides, the Ni-steel substrate is ferromagnetic. Prior irradiations all samples were studied at SEM-EDS (EVO MA10 Zeiss and JEOL JSM-IT200), XRD (Empyrean), Gaussmeter Model GM2 (AlphaLabInc) with the standard Hall probe at 77 K and 300 K at magnetic field of ~ 0.1 T, and Hall-system HMS-7000 at 80-300 K and magnetic field 0.55 T. 2.2. Irradiation conditions. Irradiation of the YBCO-tapes with 10-25 MeV electrons to doses 10^{17} - 3×10^{18} cm⁻² resulted in degradation of superconductivity, although at radiation-damage doses below 10^{18} cm⁻² $D \sim 10^{-4}$ displacements per atom, no degradation of HTSC occurred [20]. GdBCO tapes have J_c 3-5 MA/cm² at 77 K in self-field, and 2.5 MeV proton fluency 6×10^{15} p/cm² was determined as the threshold of I_c degradation [21]. Since Cu, Ba, Y captured neutrons and protons and generated long-living radionuclides, more promising for industrial applications were electron beams.

Taking into account these results on the tapes and our early ones on YBCO crystals, we chose the following conditions: samples were irradiated in air with 4-5 MeV electron beam to doses $10^{14} - 10^{15}$ el/cm² at 273-280 K, at current density $0.4 - 1 \ \mu$ A/cm², corresponding electron density $\leq 10^{12}$ cm⁻² or >10 nm spacing of electrons, which is > ξ_{ab} and < λ_{ab} , and according to [12], for inducing the largest flux pinning the point defect density is ~ 10^{12} cm⁻². Thus, these irradiation conditions would not destroy the Cooper pairs and leave some space for Abrikosov vortices around each point defect.

3. Results and discussions

3.1. Microstructure and local element analysis. Fig.2 shows SEM images and local EDS spectra registered from the numbered spots (A,B), and also as a colored map for each found element (C,D,E,F).



Fig 2. SEM image of non-irradiated 3-GdBaCuO tape lateral cut view (A) and EDS spectrum 85 of HTSC layer (B) on steel (89-91) with metal coatings (88,92); YBCO-1 (C,D), YBCO-2 (E), GdBCO-3 (F) after irradiation 5×10^{14} el/cm²

SEM-image (A) shows that cutting the tape resulted in splitting of PbSn, Cu, Ag coatings (spectra 87-92) from HTSC layer (sp.85,89-91) on Ni-Cr-Mo-Fe-W steel substrate (sp.86) with buffer nanofilms of Al_2O_3 (sp.86) and MgGeO (sp.91). The outer PbSn coating (sp.92) has a dendrite microstructure enriched with Pb (light contrast) over a homogeneous film enriched with Sn (gray). EDS spectra of electron-irradiated samples in the element map mode allows to see all lines of detected elements and their ratio.

3.2. Magnetization in the superconducting state (Meissner effect) and in the normal state.

Irradiation	Sample	Non-irrad.	Electr. beam 0.4 µA Electr. beam 0.4 µA		Electr. beam 1 µA	
Dose [cm ⁻²]		0	10^{14}	5×10 ¹⁴	10 ¹⁵	
Induction	1-YBCO	4	10.3	6	11	
at 77 K	2-YBCO	6	7	7	6	
[Gauss]	3-GdBCO	5.5	6	7.5	8.5	

 Table 1. Magnetic induction at 900 Gauss of the tapes at 77 K measured with Hall probe after irradiations in air by 5 MeV electrons to different doses at various electron beam currents

Table 1 demonstrate the most pronounced effect of increasing magnetization in 1-YBCO after the electron irradiations due to generation of artificial pinning centers. A bit less effect but proportional to the irradiation dose was gained in 3-GdBCO.

3.3. Hall resistivity (80-320 K) at magnetic field 0.55 Tesla

Fig.3 show the resistivity of the samples when $I \parallel B$ for non-irradiated and electron irradiated samples. Doses 10^{14} and $5 \cdot 10^{14}$ el/cm² were obtained at the beam current 0.4 µA, and 10^{15} cm⁻² at 1 µA.



Fig. 3. Resistivity of the samples irradiated at 5 MeV electron beam in air: (A) -1-YBaCuO, (B) -2-YBaCuO, (C) -3 GdBaCuO: 1 – reference, 2 – 10¹⁴ el/cm²; 3– 5·10¹⁴el/cm², 4– 10¹⁵ el/cm²;

The electron dose 10^{15} cm⁻² at the beam 1 μ A/cm² (Fig.2 curves 4) have caused the shift of onset T_c to 120 K and significant drop of the resistivity at 100 K < 0.1 μ Ω in 2-YBCO and < 1 μ Ω in 3-GdBCO, which are less than in non-irradiated samples. Since the induced amorphization related to oxygen disordering (transition from superconducting orthorhombic to normal tetragonal phase), it recovered easily (resulting in the initial resistivity below μ Ω-cm due to a higher oxygen mobility in CuO chains with plenty of oxygen vacancies and large defect instability area [14], when irradiated at the electron current density 1μ A/cm² to the dose 10^{15} cm⁻². The common resistivity peak at 100 K, growing proportionally to the irradiation dose and annealed <200 K, can be attributed to paramagnetic defects in Cu-O-chains. This result agrees well with our previous data on γ -irradiations at 77 K [15,17] and other's at 4-77 K caused by positron generation and reviewed in [14]. Unexpected difference in behavior occurred just above T_c between 1-YBaCuO and 2-YBaCuO. Difference in peak at 260 K for both YBCO and at 280 K for GdBCO can be attributed to defects in double CuO₂ planes, which are spaced differently by non-magnetic Y³⁺ and magnetic Gd³⁺ [19]. Recent molecular dynamics simulations of radiation damage in YBa₂Cu₃O₇ demonstrated, that during the cascade of fast neutron induced defects, the interstitial sites between CuO chains (fig.1b) are populated with oxygen interstitials [22].

3.4. XRD structure and phase analyses

At first one should emphasis, that XRD identifies the crystal structure and estimates its volume amount in % only for crystalline phases, while amorphous phases are seen as a broad scattering band at low angles. Non-irradiated samples 1-YBaCuO and 2-YBaCuO contain Y_2O_3 (Ia-3) and CuO(C2/c), and 3-GdBaCuO contains Gd₂O₃(Ia-3) interface nanophases. It means, that the pinning centers in the non-irradiated tapes are oxide nanophases at the interfaces of HTSC. After electron irradiation to 10^{15} cm⁻² there appeared 22% of a new YCuO₂(R-3m) nanophase in 1-YBaCuO; the superconducting YBa₂Cu₃O₇(Pmmm) phase increased up 47% at the expense of Y_2O_3 and CuO phases decrease, the ration of Gd₂O₃ to GdBa₂Cu₃O₇ increased, i.e. the irradiation induced re-crystallization of the interfaces.

Conclusions and Perspectives

By using the set of modern spectral and microscopy devices and the available irradiation facility, we found such structure modifications, when magnetic flux pinning centers are generated at the concentration of 10^{16} - 10^{17} cm⁻³ spaced 200-300 nm to allow accommodation of current vortices and both T_c and J_c increase. Such an optimized current vortex state exists in 80-300 K. As irradiation with 1-5 MeV electron flux does not produce long living radio-nuclides, it is applicable for industrial technology of radiation treatment of long cable by rewinding across the flux.

Thus effect of nuclear irradiation does not always damages structure and degrades functions of materials. There exist particular ranges of energy/intensity/dose/temperature where structure modification may result in improving the properties and even find new functions for old materials.

Implementation of SFCL units in the Moscow city grid fragments at 220 kV, 2.4 kA, 528 MVA has got the economic yield 5 bln USD. HTSC coil at not too high current 1.5 kA but in high magnetic field 11.5 Tesla at 20 K will allow to design more compact magnetic-resonance tomography with a higher resolution <0.1 mm.

Acknowledgements

The research is supported in parts by Program of fundamental and applied researches for Institute of nuclear physics by Uzbekistan President Decree No 4526 of 21.11.2019 and collaboration with CAT and JINR. The authors appreciate Prof. S.I. Tyutyunnikov and M.S. Novikov for providing the industrial HTSC coated tapes and closed interest in the researches, and are grateful to Dr Nusretov R. for help in obtaining micro-images and EDS maps.

References

1. B.G. Marchionini *et al*, High-temperature superconductivity: A roadmap for electric power sector applications, 2015-2030. IEEE Trans. Appl. Supercond. **27**, 1-7 (2017).

2. W. Hazelton *et al*, Recent developments in 2G HTS coil technology. IEEE Trans. Appl. Supercond. **19**, 2218-2222 (2009).

3. Y. Shiohara, T. Taneda and M. Yoshizumi. Overview of materials and power applications of coated conductors project. Japan. J. Appl. Phys. **51**, 010007 (2012).

4. M.S. Novikov *et al*, Preparation and experimental investigation of heavy-current transposed HTS Conductors. IEEE Trans. Appl. Supercond. **23** #3 (2013)

5. M.W. Rupich *et al*, Engineered pinning landscapes for enhanced AG coil wire. IEEE Trans. Appl. Supercond. EUCAS (2015).

6. P. Bruzzone *et al.* LTS and HTS high current conductor development for DEMO. Nucl. Fusion **58**, 103001 (2018)

7. Kulikov *et al*, Superconducting joint fabrication for HTS 2-generation GdBCO/YBCO tapes. Supercond. Science & Technol. **33** #1 (2020).

8. A. Molodyk *et al*, Development and large volume production of extremely high current density YBCO superconducting wires for fusion. Nat. Res. Sci. Rep. **11**, 2084 (2021)

9. I.A. Kovalev et al, Test results of 12/18 kA REBCO coated current leads. Cryogenics 85, 71-77 (2017)

10. [10] W.-K. Kwok *et al*, Vortices in high-performance high-temperature superconductors. Rep. Prog. Phys. **79**, 116501 (2016)

11. V. Selvamanickam *et al*, Critical current density above 15 MA cm⁻² at 30 K, 3 T in 2.2 μ m thick heavily-doped (Gd,Y)Ba₂Cu₃O_x superconductor tapes. Supercond. Sci. Technol. **28**, 072002 (2015)

12. T.L. Hylton and M.R. Beasley, Flux-pinning mechanisms in thin films of $YBa_2Cu_3O_x$. Phys. Rev. B Rapid Commun. **41**, 11669-72 (1990).

13. [A. Umezawa *et al*, Enhanced critical magnetization currents due to fast neutron irradiation in single-crystal YBa₂Cu₃O_{7-b}. Phys. Rev. B: Condens. Matter **36**, 7151-7154 (1987).

14. Y. Quere, Radiation effects in old and new superconductors. Nucl. Instrum. Meth. B 33, 906-912 (1988).

15. O.Yu. Polyak, and E.M. Ibragimova, The effect of gamma-irradiation on YBa₂Cu₃O_{7-x} ceramics and monocrystals in the superconducting state. Phys. Stat. Sol. A **122**, k45-k50 (1989).

16. [M.A. Kirk, E.M. Ibragimova, J.K. Giapintzakis and D.K. Ginsberg, Bull. Amer. Phys. Soc. Meet. **41** (1), R242 (1996).

17. E.M. Ibragimova and M.A. Kirk, Modification of structure and properties of superconducting YBaCuO crystals by combined irradiations. Mater. Res. Soc. Symp. Proc. **659**, II7.8.1-6 (2001).

18. G.N. Mikhailova *el al*, Method for treatment of high-temperature superconductor. Patent of Russian Federation # **2477900** of 2013

19. A.V. Balatsky, I. Vekhter, and J.X. Zhu, Impurity-induced states in conventional and unconventional superconductors. Rev. Mod. Phys. **78**, 373–433 (2006).

20. V.P. Aksenov *et al*, Effect of irradiation by high energy electron and ion beams on the variation of critical parameters of second-generation YBCO(123) tapes. Doklady Physics **54**, 451-453 (2009).

21. L. Antonova *et al.*, T. Demikhov, A. Troitskii, A. Didyk, A. Kobzev, A. Yurasov, S. Samoilenkov, and G. Mikhailova, Effect of 2.5 MeV proton irradiation on the critical parameters of composite HTS tapes. Phys. Status Solidi C **12**, 94-97 (2015) / DOI 10.1002/pssc.201400104

22. R.L. Gray, M.J.D. Rushton and S.T. Murphy, Molecular dynamics simulations of radiation damage in YBa₂Cu₃O₇. Supercond. Sci. Technol. **35**, 035010 (2022)

ПРИМЕНЕНИЕ ИОННОЙ БОМБАРДИРОВКИ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЕ НАНОКОНТАКТОВ НА ПОВЕРХНОСТИ GAP

Донаев С.Б, Умирзаков Б.Е, Ширинов Г.М

Ташкентский государственный технический университет им. Ислама Каримова E-mail: <u>ganjimurod777@gmail.com</u>

Аннотация

В работе для получения тонких омических контактов поверхность монокристаллов GaP(111) предварительно бомбардировался ионами Ar^+ с энергией $E_0 = 2$ кэВ при дозе $D = 2 \cdot 10^{17}$ см⁻² в вакууме 10^{-7} Па. Уставлено, что после бомбардировки ионами Ar^+ поверхностная концентрация Ga увеличивается до 90 ат.%. Для получение контакта на поверхность GaP(111) осаждены атомы Ni с толщиной ~ 1000 Å. Металлизация поверхности GaP позволило уменьшит толщину полного контактного слоя d_n на 3-4 раз.

Ключевые слова: имплантации, низкоэнергетического, поверхности, полупроводник, контактов, бомбардировки.

Бинарные полупроводники $A^{III}B^{V}$ и многокомпонентные гетерострук-туры на их основе широко применяются в создании различных приборов опто-, микро- и наноэлектроники. В частности, многослойные структуры со слоями GaP, GaAs, GaInP, AlGaInP применяются и имеют перспективы для изготовления лазерных диодов, солнечных элементов, фотоэлектрических и оптоэлектронных устройств [1]. При создании МДП, ПДП структур особый интерес представляет создание на поверхности этих полупроводников надёжных ультратонких омических контактов. Получить ультратонкий омический контакт металл – полупроводник связан ряд трудностями и завысить от многих факторов таких, как морфологии поверхности типа проводимости полупроводник, а степени легирования и окисления, высоты барьера Шоттки и др. Кроме того во многих случаях такой контакт будет вентильным, и вследствие взаимодиффузии атомов глубина проникновение атомов металла в полупроводник доходит до 500 – 600 Å. После прогреве она ещё увеличивается. Для получения сверхтонких контактов на наноразмерных структурах используется ряд методов фазового расслоения; метод низкоэнергетического ионного легирования; метод осаждения многослойных композиций, а также метод непрерывного нагревания контакта М – П/П.

Эти методы в основном использовались для Si и Ge. Каждый из этих методов обладая определенными преимуществами не лишени и недостатков. В работе [2] для получение надежных омических контактов на Si использовано метод имплантации ионов Ba⁺ с вариацией энергии E₀ в диапазоне от 5 до 0,5 кэВ. Во всех случаях доза ионов составляла ~ $6 \cdot 10^{16}$ см⁻². Для кристаллизации ионно – имплантированных слоев и получение силицидов бария проводился пост имплантационный прогрев при T $\approx 100 - 1100$ K. При этом удельное сопротивления ρ для пленок BaSi₂ составляло ~ 50 – 100 мкОм·см. Затем на поверхность силицида напыляли атомы контактирующего металла Ni. Глубина проникновения Ni в Si уменьшается 5 – 6 раз и составляла ~ 100 Å. Такие исследование в случае бинарных полупроводников не проводились [3].

В данной работе мы попытались получить тонкий омический контакт на поверхности монокристалла GaP с использованием метода предварительной бомбардировки ионами Ar⁺.

Перед ионной бомбардировкой образцы GaP(111) обезгаживались при температуре 900 К в течение ~ 4 часа в вакууме $P \approx 10^{-7}$ Па. На рис.1 приведены профили распределения Ni по глубине чистого (кравая 1), ионно – бомбардированного CdS до (2) и после прогрев при T = 800 К в течение 30 мин (3). Видно, что глубина проникновения Ni в случае чистого GaP составляет ~ 600 - 650 Å, а в случае ионно – бомбардированного образца ~ 100 - 120 Å. Нами предварительно установлено, что

при 850 К приповерхностные слои GaP полностью кристаллизуется, а поверхность и граничная область системы Ni – GaP(111) имеют поликристаллическую структуру. Поэтому прогрев ионно - бомбардированный GaP осуществляется при T = 850 К. После прогрева этой системы глубина проникновения Ni увеличивается до 220 – 250 Å, а толщина полного контактирующего слоя d_n составляет ~ 350 - 370 Å: (В случае Ni – чистый GaP значение d_n $\approx 1050 - 1100$ Å) [4].

Во всех случаях, независимо от толщины d_n , значение удельного сопротивления при контактной области составляю ~ (5-8) \cdot 10⁻⁴ ом·см.

Таким образом в данной работе установлено, что предварительная бомбардировки образца GaP(111) ионами Ar⁺ позволяет получит ультратонкие омические контакты с толщиной ≤ 300 Å.



Рис. 1. Профили распределения атомов Ni по глубине системы Ni – GaP(111): 1 - чистий GaP(111), 2 - GaP(111), после бомбардировки ионами Ar⁺ с E₀ = 2 кэВ при D = 2·10¹⁷ см⁻²: 3 – после прогрева при T = 850 K ионно – бомбардированного образца.

Литература

1. Laref S, Mec-abih S, Abbar B, Bouhafs B, Laref A. First-principle calculations of electronic and positronic properties of AlGaAs₂. // Physica. B. 2007, Vol. 396, P.169.

2. Золотарев В.В., Лешко А.Ю., Лютецкий А.В., Николаев Д.Н., Пихтин Н.А., Подоскин А.А., Слипченко С.О., Соколова З.Н., Шамахов В.В., Арсентьев И.Н., Вавилова Л.С., Бахвалов К.В., Тарасов И.С. Полупроводниковые лазеры с внутренней селекцией излучения. // ФТП. 2013, Том 47, Вып. 1, с.124-128.

3. Середин П.В, Домашевская Э.П, Арсентьев И.Н, Винокуров Д.А, Станкевич А.Л, Prutskij T. Сверхструктурное упорядочение в твердых растворах Al_xGa_{1-x}As и Ga_xIn_{1-x}P // ФТП. 2013, Том 47, Вып. 1, с.3-8.

4. Чалдышев В.В, Школьник А.С, Евтихиев В.П, Holden Т. Оптическое отражение и бесконтактное электроотражение от слоев GaAlAs с периодически расположенными квантовыми ямами GaAs. // ФТП. 2006, Том 40, Вып. 12, с.1466-1469.

ВОЛЬТ-АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА МИКРОПЛАЗМЫ В КРЕМНИЕВЫХ p-n ПЕРЕХОДОВ

Марат Тагаев^{1,*} Али Абдреймов¹, Айсанем Хожамуратова¹

¹Каракалпакский государственный университет имени Бердаха, ул. Ч.Абдиров №1, 742012 Нукус, Узбекистан, * E-mail: <u>prof.tagaev@mail.ru</u>

Аннотация.

Причиной МП является появление дефектов в структуре полупроводников, в первую очередь дислокаций. В p - n-переходе имеется несколько локальных мест с разными значениями U_{np} то по мере увеличения напряжения в процесс лавинного пробоя постепенно будут втягиваться одна область за другой и их токи будут добавляться к току через основную часть площади p - nперехода. Проводя анализ этого соотношения по аналогии с (1), приходим к выводу, что при достаточно большом обратном токе через микроплазму на ее вольт-амперной характеристике должен наблюдаться участок сравнительно слабого роста силы тока с напряжением.

Ключевые словы: лавинного пробой, ударной ионизации, дислокаций, запрещенной зоне.

Микроплазменный (МП) пробой обратно смещенных p-n-структур является общим явлением, присущим лавинному пробою реальных p-n-переходов в Si, Ge, GaAs, GaP и т. д. Микроплазмы имеют значительно более низкое напряжение лавинного пробоя по сравнению с однородными областями p-n-перехода и обусловлены локальным увеличением напряженности электрического поля или же локальным увеличением коэффициентов ионизации [1]. При микроплазменном пробое подразумевается участие структурных несовершенств (дислокации) и дефектов p-n-структур. Сейчас преобладает точка зрения, что причиной МП появление дефектов структуры полупроводников, в первую очередь, дислокации [2]. Дислокации могут снизить напряжение пробоя в p-n переход из-за изменения ширины запрещенной зоны Δ Eg вблизи дислокации. К иллюстрируют, сжатие кремния может уменьшить ширину запрещенной зоны на 0,2: 0,4 эВ [3]. Поскольку пороговая энергия ионизации атомов решетки пропорциональна ширине запрещенной зоны, уменьшение последней увеличивает заряд концентрация носителей. Это, в свою очередь, снижает напряжение пробоя вблизи дислокации, что приводит к распаду МП. Аналогичная вариация (уменьшение) ширины запрещенной зоны наблюдается при растяжении образца GaAs [4].

Если напряженность поля в ОПЗ p - n-перехода при подаче обратного смещения превысит некоторое критическое значение \mathcal{E}_n , то носители заряда, ускоряясь в этом поле, на определенном пути будут набирать энергию $E_n=1,5E_g$, достаточную для ионизации атомов полупроводника за счет соударения. В p - n-переходе начнет развиваться процесс ударной ионизации. При каждом акте ударной ионизации горячий электрон или дырка выбивают у атома полупроводника валентный электрон. На энергетической диаграмме \mathcal{E} полупроводника этому акту соответствует переход электрона из валентной зоны в зону проводимости, то есть в результате соударения горячего носителя с атомом образуется пара свободных носителей электрон и дырка. Теперь уже три носителя будут принимать участие в ударной ионизации (рис. 1) [5-6].



Рис. 1. Схема, иллюстрирующая лавинный пробой в *p* - *n*-переходе: зонная диаграмма, иллюстрирующая лавинное умножение при обратном смещении перехода

Вольт-амперную характеристику микроплазмы можно описать формулой то есть

$$U = U_{\Pi p,M} \left(1 - \frac{I_{SM} + I_{\Gamma M}}{I_{o 6 p,M}} \right)^{\frac{1}{U_0}} + I_{o 6 p,M} R_M \quad \text{где} \quad U_{\Pi p,M} = \frac{\varepsilon_r \varepsilon_0 \varepsilon_0 \varepsilon_0^2}{2eN_{d,M}}$$
(1)

Фрактальные свойства микроплазменного пробоя и структурная неоднородность полупроводниковых материалов где N_{dM} - концентрация доноров в микроплазме. Поскольку U_{np} сравнительно слабо зависит от концентрации примеси, то ее можно оставить без значка. Если сопротивление микроплазмы мало (что обычно выполняется для диодов с малым удельным сопротивлением базы) и в выражении членом $I_{обрм}R_{M}$ можно пренебречь, то

$$I_{\rm obp,M} = \frac{S_{\rm M}(I_{\rm SM} + I_{\rm FM})}{1 - \left(\frac{U}{U_{\rm \Pi p,M}}\right)^{U_0}}$$
(2)

где S_м - площадь поперечного сечения микроплазмы.

Полный обратный ток через р -n-переход при U_{прм}<U<U_{пр}

$$I_{\rm obp} = \frac{S_{\rm M}(I_{\rm SM} + I_{\rm \Gamma M})}{1 - \left(\frac{U}{U_{\rm \Pi p, M}}\right)^{U_0}} + \left(S_{p-n} - S_{\rm M}\right)(J_s + J_{\rm \Gamma})$$
(3)

Поскольку обычно $S_M < S_{p-n}$, то микроплазма даст сравнительно небольшую добавку к обратному току диода, но нарастающую с увеличением U.

Таким образом, вместо резкого роста обратного тока при U=U_{np} (рис. 2, кривая 1)





Рис.2. Обратная ветвь вольт-амперной характеристики идеального р - п-перехода (1) и при наличии микроплазмы (2)

Рис.3. Типичная ВАХ диода, наблюдаемая на экране микроплазменного характериографа 1,2,3- первая, вторая, третья МП. Пунктиром указана идеальная ВАХ (вотсутствие МП) [7]
при развитии микроплазменного пробоя наблюдается плавное увеличение I_{обр} при U>U_{прм} (рис. 2, кривая 2). В области напряжений U = U_{up} вольт-амперная характеристика р - n-перехода описывается выражением.

$$I_{\rm obp} = \frac{S_{\rm M}(I_{\rm SM} + I_{\rm PM})}{1 - \left(\frac{U}{U_{\rm np,M}}\right)^{U_0}} + \frac{\left(S_{p-n} - S_{\rm M}\right)(J_s + J_{\rm P})}{1 - \left(\frac{U}{U_{\rm np,M}}\right)^{U_0}}$$
(4)

Если в p - n-переходе имеется несколько локальных мест с разными значениями U_{прм} то по мере увеличения напряжения в процесс лавинного пробоя постепенно будут втягиваться одна область за другой и их токи будут добавляться к току через основную часть площади p - n-перехода.

Проводя анализ этого соотношения по аналогии с (1), приходим к выводу, что при достаточно большом обратном токе через микроплазму на ее вольт-амперной характеристике должен наблюдаться участок сравнительно слабого роста силы тока с напряжением.

Таким образом, предложенная методика определения вольт-амперная характеристика p - nперехода микроплазм позволяет достаточно надежно определить этот ключевой параметр по данным развитии микроплазменного пробоя наблюдается плавное увеличение I_{обр} при U>U_{прм} и, соответственно, параметры токовых шнуров, что играет большую роль в диагностики надежности полупроводниковых диодов, работающих в режиме лавинного пробоя.

Литературы

1.И. В. Грехов, Ю. Н. Сережкин. Лавинный пробой p-n-перехода в полупроводниках. Л. Энергия. гл. 3, с. 79. (1980)

2.Yu. A. Tkhorik, R.V. Konakova, V.I. Faynberg. Vestnik AN UkrSSR no 10, 33-39, (1983).

3. V.A. Burobin. PZhEno 3-4, 153-160, (2004).

4. V.I. Fineberg, R.V. Konakova, L.V. Shcherbina, N.S. Boltovets. Phys. Stat. Sol. (a), 68(1), 39-43, (1981).

5. М. Б. Тагаев, А. И. Шкребтий. Исследование температурных особенностей микроплазменного пробоя в арсенидгаллиевых лавинно пролетных диодах .-Сборник научных трудов НГУ, г.Нукус, с.54-58.(1987).

6.А. И. Шкребтий, М. Б. Тагаев, С. И. Глушенко. Методика неразрушающего контроля параметров и прогнозирование надежности кремниевых стабилитронов. -IV-отраслевой семинар. Аналитические методы исследования материалов и изделии микроэлектроники, г.Запарожье, с.30. (1987)

7. Тагаев М. Б. Влияние внешних воздействий на электрические свойства пространственнонеоднородных диодных структур. Докторская диссертация, Ташкент, (2001 г).

З МЭВ ЭНЕРГИЯЛИ ЭЛЕКТРОНЛАР ОҚИМИДА НУРЛАНТИРИШНИНГ КРЕМНИЙ КРИСТАЛЛАРИНИНГ ЭЛЕКТРОФИЗИК ХОССАЛАРИГА ТАЪСИРИ

Ш.А. Махмудов, Н.Т. Сулайманов, А.А. Сулаймонов, А.К. Рафиков, С.Ж.

Рахманов

Институт ядерной физики АН РУз, г. Ташкент, Узбекистан e-mail: rafikov@inp.uz

Аннотация

Ушбу ишда 3 МэВ энергияли электронлар оқимида нурлантиришнинг кремний кристалларининг электрофизик хоссаларига таъсирини тадқиқ қилиш натижалари келтирилган. Нурлантирилган намунанинг нурланиш таъсирида хосил бўлган нуқсонлари кластер типига кириши аниқланган. Солиштирма қаршиликлари бир хил бўлмаган кремний намуналарининг электрофизик характеристкаларини нурланиш дозасига боглиқлиги тадқиқ қилинган.

Калит сўзлар. Монокристалл кремний, нуқсонлар, электронлар оқимида нурлантириш, ўтказувчанлик, заряд ташувчилар ҳаракатчанлиги, вакансия, заряд ташувчилар.

Кириш

Замонавий қаттиқ жисмлар электроника соҳасида яримўтказгичларнинг электрофизик параметрларини чуқур энергия сатҳлари ҳосил қилувчи аралашмалардан фойдаланган ҳолда, диффузиялаш жараёнлари ёрдамида материалнинг ҳусусиятларини бошқариш энг истиқболли усулларидан биридир. Замонавий электрониканинг асосий материали кремнийни легирлашда киритилаётган аралашма турига (донор, акцептор ёки амфотер) қараб, легирланган кристаллнинг параметрлари ва ҳусусиятлари ўзгаради, бу эса унинг фотосезгирлиги, термосезгирлиги, деформацияга сезувчанлиги ва радиацияга бардошлилиги каби муҳим ҳусусиятларнинг ривожланишига олиб келади [1-5].

Яримўтказгичларни электронлар окимида нурлантириш, бошқа юқори энергияли заррачаларнинг таъсиридан фарқли ўларок, кристалл панжаранинг кам даражада бузилиши ва қаттиқ модданинг кимёвий таркибининг ўзгармаслиги билан тавсифланади. Бундай ҳолда, индукцияланган нуқсон марказларининг концентрацияси нисбатан кичик ва намунанинг бутун ҳажми бўйлаб юқори бир хиллик билан тақсимланади, бу эса барча турдаги ўлчаш натижаларининг ишончлилигини оширади [4-9]. Шунинг учун яримўтказгичларда радиациявий нуқсонларнинг ҳосил бўлишини ўрганиш учун кенг интервалли энергияларда электронлар оқимида нурлантириш кўп қўлланилади. Юқори энергияли (>1 МэВ) электронлар окимида нурлантириш ҳам оддий нуқтавий нуқсонларинин, яъни – вакансиялар, тугунлар орасидаги атомлар ва уларнинг комплексларини ҳосил бўлишига олиб келади. Кам энергияли (<1 МэВ) электронлар оқимида нурлантириш билан нуқсон марказларининг табиатини кузатиш имконини беради. Шунингдек, модданинг атомлари учун нуқсон ҳосил бўлиш энергиясини аниқлаш ва турли омиллар таъсирида улардаги хатти-ҳаракатларининг табиатини кузатиш имкон беради (E_d), яъни заррачанинг Френкел жуфтлиги (бўш жой ва тугунлар орасидаги атом) ни ҳосил қилиш учун яримўтказгич матрицасига узатиши керак бўлган минимал энергия [2].

Тажриба методикаси ва натижалари

Тажриба Чохральский усулида ўстирилган n ва p -типли монокристалл кремнийнинг (солиштирма қаршиликлари мос равишда 15, 150 Ω ·см ва 10 Ω ·см, 13 к Ω ·см) намуналарида бажарилди. Киришма родий диффузия усулида (ВУП-4 ускунасида) киритилган. Уларнинг электрофизик параметрлари Холл қурилмасида (Еmperian HMS-700) ўлчанди. Электронлар оқимида нурлантириш "Электроника У-003" тезлатгичида (3 МэВ, импульс давомийлиги 2·10⁻⁶ с) амалга оширилди. Тезлатгичлар заррачалар энергиясининг кенг диапазонида зарядланган электрон заррачалар нурларининг манбалари ҳам бўлиши мумкин. Улар қисқа вақт ичида катта миқдорда доза таьсирини тўплаш имконини беради ва бунинг натижасида нурлантирилган монокристалл кремнийнинг хусусиятларига тезда таъсир қилади. Нурланишнинг тури ва энергиясини муҳокамасига тўҳталмасдан, шуни таъкидлаш керак-ки, бир хил нурланиш дозасида нурланиш интенсивлиги яримўтказгичларнинг хоссаларига таъсир қилишда муҳим рол ўйнайди [3,4,5,6]. Нурлантириш жараёнида материалларда содир бўладиган жараёнлар шартли кетма-кетликда ифодаланиши мумкин. Ҳар бир босқичнинг аниқ давомийлиги юқори энергияли заррача ёки гамманурларининг бошланғич энергияси ва массасига, зарралар орасидаги ўзаро таъсир потенциалига боғлиқ ва катталик тартибида ўзгариши мумкин, шунинг учун бу босқичларни ажратиб турадиган вақт оралиғини таҳмин қилиш мумкин.

Радиация таъсирининг биринчи боскичи – атом орбиталарида электронларнинг ғалаёнланишида нурланиш энергиясининг атомларга эластик ўтиши, атомлар билан тўкнашув вакти 10⁻¹⁶–10⁻¹⁵ секундни ташкил қилади [4]. Ўртача энергия ва импулсга эга бўлган атомлар ва электронлар модданинг бошқа атомлари ва электронлари билан ўзаро таъсирлашади, бунинг натижасида энергияни йўкотилади. Бу боскич бирламчи кўзғатувчи заррача билан энергия алмашинуви ва квази-мувозанат холатига ўтиши деб аталади. Энергия алмашинуви моддадаги атомлар боғланиши энергиясиниг кийматига мос келади, яъни бир неча эВ энергия жуда тез алмашинилади. Атомлараро масофаларда бу вакт тахминан 10⁻¹⁴–10⁻¹³ секундни ташкил қилади.

Кейинги босқичда, кристаллардаги атомлар ва электронлар томонидан қабул қилинган ортиқча энергиянинг релаксацияси, атом тебранишлари даврига хос бўлган вақтда содир бўлади, яъни қаттиқ жисмлар учун 10⁻¹³–10⁻¹² секундни ташкил қилади. Аслида, бу босқичда релаксация тизимни энг кам эркин энергияли бошланғич ҳолатига қайтаради ва турли хил метастабил бирламчи радиациявий нуқсонларини шаклланишига олиб келади. Бундан ташқари қаттиқ жисмларда атомларнинг иссиқлик ҳаракатининг роли сезиларли бўлади.

Нурланиш билан қўзғатилган тизим турли квази-мувозанат ҳолатларидан ўтади ва бирламчи радиациявий нуқсонларини қайта тикланиши содир бўлади. Иккинчисининг тезлиги экспонентал равишда ҳароратга боғлиқ, бу жараён вақт ўтиши билан ортиши мумкин. Хона ҳароратида барқарор бўлган иккиламчи радиациявий нуқсонлари ҳосил бўлади. Уларнинг шаклланиши бирламчи нурланиш нуқсонларини (вакансиялар ва тугунлараро атомлар) ва нурланишдан олдинги намуналарда мавжуд бўлган кимёвий аралашмаларни ўз ичига олади. Ушбу босқичда диффузия жараёнлари ва бирламчи нуқсонларни масофаларга тақсимланиши муҳим рол ўйнайди.

Шунинг учун ушбу ишнинг мақсади нуқсон ҳосил бўлиши электронлар билан нурлантирилган ҳамда диффузия усулида родий киритилган монокристалл кремнийнинг электрофизик хусусиятларининиг ўзгариши қонуниятларини ўрганишдир.

Экспериментал жараён ва натижалар

Намуналар чона ҳароратида "Электроника У-003" электронлар тезлатгичида 3 МэВ ли энергия билан нурлантирилди. Нурлантириш дозаси қуйидаги формула орқали аниқланди:

$$D = 6.25 \cdot 10^{12} \times \frac{It}{S} \,, \tag{1}$$

бу ерда *I* - ўртача ток (мкА), *t* – вақт (секунд), S – нурлантириш соҳасининг кўндаланг кесими юзаси (см²)

Тажриба натижаларидн кўриниб турибдики заряд ташувчиларнинг электр ўтказувчанлиги куйидаги формула оркали аникланди:

$$\sigma = \frac{1}{\rho} \tag{2}$$

Электронлар билан нурлантирилган монокристалл кремний намуналарининг электрофизик параметрларини ўлчаб борилди. Бунга кўра нурлантирилган намуналарнинг электр ўткаўувчанлиги нурлантириб дозасига боғлиқлиги 1-расмда тасвирланган.



1-расм. Монокристалл кремнийнинг электр ўтказувчанлигини электронлар нурлантириш дозасига богликлик графиги. 1. n-Si 15 Ω·см, 2. n-Si 140 Ω·см, 3. p-Si 10 Ω·см, 4. p-Si<Rh> 1,3·10⁴ Ω·см.

1-расмдан шуни айтиш мумкин-ки электр ўтказувчанлиги 1 намунада 5·10¹⁵ электр./см² гача ва 2,3 намуналарда 5·10¹³ электр./см² дозагача ўзгармаганлигини ва ундан кейин катта фарк билан ўзгараётганлигини хамда 4 намуна нурлантириш дозаси ортиб борган сари унинг электр ўтказувчанлиги хам катта фарк билан камайганлигини кўриш мумкин. 1 намунада электр ўтказувчанлигини катта дозагача ўзгармаганлигини намунадагини бундаги электр ўтказувчанликда иштирок этаётган коваклар сони электронлар сонидан 100 минг марта куп булганлиги сабабли келаётган электронлар бирламчи ва иккиламчи, Шоттки ва Френкел нуқсонлари хосил бўлади. Бу жарёни 5·10¹⁵ электр./см² гача электронлар билан нурлантирилгунча давом этади. Бунда коваклар асосий заряд ташувчи бўлганлиги сабабли солиштирма қаршилиги кичик бўлган намунага сезиларли даражада таъсир этмайди. Бундан кейин унинг солиштирма каршилиги ортиб бориши катта нуксонларни структура симметриясини бузиши билан изохлаш мумкин. 2 ва 3 намуналарда 5.1013 электр./см² дозагача нурлантирилганда уларда ҳам ўтказувчанликка етарли даражада ўзгартириш қилиш учун вакансиялар ва нуқсонлар таъсир кўрсата олмайди. Бундан юқори дозаларда эса намуналарнинг электр ўтказувчанлиги тушишини заряд ташувчилар ток ташишда хосил бўлган кристаллдаги турли хил бирламчи, иккиламчи радиацион нуксонлар, дислокациялар ва бошка нуксонлар туфайли каршиликка учраши ёки тўп-тўп бўлиб колиши билан тушунтириш мумкин. Тажрибалар орқали уларнинг яшаш вақтларини аниқлаб, маълум вақтдан кейин электр ўтказувчанлигини яна қайтадан кўриш керак бўлади. Лекин бунга катта вақт керак бўлади (нурлантирилгандан сўнг 15-20 кун). Бундай холда ундаги асосий ва асосий бўлмаган заряд ташувчиларнинг яшаш вақтини аниқлаш ва улардаги рекомбинация, генерация деградация холларини ўрганиш мумкин. 4 намунада (Родий атомлари билан компенсирланган) электр ўтказувчанликни чизикли камайиб бориши кузатилди. Бизнинг фикримизча, хосил бўлаётган нуқсонлар электр ўтказувчанликда иштирок этадиган зарядларга таъсир қилиши уларни билан бирламчи ва иккиламчи нуксонлар хосил булиши радиацияга чидамлилигидан далолат бериши мумкин. Умуман олганда электронлар билан нурлантирилганда тугунлараро жойлашган атомлар (улар электронлар оқимига дастлаб дуч келадиган сиртда ҳажмдагидан кўп бўлади) тугунлардаги атомларни уриб чиқариши туфайли коваклар кристаллардаги дастлабки вазиятидан анча узоқлашиб тартиби бузилган соҳа вужудга келиб қолган.

Намуналардаги заряд ташувчиларнинг ҳаракатчанлиги дозани орттириб борилганида эркин ҳаракат қилаётган зарядлар тартиби бузилган соҳада тутилиб қолиши туфайли пасайиши изоҳлаш мумкин (2-расм). Дозани орттириш билан уларни температурага боғлиқлиги кўрилганда улардаги бир жинсли бўлмаганлик даражасини кўриб мумкин бўлади.



2-расм. Монокристалл кремний заряд ташувчилар харакатчанлигини электронлар нурлантириш дозасига богликлик графиги. 1. n-Si 15 Ω·см, 2. n-Si 140 Ω·см, 3. p-Si 10 Ω·см, 4. p-Si<Rh> 1,3·10⁴ Ω·см.

Хулоса

3 МэВ энергияли электронлар оқимида нурлантириш *n*- ва *p*-типли кремний кристалларидаги хусусий нуқсонларда электронлар оқими энергиясининг ютилиши ҳисобига бир қатор жараёнларни юзага келтиради. Тугунлараро жойлашган атомлар ютган энергияларини қўшни тугунлардаги атомларни сиқиб чиқаришга ёки сирт-сиртости қатламларда вакансияларни тўлдиришга сарфлаши мумкин, натижада кристалл панжара барқарорлиги (микроқаттиқлик) ортади, бу ўз навбатида электрофизик хоссаларнинг ўзгаришига олиб келади. Айни пайтда родий билан легирланган р-типли кремнийда заряд ташувчилар ҳаракатчанлигини электронлар нурлантириш дозасига боғлиқ тарзда бир текис камайиб бориши киришмали нуқсоннинг радиация таъсирига юқори даражада бардошлилигидан дарак беради. Ҳар иккала типдаги намуналарда электронлар оқимида нурлантириш кремний монокристаллининг микроқаттиқлигининг ўзгариши биржинсли бўлмаслиги курсатиб берилди.

Адабиётлар

1. Фистуль В.И. Введение в физику полупроводников. - Москва. Высшая школа. 1984. с. – 296.

2. Emtsev, V.V, Ehrhart, P, Poloskin, D.S. and Emtsev, K.V. (2007) *Journal of Material Science: Materials in Electronics*, **18**, 711-714. <u>http://dx.doi.org/10.1007/s10854-006-9103-6</u>

3. Vinetskij, V.L. and Kholodar, G.A. (1979) Radiation Physics of Semiconductors. "Naukova Dumka" Edition, Kiev, 333 p. (In Russian).

4. M. Yu. Tashmetov, Sh. A. Makhmudov, A. A. Sulaymonov, A. K. Rafikov, B. Zh. Abdurayimov. Photosensors Based on Neutron Doped Silicon // ISSN 0003-701X, Applied Solar Energy, 2019, Vol. 55, No. 1, pp. 71–73.

5. MahmudovSh.A, RafikovA.K, MirzarayimovJ.Z.. Clusters of Atoms of Copper and Irridium and Their Influence on Recombination Properties of Silicon / International Journal of Multidisciplinary Research and Analysis./ Volume 3 Issue 09 September 2020, Page No : 94–98. <u>https://doi.org/10.47191/ijmra/v3-i9-04</u>

6. Sh.A. Makhkamov, M.Yu. Tashmetov, Sh.A. Makhmudov, A.A. Sulaimonov. Peculiarities of influence of radiation defects on photoconductivity of silicon irradiated by fast neutrons. (*Applied Solar Energy, Allerton Press, Inc, 2010*) vol. 46 (4), pp. 298-300.

7. Sh. Makhmudov and oth.. Study of after diffusion regions in highly doped silicon // International scientific journal Science and Innovation, ISSN: 2181-3337, V-1, №6, 9.10/2022,- Pp. -402-404.

8. Каримов М, Махкамов Ш, Турсунов Н, Махмудов Ш.А, Сулаймонов А.А. Влияние быстрых нейтронов на электрофизические свойства ядерно-легированного кремния р-типа» // Известия вузов, Физика. – Томск. 2011. –Вып.5 – С.75-78.

9. Sh.A. Makhkamov, M.Yu. Tashmetov, Sh.A. Makhmudov, A.K. Rafikov, A.A. Sulaimonov. Диффузия атомов примеси родия в кремнии для датчиков // FRANCE international conference: "Scientific approach to the modern education system" Part 10, 5th December, - Pp. -95-98.

A BINARY DUMBBELL VISIBLE LIGHT DRIVEN PHOTOCATALYST FOR SIMULTANEOUS HYDROGEN PRODUCTION WITH THE SELECTIVE OXIDATION OF BENZYL ALCOHOL TO BENZALDEHYDE

Muhammad Tayyab,^{*1,2} Seemal Mansoor,² Zeeshan Akmal,² Mazhar Khan, ² Season Si Chen,¹ Kobe Man Chung Tang,¹ Liang Zhou,^{*3} Juying Lei,³ Jinlong Zhang^{*2}

¹Institute of Materials Research, Tsinghua Shenzhen International Graduate School, Tsinghua University, Shenzhen, Guangdong 518055, China

²Key Laboratory for Advanced Materials, Shanghai Engineering Research Center for Multi-media Environmental Catalysis and Resource Utilization, Joint International Research Laboratory of Precision Chemistry and Molecular Engineering, Feringa Nobel Prize Scientist Joint Research Center, School of Chemistry and Molecular Engineering, East China University of Science and Technology, Shanghai 200237, China

³State Environmental Protection Key Laboratory of Environmental Risk Assessment and Control on Chemical Process, East China University of Science and Technology, 130 Meilong Road, Shanghai 200237, China

*E-mail: <u>m.tayyab72@yahoo.com</u>; <u>zhouliang@ecust.edu.cn</u>; <u>jlzhang@ecust.edu.cn</u>

Abstract:

Photocatalytic H_2 production with selective oxidation of organic moieties is a fascinating reach area. However, rational design of photocatalysts and photocatalytic performance is still inadequate. In this work, we efficiently synthesized the MoS₂ tipped CdS NWs photocatalyst using soft templates via the two-step hydrothermal method for efficient H_2 production with selective oxidation of benzyl alcohol (BO) under visible light illumination. The optimized MoS₂ tipped CdS (20% MoS₂) photocatalyst exhibits the highest photocatalytic H_2 production efficiency of 13.55 mmol g⁻¹ h⁻¹ with 99% selective oxidation of BO. The directional loading of MoS₂ at the tips of CdS NWs is the key factor toward superior H_2 production with 99% selective oxidation of BO. The amazing enhancement in the photocatalytic performance and selectivity of optimized photocatalyst is due to the spatial separation of their photoexcited charge carriers through the Schottky junction. Moreover, the unique structure of MoS₂ flower at the tip of 1D CdS NWs offers separate active sites for adsorption and surface reactions such as H_2 production at the MoS₂ flower and selective oxidation of BO at the stem of CdS NWs. This rational design of photocatalyst could be an inspiring work for the further development of efficient photocatalytic system for H_2 production with selective oxidation of BO.

Acknowledgement:

This study was partially supported by my PhD supervisor Prof. Jinlong Zhang at East China University of Science and Technology, Shanghai 200237, China and postdoc supervisor Prof. Kobe Man Chung Tang at Tsinghua Shenzhen International Graduate School, Tsinghua University, Shenzhen, Guangdong 518055, China.

METAL/SUPERCONDUCTOR-INSULATOR TRANSITIONS AND RELATED EFFECTS ON HIGH- T_c SUPERCONDUCTIVITY IN HOLE-DOPED CUPRATES

Kurbanov U.T.^{1,2}, Jumabaeva G. K.¹, Dzhumanov S.², Rashidov J.Sh.²

¹Institute of Nuclear Physics, Uzbek Academy of Sciences Ulugbek, Tashkent 100214, Uzbekistan; e-mail: <u>ukurbanov@inp.uz</u>

²Tashkent State Technical University, 100095 Tashkent, Uzbekistan

Keywords: Underdoped and optimally doped cuprates, Strong electron-phonon interaction, Polarons, Charge density waves, Bosonic Cooper pairs, Radiation defects, Metal/superconductor-insulator transition, Suppression and enhancement of high- T_c superconductivity.

The parent undoped copper oxides (cuprates) are charge-transfer (CT)-type Mott-Hubbard insulators [1,2]. Therefore, the Mott-Hubbard model is believed to be suitable for describing the metalinsulator transition in undoped cuprates but not in doped cuprates [2,3]. Because the doped cuprates are much more complex systems [1,2,4], than the Mott-Hubbard insulators and are unusual insulators, metals and superconductors in the intermediate doping regime. For example, the high- T_c cuprates in underdoped and optimally doped regimes share the intriguing insulating, metallic and superconducting properties, which cannot be understood within the theories of metal-insulator transitions based on the Mott-Hubbard and Anderson models (see Ref.[3]) and the Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS) theory of superconductivity [5]. Therefore, interest in metal-insulator and superconductor-insulator transitions in doped cuprates has increased with the development of the physics of these high- T_c cuprate superconductors [1,2,6-8]. One can anticipate that many anomalies in the superconducting properties of high-T_c cuprates observed in underdoped and optimally doped regimes are closely related to metal/superconductor-insulator transitions, phase separation and coexisting superconducting and insulating phases [6-11]. Despite considerable theoretical effort (see Refs. [1.2,4,6-8,12]), the understanding of the metal/superconductor-insulator transitions in doped cuprates and unusual behaviors of the underdoped and optimally doped cuprates in their superconducting state is still far from satisfactory. In particular, the evolution of the metallic/superconducting and insulating phases and the reasons of the suppression and enhancement of high- $T_{\rm c}$ superconductivity in these materials remain yet open questions.

In this work, we study the metal/superconductor-insulator transitions in doped cuprates driven by the strong electron-phonon interaction, which results in the localization of charge carriers and the formation of polarons. Since the most profound effect of strong electron-phonon interaction resulting in the polaron formation in doped copper oxides (cuprates) is the localization of the doped charge carriers (holes) transforming a metallic system into an insulator. If the cuprate system is a superconductor, then the strong polaronic effect can induce a transition from a superconducting into an insulating state. We show that the metal/superconductor-insulator transitions in doped high- T_c cuprates occur in a wide doping range from underdoped to overdoped regime and are accompanied by the multiphase separation.

We then examine the possibility of the coexistence of superconducting and insulating phases in doped cuprates and find that the competing superconducting and insulating phase can coexist in underdoped and optimally doped high- T_c cuprates. We reveal the possible detrimental and beneficial effects of the polaron (or charge-density-wave) transition and the evolution of the competing superconducting and insulating phases from underdoped to overdoped regime on the superconducting properties (i.e. critical values of the superconducting transition temperature T_c) of high- T_c cuprates and find that the radiation defects (e.g. anion vacancies) in the cuprates may strongly affect on T_c and enhance high- T_c superconductivity. We argue that the critical temperature of the superconducting transition T_c in these unconventional superconductors is determined properly according to the theory of Bose-liquid superconductivity, since the well-known BCS-like theories of Fermi-liquid superconductivity are incapable of predicting the actual T_c in high- T_c cuprates.

In doped high- T_c cuprates the attractive hole-lattice interaction is strong enough to overcome the Coulomb repulsion between two polaronic carriers [13] and Cooper pairing of these carriers results in the formation of tightly-bound Cooper pairs. The treatment of such Copper pairs as composite bosons has been justified and the issue of the validity of the theory of Bose-liquid superconductivity proposed as a description of superconducting transition is now well established [13].

According to our model of metal/superconductor-insulator transitions in doped cuprates, the insulating regions (or stripes) in underdoped cuprates are gradually narrowed with increasing doping and persist even as small islands in optimally cuprates and finally disappear in slightly overdoped cuprates. In this more realistic picture, only Cooper pairs residing in metallic regions condense in a Bose superfluid below T_c and are involved in high- T_c superconductivity, while the other Cooper pairs progressively become localized in carrier-poor regions due to transition from a superconducting phase to an insulating phase (see Ref.[13]) and therefore, they do not make the contribution to superconductivity. Therefore, a marked suppression of superconductivity will occur in underdoped cuprates due to a more stronger polaronic effect and an increase of the insulating volume fraction at the expense of the superconducting volume fraction. The strong electron-phonon interactions in the cuprates also give rise to the CDWs which hinder high- T_c superconductivity in underdoped cuprates. Since the formation of CDWs is also accompanied by the polaron formation. The results presented in Ref. [13] give evidence that the polaronic and CDW effects weaken with increasing doping towards overdoped regime. As a consequence, the superconductivity is strongly enhanced in optimally doped regime. Further, the irradiation-induced disorders (i.e. lattice defects) in the cuprates may strongly affect on T_c and enhance superconductivity, since the anion vacancy-enhanced Coulomb repulsion hinders the polaron formation. Actually, it has been found experimentally that disorder created in the cuprate superconductor $La_{1.875}Ba_{0.125}CuO_4$ by proton irradiation increases the superconducting critical temperature T_c by 50 % while suppressing the CDW state [14].

References

1. M. Imada, A. Fujimori, Y. Tokura. Rev. Mod. Phys. 70, 1039 (1998).

2. S. Dzhumanov. Theory of Conventional and Unconventional Superconductivity in the High-T*c* Cuprates and Other Systems (Nova Science Publishers, 2013).

3. S. Dzhumanov, P.J. Baimatov, O.K. Ganiev, Z.S. Khuday-berdiev, B.V. Turimov. J. Phys. Chem. Solid. 73, 484 (2012).

- 4. P.A. Lee, N. Nagaosa, X.-G. Wen. Rev. Mod. Phys. 78, 17 (2006).
- 5. J. Bardeen, L.N. Cooper, J.R. Schrieffer. Phys. Rev. 108, 1175 (1957).
- 6. A.N. Lavrov, V.F. Gandmakher. Phys. Usp. 41, 223 (1998).
- 7. A.M. Goldman and N. Markovic, Physics Today November, 39 (1998).
- 8. S.I. Vedeneev. Phys. Usp. 55, 625 (2012).

9. A. Ino, C. Kim, M. Nakamura, T. Yoshida, T. Mizo-kawa, Z.-X. Shen, A. Fujimori, T. Kakeshita, H. Eisaki, S. Uchida. Phys. Rev. B 62, 4137 (2000).

10. S. Ono, Yoichi Ando, T. Murayama, F.F. Balakirev, J.B. Betts, G.S. Boebinger. Phys. Rev. Lett. 85, 638 (2000).

11. N.V. Anshukova, A.I. Golovashkin, L.I. Ivanova, A.P. Rusakov. J. Exp. Theor. Phys 96, 1045 (2003).

12. A.A. Abrikosov. Phys. Usp. 41, 605 (1998).

- 13. S. Dzhumanov, arXiv:1912:12407.
- 14. M. Leroux, V. Mishra, J.P.C. Ruff, et al, PNAS 116, 10691 (2019).

TWO-DIMENSIONAL ROOM-TEMPERATURE SUPERCONDUCTIVITY EMERGING WITHIN THE NEW BI/Pb-BASED CERAMIC CUPRATE SUPERCONDUCTORS AT AMBIENT PRESSURE

S. Dzhumanov¹, D.D. Gulamova², Sh.S. Djumanov³, M.U. Sheraliev¹.

¹Institute of Nuclear Physics, Uzbek Academy of Sciences, Ulugbek, 100214 Tashkent, Uzbekistan

²Institute of Material Sciences Physics-Sun Scientific Production Association, Uzbek Academy of Sciences, Tashkent, 100084, Uzbekistan

³Tashkent State Technical University, 100095 Tashkent, Uzbekistan

The discovery of superconductivity in the La –based ceramic copper oxide (cuprate) material at a temperature of about 35 K [1] and the dramatic increase of the critical temperature T_c of the superconducting transition in other discovered Y -, Bi - and Hg –based cuprate superconductors to above 90 K [2], 110 K [3] and 130 K [4] ushered in the era of high-T_c superconductivity. Further, there has been considerable interest in the increase of T_c in some families of cuprate superconductors to a maximum value at different applied pressures [5-7] and the record values of $T_c \simeq 153 - 164 \text{ K}$ reported for these materials are remained still unchanged. So far, room-temperature superconductivity was not observed in high- T_c cuprate materials even under pressures. Recently, the new so-called high- T_c hydrides $T_c \leq 290 K$ have been synthesized at high pressures [8,9]. However, room temperature superconductors discovered at high pressures will not have a wide-range practicle applications. Therefore, in the last decade, new attempts were made to synthesize the promising ceramic cuprate superconductors with the highest critical superconducting transition temperatures $T_c \gtrsim 180 \text{ K}$ at ambient (atmospheric) pressure by using more advanced technology [10,11]. These ceramic high- T_c materials may present an alternative path to realizing room-temperature superconductivity at atmospheric pressure. Still, most researchers trying to find the new high- T_c superconductors make predictions on the basic of the Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS)-like and Migdal-Eliashberg theories of Fermi-liquid superconductivity regarding the possibility of increasing the critical temperature up to room temperature (see Ref.[8]). However, the high- T_c cuprates undergoing a λ –like superconducting transition at T_c [12] just like λ –transition in liquid ⁴He can be in the regime of Bose-liquid superconductivity [13] and the BCS-like theories are incapable of predicting the actual T_c in such unconventional superconductors.

In this work, we study the possibility of realizing room-temperature superconductivity in the twodimensional (2D) domains within the new Bi/Pb—based ceramic cuprate superconductors, which consist of three-dimensional (3D) and 2D superconducting domains. We argue that the relevant charge carriers in doped cuprates are large polarons and their Cooper pairing results in the formation of tightly-bound (bosonic) pairs. We show that such Cooper pairs in high- T_c cuprates condense below certain critical temperatures into 3D and 2D superfluids in 3D and 2D domains. In so doing, we can determine the actual superconducting transition temperatures in 3D and 2D systems from the integral equations of 3D and 2D Bose superfluids presented in Ref.[14]. For 3D systems, the approximate analytical solutions of the integral equations of a 3D Bose superfluid are obtained and the analytical expression for bulk T_c in high- T_c cuprates is obtained at the intermediate interboson coupling constant $\gamma_B \gtrsim 0.3$. For 2D systems, the analytical solutions of the integral equations of a 2D Bose superfluid are obtained at arbitrary γ_B and the analytical expression for the critical temperature superconducting transition temperature T_c^{2D} in 2D domains within the ceramic cuprate materials is obtained [14].

We have used the expressions for $T_c = T_c^{3D}$ and T_c^{2D} to examine the possibility of the existence of distinct 3D and 2D superconducting phases in ceramic cuprate superconductors and to predict the existence of two distinctly different regimes of high- T_c superconductivity and the possibility of 2D room-temperature superconductivity emerging in the 3D-2D crossover region within these high- T_c materials. For ceramic high- T_c cuprate superconductors, we estimate T_c and T_c^{2D} by assuming that the mass m_p of polaronic carriers in 3D domains is of the order of $2m_e$ [15] (where m_e is the free electron mass) and in 2D domains will be larger than $2m_e$. In these materials, noninteracting bosonic Cooper pairs have the mass $m_B = 2m_p$ and only the interacting bosons with the renormalized mass $m_B^* > m_B$ [14] can condense into Bose superfluids at $T \leq T_c$ (in 3D domains) and $T \leq T_c^{2D}$ (in 2D domains).

We show that the expected value of T_c^{2D} in the 3D-2D crossover region is much higher than the bulk T_c value. Therefore, the 3D superconductivity is destroyed above the bulk T_c , but the 2D superconductivity persists in 2D domains in ceramic cuprate materials well above the bulk T_c . It is natural to believe that many grain boundaries parallel each other, interfaces and parallel multiplate blocks within the ceramic cuprate superconductors synthesized by using advanced technologies represent the alternating 3D non-superconducting/2D superconducting sandwich layers above the bulk T_c . We have demonstrated that the critical superconducting transition temperature in 2D layers of such new sandwiches can reach room temperature at certain values of $\gamma_B = 0.75$.

We confirm experimentally the above predictions of the theory of Bose-liquid superconductivity regarding the possibility of emerging 2D room-temperature superconductivity within the ceramic high- T_c cuprate superconductors. We have succeeded in synthesizing Bi/Pb-based ceramic cuprate superconductors $Bi_{1.7}Pb_{0.7}Sr_2Ca_{n-1}Cu_nO_y$ (where n = 2 - 30) using the new melt technology in a large solar furnace (in Parkent) with the highest critical temperatures of superconducting transitions reaching 395 - 310 K. Samples of these new Bi/Pb-based cuprate superconductors contain many grain boundaries parallel to each other, twin boundaries and interfaces in multiplate blocks and twinned domains (Fig.1).



Fig. 1. Lamellar microstructure of high- T_c cuprate superconductor Bi/Pb (2:2:19:20) with the stack of many blocks [11].

Keywors: Bi/Pb-based ceramic cuprate superconductors, Three-dimensional (3D) and two-dimensional (2D) superconducting domains, Bosonic Cooper pairs, 3D and 2D Bose superfluids, The new melt technology, A large solar furnace, Grain boundaries, Interfaces, Multiplate blocks, the 3D-2D crossover region, Bulk superconductivity, 2D room-temperature superconductivity.

REFERENCES

- 1. J.B. Bednorz and K.A. Müller, Z. Phys. B64, 189 (1986)
- 2. M.K. Wu, J.R. Ashburn, C.J. Tomg, et.al, Phys. Rev. Lett. 58, 908 (1987)
- 3. R.M. Hasen, C.T. Prewitt, R.J. Angel, et.al, Phys. Rev. Lett. 60, 1174 (1988)
- 4. A. Schilling, M. Cantoni, J.D. Guo, and H.R. Ott, Nature 363, 56 (1993)
- 5. C.W. Chu, L. Gao, F. Chen, et.al. Nature 365, 323 (1993)
- 6. L. Gao, Y.Y. Xue, F. Chen, et.al, Phys. Rev. B50, 4260 (1994)
- 7. N. Takeshita, A. Yamamoto, A. Iyo, and H. Eisaki, J. Phys. Soc. Jpn. 82, 023711 (2013)
- 8. A.P. Drozdov, P.P. Kong, V.S. Minkov, et.al, Nature 569, 528 (2019)
- 9. E. Snider, N. Dasenbrock-Gammon, R. Mebride, et.al, Nature 586, 373 (2020)
- 10. D.D. Gulamova, A.V. Karimov, J.G. Chigvinadze, et.al, Zh. Tech. Phys. 89, 583 (2019)
- 11. J.G. Chigvinadze, S.M. Ashimov, J.V. Acrivos, and D.D. Gulamova, Low. Temp. Phys. 45, 386 (2019)
- 12. T. Matsuzaki, M. Ido, N. Momono, et.al, J. Phys. Chem. Solids 62, 29 (2001)
- 13. S. Dzhumanov, Physica A517, 197 (2019)
- 14. S. Dzhumanov, arxiv. 1912, 12407
- 15. M.A. Kastner, R.J. Birgeneau, G. Shirane, and Y. Endoh, Rev. Mod. Phys. 70, 897 (1998)

UNUSUAL TEMPERATURE DEPENDENCES OF THE SUPERFLUID DENSITY AND MAGNETIC FIELD PENETRATION DEPTH IN THE HIGH-TEMPERATURE SUPERCONDUCTORS $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$: EVIDENCE FOR BOSE-LIQUID SUPERCONDUCTIVITY

S. Dzhumanov¹, U.M. Turmanova¹, U.K. Mayinova¹, and E.Kh. Karimbaev^{1,2}

¹Institute of Nuclear Physics, Uzbek Academy of Sciences, 100214, Ulugbek, Tashkent, Uzbekistan

²Institute of Fundamental and Applied Research, TIIAME, 100074, Tashkent, Uzbekistan

In conventional metals with weak electron-phonon coupling, the Cooper pairing of electrons and Fermi-liquid superconductivity occur simultaneously at the critical temperature T_c of the superconducting transition and these phenomena are well described by the Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS) theory [1]. In contrast, in doped copper oxide (cuprate) superconductors, the electron-phonon interaction is strong enough and the origin of high- T_c superconductivity in these polar materials remains still controversial [2, 3]. The temperature-dependent superconducting proporties (in particular, the temperature dependences of superfluid density and related magnetic field penetration depth) of high- T_c cuprates are fundamentally different from those of conventional superconductors and cannot be understood within the existing theories based on the BCS-type condensation of weakly-bound (fermionic) Cooper pairs into a superfluid Fermi-liquid and on the usual Bose-Einstein condensation (BEC) of tightly-bound (bosonic) Cooper pairs. The magnetic field penetration depth in superconductors is usually called the London penetration depth λ_L [4] and temperaturedependent because, it depends on the density ρ_s of superfluid carriers [3], which decreases with increasing temperature T. The superfluid density ρ_s and London penetration depth λ_L are the intrinsic parameters of superconductors closely connected with the mechanism of their superconductivity. The temperature dependences of ρ_s and λ_L in superconductors are sensitive to the form of the quasipartical excitation spectrum, which depends on the fermionic or bosonic nature of Cooper pairs. In particular, the London penetration depth λ_L has an exponential temperature dependence in the superconductor if the quasiparticle excitation spectrum has a finite energy gap, while it has a power-law temperature dependence if the excitation spectrum of quasiparticles is gapless in the superconductor.

For a long time, the different BCS-like theories of Fermi-liquid superconductivity are often used to describe the phenomenon of superconductivity in doped high- T_c cuprates. However, the origins of many anomalies in the superconducting properties of high- T_c cuprates have not been well understood yet within the existing theories based on the BCS-like models or the usual BEC models of an ideal Bose gas [3]. Actually, it is found experimentally that the temperature dependences of λ_L in high- T_c cuprates at low temperatures $T \leq 0.4T_c$ and relatively high temperatures $0.4T_c < T < T_c$ do not follow the predictions of BCS-like theories (see, e.g., Ref. [5]). Some other experimental results for λ_L in Y-based cuprate superconductor $YBa_2Cu_3O_{7.6}$ (see Fig. 3 in Ref. [6]) are also essentially at variance with the exponential temperature dependence of $\lambda_L(T)$ predicted by the BCS theory. The doped high- T_c cuprates exhibiting a λ_{-} like anomaly in the specific heat near T_c and other anomalies (e. g., pronounced anomalies in $\rho_s(T)$ and $\lambda_L(T)$ at a temperature somewhat below T_c or far below T_c) in the superconducting state are believed to be unconventional (bosonic) superconductors and superfluid Bose systems. Therefore, the BCS-like theories of Fermi-liquid superconductivity and the usual BEC model of an ideal Bose gas are incapable of describing the anomalous temperature dependences of the superfluid density $\rho_s(T)$ and the London penetration depth $\lambda_L(T)$ in these unconventional superconductors.

In this work, we study the unusual temperature dependences of the superfluid density $\rho_s(T)$ and magnetic field penetration depth $\lambda_L(T)$ in high- T_c cuprate superconductors $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. We examine the validity of an alternative theory of high- T_c superconductivity in these materials based on the new types of condensation of bosonic Cooper pairs into a Bose superfluid and find out the origins of anomalies in the temperature dependences of $\rho_s(T)$ and $\lambda_L(T)$ in $YBa_2Cu_3O_{6.97}$ and $YBa_2Cu_3O_7$. We demonstrate that the distinctive exponential temperature dependence of $\lambda_L(T)$ at temperatures somewhat below T_c and the power-law temperature dependence of $\lambda_L(T)$ at low temperatures in the cuprate superconductors are direct consequences of the theory of three-dimensional (3D) Bose-liquid superconductivity. We argue that the doped hole carriers in a polar crystal of the cuprates interact with lattice vibrations (phonons) [7, 8] and they are self-trapped just like self-trapping holes in ionic crystals of alkali halides [9, 10]. In doped high- T_c cuprates the attractive hole-lattice interaction is strong enough to overcome the Coulomb repulsion between two self-trapped (polaronic) carriers [11] and the Cooper pairing of such carriers results in the formation of tightly-bound Cooper pairs [12], which behave like bosons just like He^4 atoms and condense into a 3D Bose superfluid [11, 13]. Therefore, we assume that the Bose-liquid superconductivity is realized in high- T_c cuprates in which the quasiparticle excitations characteristic of a superfluid Bose-liquid result into the distinctive non-BCS temperature dependences of $\rho_s(T)$ and $\lambda_L(T)$.

According to the theory of the 3D Bose superfluid [11], the quasiparticle excitation spectrum $E_B(k, T)$ has a finite energy gap $\Delta_g(T) = \sqrt{\tilde{\mu}_B^2(T) - \Delta_B^2(T)}$ when the interboson coupling constant γ_B is larger than a certain critical value γ_B^* [11]. At $\gamma_B < \gamma_B^*$ the energy gap in $E_B(k, T)$ vanishes below a characteristic temperature T_c^* , which is close to T_c (i.e. $T_c^* < T_c$) at $\gamma_B \ll 1$ and is much lower than T_c at $\gamma_B \lesssim 1$ [11]. The gapped and gapless excitation spectra $E_B(k, T)$ of a 3D superfluid Bose-liquid result in the distinctive exponential and power-law temperature dependences of the superfluid density $\rho_s(T)$ and magnetic field penetration depth $\lambda_L(T)$ high- T_c cuprates.

We have shown that the theory of a 3*D* Bose-liquid superconductivity in high- T_c cuprates is better consistent with the experimental data on the magnetic field penetration depth and the superfluid density and predicts the distinctive exponential and power-law temperature dependences of $\lambda_L(T) \sim 1/\sqrt{\rho_s(T)}$ in the temperature ranges $T_c^* < T < T_c$ and $0 < T \le T_c^*$, respectively. Thus, various experiments on the London penetration depth $\lambda_L(T)$ and the superfluid density $\rho_s(T) \sim 1/\sqrt{\lambda_L^2(T)}$ in *Y*-based high- T_c cuprate superconductors [14,15] lend support for the validity of the theory of 3*D* Bose-liquid superconductivity.

Keywords: High- T_c cuprate superconductors, Bosonic Cooper pairs, Three-dimensional Bose superfluid, Bose-liquid superconductivity, Temperature-dependent magnetic field penetration depth and superfluid density, Unusual exponential and power-law temperature dependences.

REFERENCES

1. J. Bardeen, L.N. Cooper, and J.R. Schrieffer, Phys. Rev. 108, 1175 (1957).

2. P.A. Lee, N. Nagaosa, and X.G. Wen, Rev. Mod. Phys. 78 (2006) 17

3. Dzhumanov S, Theory of conventional and unconventional superconductivity in the high- T_c cuprates and other systems (Nova Science Publishers, New York 2013).

4. C. Kittel, Introduction to Solid State Physics (Nauka, Moscow, 1978)

5. J. Carini, L. Drabeck, and G. Grüner, Mod. Phys. Lett. B3, 5 (1989)

6. L. Krusin-Elbaum, R.L. Greene, F. Holtzberg, A.P. Molozemoff, and Y. Yeshurin, Phys. Rev. Lett.62, 217 (1989)

7. S. Dzhumanov, P.J. Baimatov, A.A. Baratov, and P.K. Khabibullaev, Physica C254, 311 (1995)

8. S. Dzhumanov, P.J. Baimatov, O.K. Ganiev, Z.S. Khudayberdiev, and B.V. Turimov, J. Phys. Chem. Solids 73, 484 (2012)

9. Ch.B. Lushchik and A.Ch. Lushchik, Decay of Electronic Excitations with Defect Formation in Solids (Nauka, Moscow, 1989)

10. S. Dzhumanov and P.K. Khabibullaev, Phys. Stat. Sol. B152, 395 (1989)

11. S. Dzhumanov, arxiv: 1912. 12407

12. S. Dzhumanov, Superlattices and Microstructures 21, 363 (1997)

13. S. Dzhumanov, E.X. Karimboev, and Sh.S. Djumanov, Phys. Lett. A380, 2173 (2016)

14. J.R. Cooper, C.T. Chu, L.W. Zhou, B. Dunn, G. Grüner, Phys. Rev. B37, 638 (1988)

15. B. Pümpin, H. Keller, W. Künding, W. Odermatt, I.M. Savic, J.W. Schneider, H. Simmler, P.

Zimmermann, E. Kaldis, S. Rusiecki, Y. Maeno, and C. Rossel, Phys. Rev. B42, 8019 (1990).

THE EFFECT OF TEMPERATURE ON THE OPTICAL PROPERTIES OF QUANTUM POINTS CdSe / ZnSe

Sharibaev M.B, Tagaev M.B, Qalilaev A.

Karakalpak state univessity named after Berdakh

Abstract

The emission spectra of quantum-well CdSe/ZnSe heterostructures with quantum dots were determined by an optical method. CdSe/ZnSe heterostructures with quantum dots were grown at different temperatures; therefore, surface and deep-level minibands corresponding to the compositions of the structure were determined in the emission spectra. In the photoluminescence spectra, the shift of the radiative spectra is determined depending on the temperature of the grown quantum-size structures.

Keywords. Photoluminescence, photo reflections, quantum dot, relaxation.

Introduction

In the recent decade, the processes of quantum dot (QD) formation in CdSe/ZnSe heterostructures grown by molecular beam epitaxy (MBE) as well as their structural, optical and luminescent properties have been extensively studied [1-4]. In particular, it was found that self-organization of CdSe QDs via Stranski-Krastanow growth mode is hindered by cadmium segregation [5, 6] and Cd/Zn interdiffusion [2, 7, 8]. It was shown that because of significant intermixing of CdSe and ZnSe layers a CdSe sheet transforms into cadmium enriched CdZnSe QDs of different sizes buried into 3-4 nm thick two-dimensional CdZnSe wetting layer [2, 4, 7]. The peculiarities of structural properties of epitaxial CdSe/ZnSe QD heterostructures determine their optical and luminescent characteristics in many respects [1, 3, 4]. An interest to CdSe QDs grown by MBE was stimulated by their potential application in optoelectronic devices, in particular in green laser diodes instead of CdZnSe quantum wells (QWs). Green laser diodes based on II-VI compound lowdimensional structures are still of interest because of both absence of commercially available alternatives and high demands for such devices. Specifically, they can be a new light source for plastic optical fibres with PMMA, compact full colour projector screens, laser TV projectors, etc. The first injection lasers and optically pumped lasers that used the sheets with CdSe QDs as an active media demonstrated several advantages over QW-based devices, namely a reduced threshold for optical pumping and higher degradation stability. Heterostructures with CdSe QDs were found to be more stable against photo-degradation as compared to CdZnSe QWs. These advantages were explained by effective localization of carriers in QDs that hinders their diffusion to relaxed QDs and other regions where carriers can recombine nonradiatively and stimulate defect multiplication in the active region. However, degradation processes in CdSe QD heterostructures have not been studied in details. In particular, the peculiarities of Cd/Zn interdiffusion stimulated by external influences in asgrown CdSe QD heterostructures have not been studied at all. At the same time, it is known that degradation of light-emitting devices based on CdZnSe QWs is accompanied not only by noticeable reduction of QW emission caused by dislocation multiplication in active region, but also by the shift of QW emission band towards high energy spectral region (blue shift) due to Cd/Zn interdiffusion across QW heterointerface. Study of the processes of Cd/Zn interdiffusion in CdZnSe/Zn(S)Se QW heterostructures by applying thermal annealing revealed that diffusion of Cd from the QW is governed by column II vacancies (VZnor VCd) and the diffusion coefficient of Cd can be varied by about two orders of magnitude by varying the concentration of column II vacancies. [9-10]. It was shown also that intermixing of the materials of QW and the barriers under thermal annealing occurs via the vacancies generated at the surface of the sample and diffuse into the structure. In addition, we have found earlier in CdSe/ZnSe QD heterostructures that column II vacancies during the growth gather in the CdSe layers and influence significantly the QD selforganization process up to its full suppression. It can be supposed that presence of the vacancies in the wetting layer will influence degradation of QD luminescent characteristics, too.

In this paper, we report photoluminescence (PL) study of CdSe/ZnSe QD heterostructure subjected to thermal annealing with the aim to find a method for improvement of QD luminescent characteristics and to obtain additional information about their degradation connected with Cd/Zn interdiffusion.

Experimental details

The studied structure was grown on (001) GaAs substrate by MBE and contained 250-nm thick ZnSe buffer layer, 12 vertically stacked CdSe inserts separated by ZnSe spacers of about 15 nm thickness and 150-nm thick ZnSe cap layer. Nominal thickness of CdSe inserts was 5 monolayers. The growth rate was 5 nm/min. The growth temperature was 280 °C for ZnSe buffer layer and 230 °C for the rest of ZnSe layers as well as for CdSe layers. To stimulate QD formation, after the deposition of each CdSe layer the Cd beam was blocked, and the structure was heated up to 340 °C and then cooled down to 230 °C under Se flux. The duration of both steps was 4 min. The reflection high-energy electron diffraction(RHEED) was used for in situ control of threedimensional island formation. The PL signal was dispersed using a prism spectrometer (when the PL was excited by the light of a halogen lamp) or a grating spectrometer (when the PL was excited by the light of an Hg-lamp) and collected by photoelectronic multiplier.Samples cut from wafer were thermally treated for 15 min at 200, 220, 270, 300, 335, 370 and 430°C in nitrogen ambient to avoid surface oxidation.

Experimental results

The PL spectrum of the as-grown sample is shown in Fig. 1a (curve 1). In the spectrum, the band I_{OD} peaking at 544 nm (2.277 eV) and caused by radiative recombination of excitons in QDs dominates. The full width at a half maximum (FWHM) of this band is ~100 meV and is related with dispersion of QDs both in composition and in size. In the PL spectrum, a defect related band I_D peaking at 670 nm (1.844 eV) and of \sim 300 meV FWHM is also present. The intensity ofID band is more than 10 times lower than that of I_{QD} band. Fig. 1a also shows the excitation spectra of both the QD and defect related bands (curves 2 and 3, correspondingly). The excitation spectrum of I_{OD} band was detected in the low energy tail of the band, while the excitation spectrum of I_D band was measured in the band maximum. In the spectra, in addition to the region caused by absorption of excitation light in ZnSe layers (λ =445 nm) two peaks can be distinguished: (i) the peak WL_{at} \sim 505 nm (2.455 eV), and (ii) the peak X_{at} \sim 470 nm (2.638 eV). Our previous investigations of similar multistack QD structures have shown that the peak WL is caused by ground state heavy-hole-like exciton absorption in the wetting layer, while the peak X can be ascribed to ground state light-hole-like exciton absorption in the wetting layer. We have found earlier the linear dependence of the I_D band maximum position versus the spectral position of WL peak in I_D band excitation spectra. Approximation of this dependence to the value of the ZnSe energy gap revealed that I_D band is caused by defect complex including column II vacancy and shallow donor. Thus, the excitation spectra of I_D band indicate the presence of column II vacancies in the wetting layer of the as-grown sample. The changes introduced to the PL and PL excitation spectra by thermal treatment at 270, 300 and 370 °C are also depicted in Fig. 1b, c and d, correspondingly. Fig. 1b shows that annealing at 270 °C results in a noticeable increase in the intensity of both the PL bands and in no change of their spectral position and excitation spectra. However, in the sample annealed at 300 °C the I_D band intensity stops growing, while the intensity of IQD band starts to decrease (Fig. 1c). These are accompanied by the shift to shorter wavelengths of the spectral position of the I_D band maximum and the decrease of WL peak intensity in its excitation spectrum. At the same time, no change is found in the excitation spectrum of the I_{QD} band.



Fig. 1.PL (curves 1) and excitation spectra of I_{QD} band (curves 2) and of I_D band (curves 3) of the as-grown sample (a) and of the sample annealed at 270 (b), 300 (c) and 370^oC (d).

In the sample subjected to thermal annealing at 370 °C, the intensity of both PL bands decreases and their spectral position shifts to shorter wavelengths (blue shift) (Fig. 1d). The excitation spectrum of I_{QD} band still does not change, but in the excitation spectrum of I_D band the intensity of WL peak keeps decreasing. Thus, the post-growth thermal treatment of CdSe/ZnSe QD heterostructures results in changes in the PL intensity (at first the increase and then the decrease) and in the shift of PL band position to the high-energy spectral region (blue shift). The increase of the PL intensity is observed at low annealing temperatures (Tann~270°C) and is not accompanied by any change in the spectral position of PL bands or in their excitation spectra. The effect of PL intensity increase has been found earlier in CdZnSe/ZnSe QW heterostructures subjected to postgrowth thermal annealing at 250-700 0C and explained by interfacial smoothing resulting from the small-scale lateral diffusion. The increase in the intensity of QW luminescence band was observed without any changes in its spectral position or with a noticeable blue shift. A similar effect was also found in the InGaAs/GaAs heterostructures with QWs or QDs subjected to thermal treatment and was ascribed to QW interface smoothing or nonradiative defect annealing. We suppose that the increase in intensities of both I_{OD} and I_D bands is the result of the annealing of as-grown defects (point defects, for example) that act as the centers of nonradiative recombination and are located in different layers of heterostructure. The decrease in intensity of both PL bands observed at higher temperatures (Tann>270-3350C) is probably caused by generation of the centers of nonradiative recombination under thermal treatment. In particular, it can be due to multiplication of extended defects (dislocations) nearby the stacking faults at ZnSe buffer layer/GaAs substrate interface and their following growing into the active layers (QD layers). It was proposed earlier to explain both quenching of CdZnSe QW emission after rapid thermal annealing treatment and rapid degradation of blue-green laser diodes based on CdZnSe QWs. However, the only rise of nonradiative defect concentration in the result of annealing can not explain different rates of the decrease of the I_{OD} and I_D band intensities. As it was mentioned above, quenching of the QD emission occurs

much sharply than that of defectrelated band. This can be due to the increase of concentration of defects giving rise to I_D band and/or the decrease of QD concentration. Of the two mechanisms, the former can be realized if column II vacancies are generated during annealing at the surface of the sample and then diffuse into the structure as it was observed. This explanation agrees with the blue shift of ID band position and the decrease of WL peak in its excitation spectra. Both of these are observed in the same range of annealing temperatures (T_{ann} =300-335^oC) and are very likely caused by the increase of contribution of emission of vacancy-related defects localized in the ZnSe layers to the I_D band (Fig. 1c, d). At the same time, the blue shift of defect-related band is accompanied by the increase of its FWHM, which in the sample annealed at 430^oC is 1.5 times larger than that in the as-grown one. In addition, the WLpeak decreases but not disappears in the ID band excitation spectrum upon nnealing. These indicate that even after thermal treatment at 430 OC the I_D band emains multicomponent and the contribution of defects localized in the wetting ayers to the I_D band is large enough. The data obtained imply that the total concentration of column II vacancies increases in the structure.

Conclusions

In conclusion, we have found that post-growth thermal treatment of CdSe/ZnSe QD heterostructures influences the QD luminescence intensity and results in up to 100 meV blue shift of the QD luminescence band position. It is revealed that annealing of the samples at temperatures up to 270°C allows raising the QD luminescence intensity by 2 to 3 times with no changes in other QD luminescent characteristics. The effect is supposed to be due to annealing of as-grown centers of nonradiative recombination. The blue shift occurs at annealing temperatures of 370-430°C concurrently with the decrease in the QD luminescence intensity and is not accompanied by the changes in the energy of the ground state excitonic transition in the wetting layer. This effect is ascribed to strain-enhanced lateral Cd/Zn interdiffusion in the QD layers through the vacancies generated during the growth of the structure.

References

[1] I.L. Krestnikov, N.N Ledentsov, A. Hoffmann and D. Bimberg, Arrays of two-dimensional islands formed by submonolayer insertions: growth, properties, devices // Phys. Stat. Sol. (a)83(2), p. 207-233 (2001).

[2]. N. Peranio, A. Rosenauer, D. Gerthsen, S.V Sorokin, I.V. Sedova and S.V. Ivanov, Structural and chemical analysis of CdSe/ZnSe nanostructures by transmission electron microscopy // Phys. Rev. B61(23), p. 16015-16024 (2000).

[3] E. Kurtz, J. Shen, M. Schmidt, M. Grun, S.K. Hong, D. Litvinov, D. Gerthsen, T. Oka, T. Yao and C. Klingshirn, Formation and properties of self-organized II–VI quantum islands // Thin Sol. Films367, p. 68-74 (2000).

[4]. M. Strassburg, Th. Deniozou, A. Hoffmann, R. Heitz, U.W. Pohl, D. Bimberg, D. Litvinov, A. Rosenauer, D. Gerthsen, S. Schwedhelm, K. Lischka and D Schikora, Coexistence of planar and three-dimensional quantum dots in CdSe/ZnSe structures // Appl. Phys. Lett.76(6), p. 685-687. (2000).

[5]. T. Passow, K. Leonardi, H. Heinke, D. Hommel, D. Litvinov, A. Rosenauer, D. Gerthsen, J. Seufert, G. Bacher and A. Forchel, Quantum dot formation by segregation enhanced CdSe reorganization // J. Appl. Phys.92(11), p. 6546-6552 (2002).

[6]. H. Heinke, T. Passow, A. Stockmann, H. Selke, K. Leonardi and D. Hommel, Analysis of cadmium diffusion in ZnSe by X-ray diffraction and transmission electron microscopy // J. Cryst. Growth214/215, p. 585-589 (2000).

[7]. T. Passow, M. Klude, C. Kruse, K. Leonardi, R. Kroger, G. Alexe, K. Sebald, S. Ulrich, P. Michler, J. Gurowski, H. Heinke and D. Hommel, On the way to the II-VI quantum dot VCSEL // Adv. in Solid State Phys.42, p. 13-25 (2002).

[8]. S.V. Ivanov, A.A. Toropov, S.V. Sorokin, T.V. Shubina, A.V. Lebedev, I.V. Sedova, A.A. Sitnikova, R.V. Zolotareva, P.S. Kop'ev and Zh.I. Alferov, Ultra-low threshold ZnSe-based lasers with novel design of ctive region // J. Cryst. Growth201/202, p. 942-945 (1999).

[9].. A. Ishibashi, II-VI blue-green light emitters // J.Cryst. Growth159, p. 555-565 (1996).

[10].. L.V. Borkovska, R. Beyer, M. Hoffmann, A. Holzhey, N.O. Korsunska, Yu.G. Sadofyev and J. Weber, Role of Cation Vacancy-Related Defects in Self-Assembling of CdSe Quantum Dots // Defect Diffus. Forum, 230-232, p.55-67 (2004).

АНАЛИЗ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА ЭЛЕКТРОНА В МНОГОСЛОЙНОЙ КВАНТОВОЙ ЯМЫ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ

П.Ж. Байматов¹, Б.Т. Абдулазизов¹, М.С. Тохиржонов¹, О.М. Юнусов², А.А. Сайдалиев³

¹Наманганский государственный университет, Наманган, 160119, Узбекистан,

²Физико-технический институт Академии наук Республики Узбекистан,

Ташкент, 100084, Узбекистан

³Наманганский инженерно-технологический институт, Наманган, 160115, Узбекистан

Аннотация

В данной работе проведена численная и аналитическая изучения энергетического спектра электрона в квантовой яме многослойных гетероструктур. Была изучена зависимость уровней энергии от толщины слоя InAs, вставленного между гетеротузульмами. В модели бесконечно глубокой ямы получена аналитическая формула зависимости $E_n(b)$. Найденная в модели параболических зон зависимость энергетических уровней от толщины b нанослоя InAs оказалась сильной и сложной. В модели непараболических зон из-за роста массы электрона по энергии число энергетических уровней в яме увеличилось, а зависимости $E_n(b)$ заметно подавлены.

Ключевые слова: Квантовая яма, Пространственная квантования, InAs, AlAs/In_xGa₁₋ _xAs/AlAs, Нанослой, Непараболичная дисперсия

В гетероструктуре AlAs/In_xGa_{1-x}As/AlAs (0 < x < 1) образуется простая одиночная квантовая яма. Но если поместит тонкий нанослой InAs внутри слоя In_xGa_{1-x}As, то он создает дополнительную потенциальную яму для электронов. В работе [1] экспериментально изучены характеристики резонансно-туннельного диода (RTD) на основе гетороструктуры AlAs/In_xGa_{1-x}As/AlAs (простая квантовая яма) и AlAs/In_xGa_{1-x}As/InAs/In_xGa_{1-x}As/AlAs (сложная квантовая яма)

В данной работе изучаются природы энергетических уровней электрона в сложной квантовой яме гетероструктур AlAs/In_xGa_{1-x}As/InAs/In_xGa_{1-x}As/AlAs, обсужденных в работах [1,2] с учетом непараболичности зоны проводимости. Определены зависимости энергетических уровней от толщины слоя InAs $E_n(b)$ Результаты получены численно и представлены в графиках. Обсуждается роль непараболичности зоны проводимости в зависимостях $E_n(b)$



Рис.2. Зависимости энергетических уровней электрона от ширины слоя InAs, E_n(b/L) при фиксированном значении L=3,64 nm. Штриховые линии относятся к параболической модели, сплошные линии – непараболической модели зоны проводимости.

Литература

1. Broekaert, T. P. E, Lee, W, & Fonstad, C. G. (1988). Pseudomorphic In_{0.53}Ga_{0.47}As/AlAs/InAs resonant tunneling diodes with peak-to-valley current ratios of 30 at room temperature. Applied Physics Letters, 53(16), 1545–1547. doi:10.1063/1.99951 (https://doi.org/10.1063/1.99951)

2. В.Д. Дымников, О.В.Константинов. Уровни энергий в квантовой яме с пвямоугольными стенками сложной формы // Физика и техника полупроводников том 29, вып. 1 (1995). с.133-139 Санкт-Петербург, Росс

CONCENTRATION OF SIMULTANEOUSLY DOPED GALLIUM AND ANTIMONTY IMPURITY ATOMS IN SILICON

Sobir Isamov¹, Ma'ruf Haqqulov¹, and Bobir Isakov^{1,*}

¹Tashkent state technical university, Uzbekistan, 100095, University St, 2, Tashkent, Uzbekistan, *E-mail: <u>bobir6422isakov@gmail.com</u>(corresponding author)

Abstract

In this work, the distribution of impurity atoms in a silicon sample doped with Ga and Sb impurity atoms was theoretically considered. Theoretical calculations were made using MathCad 15 software. This work is scientifically and practically important in predicting experimental results and increasing the reliability of results.

Key words: Ga, Sb, Si, diffusion, MathCad 15, simultaneously

1. Introduction

The main sources of energy for the production of electricity are recognized as unsustainable. For example, the burning of fossil fuels (coal, oil, and natural gas) releases large amounts of CO_2 into the atmosphere, causing serious climate problems such as global warming, rising sea levels, and changes in precipitation. Nuclear power plants are more environmentally friendly (zero CO_2 emissions). However, these plants can become extremely dangerous if they are not operated safely, as in the case of the Chernobyl disaster in 1986, or in the event of natural disasters such as Fukushima. For the reasons mentioned above, it is very important to use more clean and renewable energy sources. The above problems can be solved by converting renewable energy sources, especially solar energy into electricity. Solar energy is directly converted into electricity through the photovoltaic (PV) effect, which was discovered and demonstrated by Nobel laureate Henri Becquerel [1-4].

Solar panels are traditionally divided into three different generations: silicon-based solar panels, thinfilm solar panels, and nano-crystalline material-based solar panels. The inability to control the main parameters of silicon, such as its mobility, forbidden field energy, energy zone structure, limits its capabilities. But silicon makes up 26-27% of the earth's composition, besides, the technology of obtaining silicon used in industry is cheaper and more widespread than the technology of obtaining other semiconductor materials. Therefore, silicon is still the leading semiconductor material used in electronics and solar panel production. Therefore, scientific research is being conducted both theoretically and practically all over the world to control the main parameters of silicon and to increase the efficiency of silicon solar panels.

2. Theoretical calculations

In the work of authors Ahmad Mostafa and Mamoun Medraj [Binary Phase Diagrams and Thermodynamic Properties of Silicon and Essential Doping Elements (Al, As, B, Bi, Ga, In, N, P, Sb and Tl)], the diffusion parameters of gallium and antimony elements in silicon 'shown.

$$D_{i} = A \cdot e^{\left(\frac{B[ev]}{kT}\right)} \left[\frac{cm^{2}}{s}\right]$$
(1)

here, A is a quantity equal to the diffusion coefficient when the temperature is infinite; B-activation energy; D_i -diffusion coefficient.

Elements	Al	As	В	Bi	Ga	In	N	Р	Sb	Tl
A	0.317	8.85	3.79	1.08	3.81	3.13	200000	1.03	40.9	1.37
В	-3.023	-3.97	-3.645	-3.85	-3.552	-3.668	-3.24	-3.507	-4.158	-3.7

Table 1. Diffusion parameters of group III and V elements in silicon.

Table 1 and equation (1) can be used to calculate the diffusion coefficient at a certain temperature.



Fig. 1. Graph of diffusion coefficients of gallium and antimony elements as a function of temperature.

The graph of the dependence of the concentration of elements on the depth of penetration is determined using the following equation (2):

$$C(x) = C_0 \cdot erfc\left(\frac{x}{2 \cdot \sqrt{D(T) \cdot t}}\right)$$
(2)

here is C(x) – the concentration of the element, C_0 – the maximum solubility of the element in silicon, x – is the penetration depth, D(T) – the diffusion coefficient, and t – the diffusion time.

The maximum solubility of gallium and antimony elements in silicon can be determined using the following graph [5-6]:



Fig. 2. Graph of the temperature dependence of the solubility of some impurity atoms in silicon. Using Figure 2, we can construct Table 2 below.

Tuble 2. Muximum solubility of ou and bo impurity atoms in sincon at a given temperature.										
<i>T</i> , °C	1000	1050	1100	1150	1200	1250	1300			
$C_{1}(x \cdot 10^{19}) \ cm^{-3}$	Sb	4	4÷5	4÷5	5÷6	5÷6	6	6÷7		
$C_0(x \to 0), cm$	Ga	2÷3	3÷4	3÷4	4	4	4	3÷4		

Table 2. Maximum solubility of Ga and Sb impurity atoms in silicon at a given temperature.

Using equations (1) and (2) and table 2, we can obtain the distribution of the concentrations of gallium and antimony elements at temperatures of $1000 \div 1300$ °C during the same period of time (5 hours).



Fig. 2. Depth distribution of concentrations of gallium and antimony atoms entering silicon simultaneously at temperatures of 1000÷1300 °C and during the same time (5 hours).

3. Conclusion

Based on these calculated results, we can design experiments that we can conduct. The essence of theoretical calculations and mathematical modeling of the diffusion process is that it reduces the number of unnecessary experiments, helps us to achieve the result faster and easier, reduces energy consumption and somewhat reduces costs.

In our future work, we will consider how well the experimental results confirm the theoretical calculations.

References

1. Ahmad Mostafa, Mamoun Medraj. Binary Phase Diagrams and Thermodynamic Properties of Silicon and Essential Doping Elements (Al, As, B, Bi, Ga, In, N, P, Sb and Tl), Materials. **10**, 676 (2017).

2. Б.О. Исаков, Теоретическое распределение концентрации галлия и сурьмы элементов легированного, диффузионным способом в кремнии, ILIM hám JÁMIYET. **2**, 19-20 (2022).

3. М.К. Бахадырханов, С.Б. Исамов. Физические основы формирования гетероваризонной структуры на основе кремния, Журнал технической физики том 91, вып. 11, (2021).

4. М.К. Бахадырханов, К.С. Аюпов, Г.Х. Мавлонов, С.Б. Исамов, Отрицательное магнитосопротивление в кремнии с комплексами атомов марганца [Mn]₄, Физика и техника полупроводников, том 44, вып. 9, (2010).

5. M.K. Bakhadyrhanov, U.X. Sodikov, Kh.M. Iliev, S.A. Tachilin, Tuerdi Wumaier, Perspective Material for Photoenergetics on the Basis of Silicon with Binary Elementary Cells. Mater. Phys. Chem. V. 1. № 1. P. 1–6. (2019).

РУХ ВА ОЛТИНГУГУРТ КИРИШМА АТОМЛАРИ БИЛАН ЛЕГИРЛАНГАН КРЕМНИЙ МОНОКРИСТАЛЛИНИ РЕНТГЕН (XRD) ТАХЛИЛИ

С.А. Валиев^{1,*} М.К. Хаккулов² ва Шакаров Ф.К².

¹Белорус-Ўзбекистон қўшма тармоқлараро амалий-техник квалификациялар институти, Қорамурт кўчаси 1, Тошкент вилояти, Ўзбекистон, *E-mail: <u>siroj2@yandex.ru</u>

²Ислом Каримов номидаги Тошкент давлат техника университети, Тошкент, Ўзбекистон

Аннотация

Монокристалл кремний кристалл панжарасида ZnS бинар бирикмаларни хосил бўлиш жараёни хамда уларнинг Рентген (XRD) тахлилини олишда ўрганилган илмий натижалар мақолада келтирилди. Кремний кристалл панжарасида хосил бўлган ZnS бинар бирикмаларнинг структура тузилишлари Рентген (XRD) тахлили асосида аниқланиб бошлангич монокристалл кремний ва рух сульфидининг сфалерит хамда вюрцит кристалл тузилишларининг модификациялари ўзаро солиштирилди.

Калит сўзлар: кремний, рух, олтингугурт, бинар бирикма, диффузия, рентген таҳлили.

1. Кириш

Яримўтказгич материалларнинг сирти ва ҳажмида киришма аомларнинг бошқариладиган нано ўлчамли бирикмаларини шакллантириш ва концентрациясини бошқариш бошлагғич материалларнинг асосий фундаментал электрофизик параметрларини мақсадли ўзгартириш шу куннинг долзарб муаммоларидан ҳисобланади. Таркибида киришма атомларнинг бирикмали кластерлари мавжуд бўлган базавий материалнинг электрофизик, фотоэлектрик, оптик ва кимёвий хусусиятларини ўрганиш ҳамда олинган натижаларни илмий нуқтаи назардан таҳлил қилиш асосида яримўтказгич материалнинг электрофизик параметрлари бошланғич намунаникига нисбатан тубдан фарқ қиладиган янги материалларни олиш мумкинлиги тўғрисида асосланган илмий ҳулоса қилиш имконини беради. Бу ўз навбатида таркибида киришма атомларнинг бинар бирикмалари бўлган янги материалларни олиш ва уларнинг электроника, оптоэлектроника ва фотоэнергетикада кенг қўллашда янги имкониятларни очиб беради [1-4].

2. Технология ва олинган натижаларнинг тахлили

Тажрибалар учун электроника саноатида ишлатиладиган КЭФ-100 маркали бошланғич кремний намуналари танлаб олинди. Бу материалда қолдиқ кислород атомларининг миқдори $N_0 \sim 7 \cdot 10^{17}$ см⁻³ ни ташкил қилди. Тажрибалар учун бошланғич кремний намуналари тайёрлаб олинди. Монокристалл кремнийда олтингугурт ва рух атомларининг ўзаро бирикмасини ҳосил қилиш учун бошланғич КЭФ-100 маркали кремний намуналари T=1250⁰C ҳароратда t=10 соат давомида олтингугурт киришма атомлари билан диффузион усулда легирланиб, сўнгра T=1200⁰C ҳароратда t=1 соат давомида рух киришма атомлари газ ҳолатидан диффузия усули билан кремнийга киритилди. Аввал олтингугурт сўнгра рух киришма атомлари балан диффузия атомлари билан кетма-кет легирланган таркибида ZnS бинар бирикмалар мавжуд кремний намуналари $T=850\div875^0C$ ҳарорат оралиғида t=0.5÷2 соат кўшимча ҳароратли ишлов берилди. Ҳароратли ишлов берилган таркибида ZnS бинар бирикмалар мавжуд кремний намуналари $T=850\div875^0C$ ҳарорат оралиғида t=0.5÷2 соат кўшимча ҳароратли ишлов берилди. Ҳароратли ишлов берилган таркибида ZnS бинар бирикмалар мавжуд кремний намуналарининг ефалерит ва вюрцит кристалл тузилишига эга бўлган модификациялари ҳамда тажрибаларда олинган намуналар Рентген (XRD) таҳлили асосида ўрганилди ва олинган натижалар ўзаро солиштирилди (1-расм).



1.

1-расм. Рентген тахлили натижалари: а) таркибида ZnS бинар бирикмалар мавжуд кремний монокристалли б) Бошлангич кремний монокристалли (КЭФ-100) с) сфалерит кристалл тузилишидаги рух сульфиди д) вюрцит кристалл тузилишидаги рух сульфиди.

Рентген таҳлили асосида олинган натижаларни илмий ўрганиш асосида ZnS тузилишидаги бинар бирикмалар мавжуд монокристалл кремнийнинг рентген таҳлилидаги абцисса ўқи (2 theta) га мос келган 1,2,3,6,7,8,10 чўққиларининг қийматлари (миллер индекслари- h,k,l) бошланғич кремний монокристалли, рух сульфидининг сфалерит ва вюрцит модификацияларининг миллер индекслари (h,k,l) нинг қийматларига мос келмайди. Бу натижаларни илмий таҳлили асосида ҳулоса қилиш мумкинки, бир вақтнинг ўзида олтингугурт ва рух киришма атомларини кремнийга газ ҳолатидан диффузия усули билан киритганда ZnS янги бинар бирикмалар ҳосил бўлар экан. Рентген таҳлилини ўрганишда олинган намуналарни махсус кимёвий эритма асосида 0.1 мкм қалинликдан қатламмақатлам олиб текширилганда, кремнийнинг сиртига қараганда сирт олди қатламида ZnS бинар бирикмаларининг концентрацияси экспоненциал камайиб бориши ва маълум чуқурликда бирикмаларнинг концентрацияси d=15÷20 мкм чуқурликда кескин камайиши аниқланди.

Фойдаланилган адабиётлар рўйхати

1. John McCloy and Randal Tustison. Chemical vapor deposited zinc sulfide, Published by SPIE The International Society for Optical Engineering P.O. Box 10 Bellingham, Washington USA, - 2013.- P. 1-9.

2. Al-Bahadly, A. I, Hilal, M. H, & Hassan, A. M. (2016). Optical, structural and morphological properties of ZnS thin films deposited by spray pyrolysis technique. Materials Science in Semiconductor Processing, 42, 115-120.

3. Marc De Graef и Michael E. McHenry. Structure of Materials: An Introduction to Crystallography, Diffraction and Symmetry, Cambridge University Press, - 2010.- Р. 640.

4. N.F.Zikrillaev, F.Q.Shakarov, M. K. Khaqqulov. Numerical calculation of the charge state and electrostatic potential of a binary nanocluster structure with Si_2ZnS cells in a cubic lattice of crystalline silicon with a diamond structure. Technical science and innovation, Vol.10 (2020): Iss. 3, Article 12.

КИНЕТИКА НАКОПЛЕНИЯ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА ПРИ ГАММА-ОБЛУЧЕНИИ В НЕЙТРОННО-ОБЛУЧЕННЫХ ЛЕГИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛАХ LuAG:Pr

Э. М. Ибрагимова и И. А. Хайитов*

Институт ядерной физики АН, п. Улугбек, Ташкент, 100214, Узбекистан *E-mail: haitov 094@bk.ru

Абстракт

Выбор неорганических материалов для практического применения либо в дозиметрах, либо в сцинтилляторах зависит от времени жизни носителей зарядов, захваченных в ловушках, имеющих разные энергетические уровни. Для дозиметрии (после облучения) требуется высокая концентрация глубоких ловушек и их стабильность при комнатной температуре, что означает большое время жизни электронов или дырок в ловушках. Для сцинтилляционных детекторов (в процессе облучения) необходимы высокий световыход (10⁴ - число ионов/центров эмитирующих фотоны / на энергию одной падающей частицы) и быстродействие (20 нс – время миграции носителей заряда и время высвечивания фотона центром) [1].

Ранее показано в [2], что облучение флюенсами быстрых нейтронов реактора >10¹⁶ см⁻² приводит к значительному снижению световыхода ⁶⁰Со гамма-люминесценции (ГЛ) в полосах 310, 325 и 370 нм при 310 К в монокристаллах Lu₃Al₅O₁₂, активированных ионами Pr³⁺ (LuAG:Pr) с концентрацией 0.22 мол% (1.2×10^{21} моль⁻¹ или 0.6×10^{17} см⁻³), из-за увеличения концентрации радиационных дефектов (>4×10¹⁷ см⁻³), связанных с центрами окраски с характерными полосами оптического поглощения (ОП) 387 и 570 нм. Таким образом, количество созданных ловушек (электронов F⁺, V₀(C_{dop}) и дырок Pr⁴⁺) превышает количество излучающих ионов Pr³⁺, что является причиной ограничения ресурса сцинтиллятора флуенсом нейтронов 10¹⁶ см⁻². Но зато эти ловушки при условии их высокой концентрации и большой глубины придают переобученному сцинтилляторному материалу новые свойства, необходимые для дозиметра.

Целью работы являлось определение типа ловушки оптимальной для термолюминесцентной дозиметрии, кинетики их накопления и опустошения в легированных кристаллах LuAG:Pr.

Образцы сначала были облучены флуенсом нейтронов 10^{17} ст⁻² для генерации радиационных дефектов с концентрацией 4×10^{18} см⁻³, затем образцы отжигали для опустошения ловушек и потом облучали ⁶⁰Со гамма квантами (1.17 и 1.33 МэВ) при мощности 0.064 Gy/сек (5.7×10^{10} γ -кв/см²с) в интервале доз от от 6.4 до 70.4 Gy для генерации электрон-дырочных пар (от 5.76×10^{12} см⁻³ до 6.3×10^{13} см⁻³) и заселения ими ловушек. С помощью термолюминесцентного метода можно обнаружить наличие центров рекомбинации с пределом чувствительности 10^{14} /см³ [3], даже когда он практически не виден в спектре ОП. После каждой вышеуказанной дозы гамма-облучения были зарегистрированы кривые термовысвечения (TB) в интервале температур от 300 до 605 K и спектры оптического поглощения (ОП).

Интенсивность пиков ТВ 340, 445, 515 и 545 К быстро увеличивалась с ростом дозы гамма облучения от 6.4 до 70.4 Gy в соответствии с их заполнением носителями зарядов, но температуры пиков ТВ не изменяются. Согласно [4] это указывает на кинетику первого порядка процесса ТВ.

Далее были измерены кинетики затухания пиков ТВ 340, 445, 515 и 545 К, чтобы изучить зарядовую стабильность центров захвата во время выдержки при 305 К в течение 30 мин, 1, 3 и 5 часов образцов, облученных одинаковой дозой 50 Gy при 310 К. Оказалось, что только пик 340 К затухает через 5 час, а остальные пики 445, 515 и 545 К показали зарядовую стабильность ловушек. Затухание пика 340 К свидетельствует о возможности туннельной рекомбинации носителей заряда даже при 305 К [5,6]. Стабильную ловушку, связанную с самым интенсивным пиком ТВ 445 К, можно использовать для термолюминесцентной дозиметрии (ТЛД) высоко энергетичных гамма квантов, так как с ростом дозы облучения от 6.4 до 70.4 Gy интенсивность пика монотонно увеличивается и форма кривой ТВ не изменяется.

Используя ранее определенные нами значения двух параметров захвата, а именно энергии активации ($E \approx 1.21 \text{ eV}$) и частотного фактора ($s \approx 1.6 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$) для пика ТВ 445 К в [2], и формулу для времени жизни электронов в ловушках из [7], оценили его значение $\tau = 38.2$ года при 300 К. На основании этого и результатов затухания в течении 5 часов после дозы 50 Gy гамма облучения можно считать, что нейтронно-наведенный пик TB 445 K в LuAG:Pr достаточно стабилен и может быть потенциальным кандидатом для дозиметрических целей как ТЛД, так как его запрещенная зона такая же широкая E_g =8.13 eV (~ 152 nm) [8] как у имеющихся дозиметрических материалов ТЛД-500 K (Al_2O_3 :C) c E_g = 9.2 eV [9] и LiF:Mg,Cu,P c E_g = 10 eV [10]. Ограниченное количество ловушек, ответственных за основной дозиметрический пик ТЛД-500 K кристаллов а-Al2O3:C и LiF:Mg,Cu,P, обусловливает насыщение выхода пика TB при дозах 10–20 Gy [11]. В сравнении с ними LuAG:Pr не достигает насыщения пика 445 K даже при 50 Gy. Кроме того LuAG:Pr не уступает α -Al2O3:C в механической прочности, имеет незначительный фоновый сигнал, его поверхность не реагирует с окружающей атмосферой, что делает целесообразными дальнейшие исследования применимости предварительно нейтронно-облученных и обработанных сцинтиляторных монокристаллов LuAG:Pr к клинической дозиметрии ТЛД гамма излучения (в частности в лучевой терапии) и стерилизации изделий медицинского назначения и пищевых продуктов.

При дозах до 70 Gy спектры ОП в области 350-800 нм не изменялись, а после гамма дозы \geq 120 Gy появляются полосы ОП 387 и 570 нм и растут их коэффициенты. Наблюдаемый монотонный рост коэффициентов полос ОП 387 и 573 нм, связанных с электронными центрами F^+ , $V_O(C_{dop})$ в интервале гамма доз $(1.2 - 10) \times 10^2$ Gy, дает возможность использовать это в абсорбционной гамма-дозиметрии для некоторых радиационных технологий.

Ключевые слова: лютеций алюминиевый гранат Lu₃Al₅O₁₂:Pr, облучение нейтронами, центры окраски, термовысвечивание, дозиметрия гамма-излучений.

Литература

1. H. Ogino, A. Yoshikawa, M. Nikl, K. Kamada, T. Fukuda. Jour. of Cryst. Growth. 292 (2006) 239

2. Kh. Islamov, E. M. Ibragimova, I. A. Khayitov, and R. R. Vildanov. Opt. and Spectr, 130, (2022) No.3 180

3. Золотарев В. М, Методы исследования материалов фотоники: элементы теории и техники. Учебное пособие. - СПб: СПбГУ ИТМО, 2008. - 275 с.

4. R. Chen, S.W. McKeever. Theory of Thermoluminescence and Related Phenomena, World Scientific Publishing, 1997

5. R. Visocekas, A. Zink Radiat. Eff. Defect Solid 134 (1995) 265

6. K. Sfampa, G.S. Polymeris, N.C. Tsirliganis, V. Pagonis, G. Kitis. Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. Mater. Atoms 320 (2014) 57

7. R.K. Gartia, Th. Tejkumar Singh, Th. Basanta. Nucl. Instrum. and Methods in Physics Research B 269 (2011)

8. Zorenko Yu, Gorbenko V, Voloshinovskii A, Stryganyuk G, Mikhailin V, Kolobanov V, Spassky D, Nikl M, Blazek K. Phys. Stat. Sol. (a).. 202. (2005) No.6. P. 1113

9. M. Kirm, G. Zimmerer, E. Feldbach, A. Lushchik, Ch Lushchik, F. Savikhin, Phys. Rev. B–Condens. Matter Phys. 60 (1) (1999) 502

10. P. Bilski, B. Obryk, Z. Stuglik, Radiat. Meas. 45 (2010) 576.

11. R. Chen, D. Lo, J.I. Lawless, Radiat. Prot. Dosim. 119 (1-4) (2006) 33

НОВЫЕ РЕСУРСЫ ДЛЯ УЛУЧШЕНИЯ РАБОЧИХ ХАРАКТЕРИСТИК ИК-ФОТОПРИЕМНИКОВ И ЛАЗЕРОВ

¹Вугар Алиев, ²Вагиф Рустамов, ²Яхья Намазов

¹Доктор физико – математических наук, главный научный сотрудник Института физики Министерства науки и образования, Азербайджан ²Кандидат физико - математических наук, профессор кафедры «Физики» Гянджинского Государственного университета Министерства науки и образования, Азербайджан

Аннотация. Для полупроводниковых лазеров и ик-приемников оптимизация их характеристик проводится с учетом влияния легирования на электрические, оптические и тепловые свойства материалов. Однако наши исследования показали, что новым важным ресурсом в совершенствовании их характеристик являются и механические упругие свойства (модуль упругости, предельная упругая деформация), модифицированные при легировании некоторыми примесями.

В настоящей статье рассматриваются ситуации, когда при расширении диапазона упругой деформации в полупроводниковых лазерах снижается пороговый ток, а в фотоприемниках значительно возрастает удельное сопротивление, а, следовательно, и чувствительность.

Ключевые слова: полупроводники, ИК-фотоприемники, лазеры, модуль упругости, удельное сопротивление.

В последние годы наметился важный прорыв в разработке ИК перестраиваемых лазеров и фотоприемников на основе полупроводников. Это, в первую очередь, связано с созданием совершенных гетероструктур и однородных сильно легированных кристаллов.

Если ширина запрещенной зоны и эффективная масса носителей тока в различных полупроводниках в основном определяются их составом (химической формулой), то большинство свойств: тип проводимости, подвижность носителей, время жизни, коэффициенты поглощения и теплопроводности и др., в значительной мере зависят от легирующих примесей. По совокупности таких параметров для различных задач выбираются наиболее эффективные материалы. В частности, для полупроводниковых лазеров и фотоприемников оптимизация их характеристик: порогового тока (рабочей температуры), мощности излучения, чувствительности и др., проводится с учетом влияния легирования на электрические, оптические и тепловые свойства материалов. Однако наши последние исследования [1] показали, что новым важным ресурсом в совершенствовании их характеристик являются и механические упругие свойства (модуль упругости, предельная упругая деформация), модифицированные при легировании некоторыми примесями.

В настоящем сообщении рассматриваются ситуации, когда при расширении диапазона упругой деформации в полупроводниковых лазерах снижается пороговый ток, а в фотоприемниках значительно возрастает удельное сопротивление, а, следовательно, и чувствительность.

Известно, что благодаря уменьшению активного объема и эффектам ограничения, значительное снижение пороговых токов достигнуто в лазерах на основе гетероструктур. Во многих случаях для качестве расширения спектрального диапазона в активных слоев используются многокомпонентные твердые растворы. Как следует из экспериментов и расчетов, в процессе создания гетероструктур происходит заметная взаимодиффузия компонентов твердых растворов. В результате, даже в структурах, задуманных как изопериодные, в эмиттерах и активной области лазеров формируются рассогласованные области. В большинство случаев их не удается избежать и при изменении профиля составов в гетероструктуре. Соответствующие рассогласованиям напряжения превосходят предел упругости – их релаксация приводит высвобождению дислокаций от центров закрепления. Из-за роста безызлучательной рекомбинации пороговый ток повышается согласно:

$$I_n \approx \left(\frac{\tau_{s\phi}}{\tau}\right)^{-1} = \frac{d + 2S\tau}{d}$$

где $\tau_{3\phi}$ - время жизни с учетом центров рекомбинации при рассогласовании; τ - время жизни в активной области; d - толщина активной области; S - скорость поверхностной рекомбинации (в данном случае распределенной по некоторой толщине в активной области лазеров). В свою очередь:

$S = \sigma \cdot \upsilon \cdot N$

здесь $\sigma = a^2$ - сечение рекомбинации; υ - тепловая скорость носителей тока; a - параметр кристаллической решетки; N- плотность центров рекомбинации, равная:

$$N = \frac{1}{a^2} \cdot \frac{\Delta a}{a}$$

Принимаем, что при плавном рассогласовании $\frac{\Delta a}{a}$ соответствует его максимуму. В качестве примера рассмотрим гетероструктуры в системе полупроводников IV-VI: PbSeTe – PbSnSeTe. Рассогласование $\frac{\Delta a}{a}$ в активной области при температуре эпитаксии составляет (1÷3)·10⁻³. С другой стороны, из измерений времени жизни в активном слое гетероструктур и амплитудной зависимости внутреннего трения более половины всего количества дефектов появляется при деформации (1÷2)·10⁻³. Тогда с учетом $v = 3.10^7$ cm/c, $\tau = 5.10^{-9} \div 10^{-8}$ с, d = 0.6 мкм из-за диффузионного

рассогласования измеряемый пороговый ток *I_n* возрастает на порядок и более.

Важно подчеркнуть, что предельные упругие напряжения при исследовании внутреннего трения определяются по критическим амплитудам колебаний (когда существенно изменяется производная потери энергии от амплитуды колебаний) со слабой температурной зависимостью, т.е. с сильными центрами плотностью дислокации пластическая деформация возникает в сравнительно меньшем или большем количестве локальных объемов разной величины. При большой плотностью дислокаций она приближается к пределу упругости, для образцов с меньшей плотностью дислокаций - это начальная стадия пластической деформации. Но и в этом случае влияние на пороговый ток значительно. Как показывают расчеты, если рассогласование составляет половину предельного, то пороговый ток возрастает в 5 ÷ 6 раз.

Когда ресурс по предельной упругой деформации структурах исчерпан, то предельное $E \Delta a$

напряжение $\sigma_{M} = \frac{E}{1-\nu} \cdot \frac{\Delta a}{a}$, (где ν - коэффициент Пуассона) может быть увеличено за счет

возрастания модуля упругости *E* и критической упругой деформации $\varepsilon_{\rm kp}$. Как показали наши исследования, модуль упругости в полупроводниках IV - VI возрастает в 2,5 ÷ 3 раза, а критическая упругая деформация в 3,5 ÷ 4 раза при легировании примесями Cr, Ca, Mn на уровне $\leq 0,01$. Все эти примеси уменьшают параметр решетки и в условиях ее сжатия возникает барьер для зарождения и движения дислокации. Однако, наиболее нейтральным по отношению к излучательным переходам в полупроводниках IV - VI является примесь марганца.

Введением коэффициента

$$n_{np} - n_{Hecm}$$

 n_{Hecm}

в знаменатель формулы для плотности дефектов при концентрации легирующей примеси $n_{np} \approx 10^{20}$ см⁻³ и концентрации нестехиометрических дефектов $n_{hecr} \approx 10^{18}$ см⁻³ становится ясным, что даже при рассогласовании в активной области пороговый ток будет понижен, а рабочие температуры лазеров существенно возрастут.

Один из вышеуказанных примесей - хром, наряду с расширением диапазона упругой деформации, обладает свойством стабилизации уровня Ферми. В условиях стабилизации уровня Ферми при возрастании концентрации данной примеси или других, уровень, Ферми не изменяет своего положения. Когда некоторая примесь превышает по концентрации ($10^{19} \div 10^{20}$ см⁻³) нестехиометрические и другие электрически активные дефекты и может в матрице кристалла принимать разновалентные состояния, в том числе донорные и акцепторные, устанавливается определенное соотношение занятых состояний между ними, а положение уровня Ферми меняется только в зависимости от составов твердых растворов.

В твердых pacтвоpax PbSnSe(Te) с повышением содержания олова стабилизированный уровень Ферми смещается от края зоны проводимости к валентной, т.к. растет количество вакансий в подрешетке металла – равновесие смещается в сторону акцепторных состояний. Несмотря на то, что уровень хрома расположен выше края зоны проводимости (~100meV) скорость его смещения с составом (8 meV на 1% SnTe) превышает почти в 2 раза скорость уменьшения ширины запрещенной зоны (4,8 meV 1% SnTe), и поэтому для некоторых составов твердых растворов опускается даже середины запрещенной зоны, переходя в акцепторное состояние. Если стабилизированный уровень Ферми для некоторого состава совпадает с серединой запрещенной зоны и удален от краев зон на значительные энергии – (7÷9)кT, то удельное сопротивление полупроводника существенно возрастает и становится возможным осуществить эффективный фотоприемник при максимальной температуре.

Интересно поведение уровня хрома в PbSnTe и при гидростатическом давлении – уровень слабо смешается относительно середины запрещенной зоны. Ясно, что в некоторых составах PbSnTe, когда стабилизированный уровень хрома залегает в запрещенной зоне, при сжатии в связи с отрицательным коэффициентом изменения ширины запрещенной зоны с давлением происходит переход диэлектрик-металл. Но если каким-либо образом удастся растянуть полупроводник, будет наблюдаться обратный эффект. Модель диэлектрического состояния в узкозонном полупроводнике, используя указанные эффекты при легировании примесями, предполагает расширение запрещенной зоны и проникновение вглубь запрещенной зоны (или углублении) донорного или акцепторного уровня. Расчеты показывают, чтобы уровень Ферми отстоял от края зон энергии (7 ÷ 9)kT, расширение зон узкозонных полупроводниках должно составлять ~100meV. В пределах деформации 8.10⁻³, достигаемой при легировании хромом, разница между упругой деформационными потенциалами электронов и дырок должна выть порядка 10 meV. Оказалось, что вышеперечисленные условия могут быть реализованы при растяжении полупроводника путем роста тонких напряженных слоев, например, PbSnTe на подложках BaSeTe с большим параметром кристаллической решетки. Для конкретного состава PbSnTe:Cr с содержанием SnTe = 0.3 и Cr = 0.5ат% при росте на подложке BaSeTe с содержанием BaTe – 0,15 рассогласование составляет 5.10^{-3} и соответствующее напряжение - 8кбар. Ширина запрещенной зоны возрастает на 60 meV и достигает 140 meV ($\lambda = 9$ мкм) при 100К, а уровень хрома удаляется от вершины валентной зоны на 60 meV. Соотношение удельного сопротивления полупроводника в напряженном и нормальном состояниях по расчетам составляет 4÷5 порядков. Для перекрытия фотоприемниками области спектра 3÷20 мкм соответствующие составы твердых растворов будут отдельно легированы также галлием и ванадием.

Таким образом, создание диэлектрического состояния в узкозонных полупроводниках IV - VI становится при выполнении трех условий:

a) при формировании напряжения для смещения уровня примеси в запрещенную зону с удалением от краев зон на энергии (7÷9) kT;

б) при осуществлении соответствия такого напряжения диапазону упругой деформации исследуемого состава твердого раствора;

в) при выборе подложек с подобной кристаллографической структурой и составом для необходимого рассогласования.

В заключение отметим, что одновременная стабилизация уровня Ферми и расширение диапазона упругой деформации при легировании полупроводников IV - VI некоторыми примесями преобразуют первоначально дефектный, нестехиометрический материал в совершенный, однородный и с большими возможностями по управлению энергетическим спектром носителей заряда. Это обстоятельство может стать фактором для дальнейшего применения полупроводников IV – VI в ИК оптоэлектронике.

Литература

1. Алиев В.А., Гегиадзе Г.Г., Кекелидзе Н.П. Особенности формирования изопериодных гетероструктур на основе многокомпонентных твердых растворов соединений IV-VI. // Известия АН Азербайджана, 2001, том 3, № 3, с.14-19.

BEC-SUPERSOLID PHASE TRANSITION IN RYDBERG-DRESSED BOSE GAS

Zabardast Narzikulov^{1,*} and Asliddin Khudoyberdiev²

¹Institute of Nuclear Physics, Tashkent, Uzbekistan, 100214, *E-mail: <u>zabardastn@gmail.com</u> (corresponding author) ²Condensed Matter Theory, TU Dortmund University, Dortmund 44221, Germany

Abstract

One of the candidates for systems with strong and long-range interactions is gases of ultracold Rydberg atoms. Rydberg atoms are in highly excited electronic states and interact through long-range van der Waals (vdW) interactions. The interaction between two Rydberg atoms can reach several megahertz at a distance of several micrometers [1]. However, the short lifetime in Rydberg states (10–100 μ s) is insufficient for studying spatial coherence. To increase the lifetime mechanism in which a laser with far detuning couples the ground electronic states with the Rydberg states is proposed an in the literature known as Rydberg dressing [2,3]. Laser communication creates a long-range interaction like a soft nucleus between atoms dressed in Rydberg clothes. The coherence time and interaction strength can be controlled using a dressing laser [3, 4].

We study thermodynamic properties of Rydberg-dressed Bose gas at zero temperature regime. Applying the mean field theory and taking into account the anomalous density, we analyzed the dispersion relation. We have shown that depending on the interaction strength (α) roton and maxon modes appear in excitation energy and at a sufficiently large α the roton mode vanishes, which leads to a second-order quantum phase transition from the BEC to the supersolid phase.

Key words: Rydberg-dressed BEC, supersolid, roton and maxon modes

References

- [1] M. Saffman, T. G. Walker, and K. Molmer, Rev. Mod. Phys. 82, 2313 (2010).
- [2] N. Henkel, F. Cinti, P. Jain, G. Pupillo, and T. Pohl, Phys. Rev. Lett. 108, 265301 (2012).
- [3] F. Maucher, N. Henkel, M. Saffman, W. Królikowski, S.Skupin, and T. Pohl, Phys. Rev. Lett. 106, 170401 (2011).
- [4] G. McCormack, R. Nath, and W. Li, Phys. Rev. A 102, 023319 (2020).

Физико-технический институт АН РУз

Адрес: 100084, Чингиз Айтматов 2-Б, Ташкент. Тел: +998-71-2331271; Факс: +998-71-2354291 E-mail: <u>ftikans@uzsci.net</u>, Web: <u>www.fti.uz</u>

Институт Материаловедения АН РУз

Адрес: 102226, Ташкентская область, Паркентский район, поселок «Солнце» Тел: +998 70 722 53 00; E-mail: <u>info@imssolar.uz</u>, Web: www.imssolar.uz



Physical-Technical Institute of UzAS

Address: 100084, Chingiz Aytmatov 2-B, Tashkent. Tel: +998-71-2331271; Fax: +998-71-2354291 E-mail: <u>ftikans@uzsci.net</u>, Web: <u>www.fti.uz</u>

Institute of Materials Science of UzAS

Address: 102226, Tashkent region, Parkent district, "Sun" settlement. Tel: +998 70 722 53 00; E-mail: <u>info@imssolar.uz</u>, Web: www.imssolar.uz