МАТЕРИАЛЫ

III МЕЖДУНАРОДНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ «ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ И ПРИКЛАДНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ, МИКРО- И НАНОЭЛЕКТРОНИКИ»

Ташкент, 20-21 июня 2025 г.
Конференция посвящается 70-летию профессора Ш.Б. Утамурадовой



www.ispm.uz

Ташкент-2025

МАТЕРИАЛЫ

III МЕЖДУНАРОДНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ

«ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ И ПРИКЛАДНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ, МИКРО- И НАНОЭЛЕКТРОНИКИ»

Конференция посвящается 70-летию профессора Ш.Б. Утамурадовой

Ташкент, 20-21 июня 2025 г.

ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ

Председатель:
К.А.Шарипов, министр ВОНиИ РУз

Сопредседатели:
Р.А.Муминов, академик АН РУз
Ш.Б.Утамурадова, директор НИИ ФПМ

Члены Программного комитета:

Ж.Т.Мирзамахмудов, министр Э РУз
Б.П. Отемуратов, Заместитель Председатель Совета Министров Республики Каракалпакстан
А.А.Сангинов, АО “Узгидроэнерго”
С.З. Мирзаев, вице-президент АН РУз
С.З. Зайнабидинов, академик АН РУз
А.Т. Мамадалимов, академик АН РУз
С.А.Бахрамов, академик АН РУз
А.М. Реймов, академик АН РУз, (КГУ)
Ю.Ю.Вайткус, академик АН Литвы
Ю.В.Гуляев, академик РАН (Россия)
Н.Д. Рогалев (Россия, НИУ МЭИ)
А.А.Лебедев (Россия, ФТИ РАН)
Н.Т.Баграев (Россия, ФТИ РАН)
Е.И.Теруков (Россия, НТЦ ТПТ)
Ю.М.Кернасовский (Беларусь, МНИИРМ)
В.Ф.Гременок (Беларусь, НАН Беларуси)
Н.Ж.Жеенбаев (Кыргызстан, ИФ НАН КР)
С.Б.Школык (Беларусь, ОАО «Планар»)
В.И.Плебанович (Беларусь, ОАО «Планар»)
А.Е.Тарасов (Россия, НИУ МЭИ)
Е.И.Теруков (Россия, ФТИ РАН)
Х.Б.Ашуров (ИИПЛТ АН РУз)
И.И. Содиков (ИЯФ АН РУз)
Х.К.Олимов (ФТИ АН РУз)
О.Р.Парпиев (ИМ АН РУз)
Б.Н.Рахимов (ВИИКТС)
А.Р.Кодиров (Академия МО РУз)
М.Г.Дадамирзаев (НамГТУ)
К.П. Абдурахманов (ТУИТ)
А.З. Рахматов (АО «FOTON»)
Н.Ф.Зикриллаев (ТГТУ)
К.А.Исмайлов (ККГУ)
М.Ю.Ташметов (ИЯФ АН РУз)
Г.Гулямов (НамГТУ)
Н.Х.Юлдашев (ФерГУ)
А.М.Касимахунова (ФерГТУ)
С.М.Отажонов (ФерГУ)
К.Э.Онаркулов (ФерГУ)
Р.Я.Расулов (ФерГУ)

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ

Председатель:
Ш.А. Аюпов, президент АН РУз

Сопредседатели:
И.У.Маджидов, ректор НУУз
Х.С.Далиев, директор Филиала НИУ МЭИ

Ответственные секретари:
А.Ш.Мавлянов (НИИ ФПМ)
А.М.Искендеров (Филиал НИУ МЭИ в Ташкенте)

Члены Оргкомитета:

З.Т.Азаматов (НИИ ФПМ)
Т.М.Разыков (ФТИ АН РУз)
Э.З.Имамов (ТУИТ)
М.Н.Турсунов (ФТИ АН РУз)
Т.У.Нишанбаев (Филиал НИУ МЭИ в г.Ташкенте)
И.Х. Хамиджонов (НИИ ФПМ)
С.А.Музафарова (НИИ ФПМ)
О.Х.Кулдашов (НИИ ФПМ)
Н.А. Тургунов (НИИ ФПМ)
К.М. Файзуллаев (НИИ ФПМ)
А.В.Станчик (НПЦ НАН Беларуси)
М.Б.Тагаев (ККГУ)
Б.Давлетмуратов (ККГПИ)
А.Б.Камалов (ККГПИ)
У.О.Кутлиев (УрГУ)
Э.Х.Бозоров (ИЯФ АН РУз)
К.М.Кучкаров (ФТИ АН РУз)
Ж.С.Ахатов (ФТИ АН РУз)
Г.Мавлянов (ТГТУ)
К.С.Аюпов (ТГТУ)
Р.У.Алиев (Анд ГУ)
Н.Шарибаев (НамГТУ)
У.И.Эркабаев (НамГТУ)
Ш.Э. Муродов (МВД РУз)
О.Ф.Тукфатуллин (НИИ ФПМ)
Ж.Ж.Хамдамов (НИИ ФПМ)
Я.А.Сайдимов (НИИ ФПМ)
А.Б.Утениязова (НИИ ФПМ)
С.Ш. Рашидов (МВД РУз)
А.С.Есбергенова (НИИ ФПМ)
Ш.Б.Норкулов (НИИ ФПМ)
М.Б.Бекмуратов (НИИ ФПМ)
Х.Ж.Матчонов (НИИ ФПМ)
З.Бахронкулов (НИИ ФПМ)
Б.Бокиев (НИИ ФПМ)
У.Йулдошев (НИИ ФПМ)

Сборник подготовлен к изданию на основании Приказа Министерства высшего образования, науки и инноваций от 27 декабря 2024 года № 490 «О международных и республиканских научных и научно-технических мероприятиях, проводимых в 2025 году».

За достоверность и точность, предоставленной в тексте информации, результатов исследований и заключений к ним, несут ответственность авторы.

© НИИ ФПМ при НУУз, 2025

СОДЕРЖАНИЕ

Р.А.Муминов. К 70-летию профессора Утамурадовой Шарифы Бекмурадовны	**12**
СЕКЦИЯ I. ФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ОБЪЕМЕ И НА ПОВЕРХНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ	
S.Z.Zaynabidinov, B.M. Ergashev, Sh.Odilov. *Comparative raman spectroscopic analysis of structural disorder in n-type and p-type monocrystalline silicon.*	**14**
A.T.Mamadalimov, M.Sh.Isayev, N.K.Xakimova. *Nikel silitsidining galvanomagnit xossalarini tadqiq etish.*	**17**
Х.С. Далиев, Ж.Ж. Хамдамов, З.Э. Бахронкулов. *Морфологический и фазовый анализ кремния, легированного лютецием*	**18**
Х.С. Далиев, М.Б. Бекмуратов. *Влияние легирования иттербием на структуру и электрофизические свойства кремния*	**20**
П.В. Шевчик, А.В. Станчик, В.Ф. Гременок, Б.Л. Овсепян, А.М. Хачатрян, С.Г. Петросян. *Особенности морфологии поверхности тонких пленок CdTe, полученных методом импульсно-лазерного осаждения.*	**23**
Ш.Х. Далиев, Ф.А. Сапаров. *Повышение точности формирования оксидных структур кремния за счёт минимизации внешнего воздействия.*	**26**
A.T. Mamadalimov, D.E. Xazratov. *HF asosidagi elektrokimyoviy o'yishda g'ovak hosil bo'lish kinetikasi.*	**28**
Sh.B. Utamuradova, Sh.B.Norqulov. *Disproziy atomlarining kremniyga diffuziyasi natijasida akseptor markazlarning shakllanishi va solishtirma qarshilikka ta'siri.*	**30**
M.G'. Dadamirzayev, M.O. Qosimova, A.S. Maxmudov, B.A. Xusanboyev. *Grafen/MoS_2 geterostrukturasi volt-amper xarakteristikasining yorug'lik ta'sirida o'zgarishi.*	**32**
К.А.Исмайлов, Б.К.Исмайлов, З.Т.Кенжаев, Д. М.Уалиев, А.И.Мамбетияров. *Исследование метода геттерирования неконтролируемых примесей в кремнии с использованием кластеров примесных атомов никеля.*	**34**
З.А.Исаханов, М.А.Махмудов, М.М.Махмудов, А.Э.Эргашев. *Исследование влияния термического отжига и электронной бомбардировки на структуру, эмиссионные и электрофизические свойства кремния с нанокристаллическими фазами.*	**36**
Kh.S.Daliyev, J.J.Khamdamov, J.Sh.Zarifbaev B.Sh.Alikulov. *Atomic analysis of erbium doped silicon structures using raman spectroscopy*	**38**
Sh.B. Utamuradova, S.M.Abduraimov. *Raman spectroscopy of monocrystalline p-type silicon after silver diffusion.*	**40**
З.Т. Азаматов, М. Р.Бекчанова, А.Б.Бахромов. *Зависимость оптических, электрофотографических и голографических параметров конденсатов от предыстории исходных объёмных материалов*	**42**
O.O.Mamatkarimov, M.O.Turgunov, B.Kh.Kuchkarov. *Determination of the flat-band voltage in the ideal case for metal-dielectric-semiconductor transistors.*	**45**
Б.Е. Умирзаков, С.Б. Донаев, Г.М. Ширинов. *Модификация свойств электронной бомбардировкой поверхности GaP(111)*	**46**

Ш.Б. Утамурадова, Е.И. Теруков, О.К. Атабоев. *Изменение выходных параметров гетероструктурных солнечных элементов в температурном диапазоне 173 – 373 К.*	**48**
К.А. Исмайлов, Т.Б. Исмаилов,Ш. З. Олламберганов, Ш.Ш. Зоиров. *Магнитные свойства кремния, примесными атомами марганца.*	**50**
А.Б. Камалов, С.У. Аширбекова, Д.Ж. Асанов. *Исследование люминесценции и инфракрасных спектров отражения поверхности $TiSi_2$(C49)/Si.*	**52**
Б.Т. Аметов, Б.К. Даулетмуратов, М.Б. Тагаев. *Изменение состояния поверхности кристаллов CdTe, CdZnTe при импульсном лазерным облучении.*	**54**
Г.Х. Мавлонов, Ш.Н. Ибодуллаев, С.А. Тачилин, Х.Х. Уролбоев. *Исследование изменения свойств кремния с нанокластерами атомов марганца при термообработке.*	**55**
А.С.Халматов, З.А.Исаханов, Р.Джаббарганов, М.А.Махмудов. *Анализ глубинных профилей Ge и Au в GaAs для оптимизации омических контактов AuGe/Ni/Au.*	**57**
Sh. Yuldashev, U. Shaislamov, G. Eshonkulov, A. Arslanov, M. Xasanova. *Effect of annealing temperature on the surface morphology of Ga_2O_3 thin films.*	**58**
A.T.Mamadalimov, M.Sh. Isayev. *Nikel bilan diffuzion legirlangan kremniy sirtini tadqiq etish.*	**60**
G‘.G‘ulomov, G.Majidova, F.Muhitdinova, S.Madumarova. *InAs geterostrukturali yarimo’tkazgichlarda dember effektiga harorat ta’siri.*	**61**
M.G. Dadamirzayev, M.O. Qosimova, A.K. G‘aniyeva. *Shaffoflik koeffitsientining o‘ta yuqori chastotali maydon ta’sirida o‘zgarishi.*	**62**
Sh.X. Daliyev, Y.Z.Mardiyev, S.B.Erkinova. *Kremniy monokristalida volfram diffuziyasining solishtirma qarshilikka ta’siri.*	**64**
A.Z. Raxmatov, A.B. Myagkiy, J.J. Hamdamov, F.O. Boboyev. *Variabentli yarimo'tkazgich elementlari yordamida termoelektrik generatorlarning elektr yurituvchi kuchini (EYuK) oshirish.*	**67**
O.O.Mamatkarimov, M.O.Turgunov, B.Kh.Kuchkarov. *Capacitance properties of metal–dielectric–semiconductor structures and variations in their voltage–capacitance (c–v) characteristics.*	**69**
M.E. Vapayev, I.Y Davletov, G.S Boltaev. *Kremniyda femtosekund impulsli lazer nuri ta’sirida nano o‘lchamli sirtiy davriy tuzilmalar shakllanishiga to’sqinlik qiluvchi omillar.*	**70**
Ш.Б. Утамурадова, Х.Ж. Матчонов, Ф.Р. Йўлдошов. *Морфологические и химические изменения при диффузии марганца в монокристаллический кремний*	**72**
Б.Е.Умирзаков, А.А.Абдуваитов, Ж.Б.Хужаниязов, Х.Х.Болтаев, И.К.Кодирова, Х.М.Шамаев. *Состав и структура скрытых слоев cdbate, созданных в приповерхностной области CdTe.*	**73**
У.С. Бабаходжаев, М.А. Усманов, И.Ш Вохобжонов. *por-Si/c-p-Si қатламлараро чегарадаги зарядли ҳолатлар ва уларни вфх га таъсири.*	**75**
Б.Е.Умирзаков, Д.А.Ташмухамедова, А.А.Абдувайитов, З.А.Исаханов, Х.Х.Болтаев *Морфология, состав и электронная структура поверхности тонких пленок CdS /Mo(111).*	**77**
М.Шарибаев, М.Тагаев, А.Шамуратова. *Влияние ультразвука на фотолюминесцентные свойства эпитаксиальных пленок InP.*	**80**
Д.А. Ташмухамедова, М.Б. Юсупжанова, С.Т. Абраева, А.У.Хужаниязова, Ш.А. Толипова, В.Х. Халмухамедова. *Влияние разупорядочение приповерхностных слоев на спектр валентных электронов Si (111).*	**82**

З.А. Исаханов, Б.Е. Умирзаков, М.М. Махмудов. *Изучение состава и структуру ионно-легированных слоев ge после температурного отжига.*	**84**
N.Y.Yunusaliyev, B.D.G'ulomov, D.D.Dilshodbekov, A.Y.Isayev. *Srim modeli yordamida ZnO va Si qatlamlarida ionlarning energiya yo'qotish taqsimotini tahlil qilish.*	**86**
М.Б.Шарибаев, М.Б. Тагаев, А.Шамуратова *Влияние микродефектов на фотолюминесцентные свойства эпитаксиальных пленок ZnSe/GaAs*	**88**
A. Davlatov, D. O'rinboyev. *InAsP nanoip ichidagi InAs nanonuqtaning o'lchamiga bog'liq energiya sathlarining o'zgarishi*	**90**
B.T. Abdulazizov, M.S. Tohirjonov, O.M. Yunusov, A.A.Saydaliyev *Ikki o'lchamli elektron gazining turli haroratlardagi kimyoviy potensiali.*	**92**
A.A.Abdukarimov. *Inp/InAs$_{1-x}$P$_x$/Inp kvant o'ra geterotuzilmalarining chiziqli va nochiziqli optik xususiyatlariga bosim va haroratning ta'siri.*	**93**
Ф.А.Акбаров, Х.А.Муминов, Н.З.Махмудов, Ш.Б.Турсунов *Эффективность работы CIGS ФЭМ в условиях нормального солнечного освещения при нахождении на газоне.*	**95**
M.B.Rasulova, M.O.G'ofurjonova, M.M.Arabboyeva. *ZnO:Si geterostrukturasining elektron nurlanishga bardoshlilik xossalari.*	**97**
A. Davlatov, D. O'rinboyev. *Nanonuqtaning koordinatasi va nanoip o'lchamining kvant energiya sathlariga ta'siri.*	**99**
О.Х.Кулдашов, Ш.А.Исломова. *p-n- переходного типа халькогенидные тонкие пленки.*	**101**
М.А.Махмудов, М.М.Махмудов. *Электронные и кристаллические свойства многослойных наноструктур Ta/Ni.*	**103**
M.K.O'ktamova, S.R.Boydedayev, A.A.Mamatshoyev. *p-n o'tishni tunnel diodlarida ximpotensiallar o'zgarishining tunnel tokiga ta'siri.*	**105**
I.Sh. Voxobjonov. *p-tip vodorodlangan nanokristalli kremniy qatlamidagi nuqsonlarning fotoelement samaradorligiga ta'siri.*	**106**
A. Yarbekov. *Silicon nanoparticles in solar cell and in other technologies: fabrication, enhancing efficiency and innovation.*	**108**
B.J.Akhmadaliyev, I.I.Yulchiyev. *Magnetic field-dependent luminescence features of mixed exciton-polariton modes.*	**111**
А.А.Абдувайитов, Б.Е.Умирзаков, Х.Х.Болтаев, Д.Т.Расулова, Ш.А.Талипова, Б.З.Шарипов. *Влияние электронной бомбардировки на состав и структуру пленок CaF_2/Si(111).*	**113**
Sh.Sh.Axmadjanova. *Technologies for producing thin films based on SnO_2.*	**115**
М.А. Эргашева, Х.Рахмонбердиева. *Граница раздела полупроводник-диэлектрик.*	**117**
S.M.Otajonov, M.M.Xalilov. *PbTe yupqa qatlamlarini olish uchun qurilmalar va moslamalar va ularni kondensatsiyalash shartlarini tanlash.*	**119**
Х.М. Илиев, К.С. Аюпов, С.Б. Исамов, Б.О. Исаков, Г.А. Кушиев, З.Б. Худойназаров. *Расчёт энергии отсечения для кремния с помощью Quantum Espresso.*	**121**
Ж.Ж.Хамдамов, А.Б.Утениязова, А.Т. Джубатов, М.О. Рахмонова. *Электрофизические свойства кремния легированными примесями тантала.*	**122**
Г.Х. Мавлонов, Й.А. Абдуганиев, Ш.Б. Бектураева, А.Ф.Расулов, А.К.Xiatov. *Исследование диффузии европия в монокристаллическом кремнии.*	**123**

С.Ж. Каражанов. *Фотохромные покрытия на основе иттрий-оксигидрида: от лабораторных пленок до масштабного рулонного производства.*	**127**
G.Kh.Mavlonov, Y.A. Abduganiev, Sh.B. Bektorayeva, A.F.Rasulov, N.D.Ashuraxmatov. *Исследование диффузии европия в монокристаллическом кремнии*	**128**
Н.Ф.Зикриллаев, К.С. Аюпов, Х.М. Илиев, С.Б. Исамов, А.Б. Иброхимов, А.Н. Кадиров. *Исследование металл-кремний контактов полученного ультразвуковом воздействием.*	**130**
К.П. Бускис, А.В. Станчик. *Исследование морфологии поверхности тонких плёнок CdS*	**132**
С.А. Музафарова, А.С. Ачилов, Г.А. Музафарова, Н.А. Ахмедова, К.А. Джумамуратов, О.Ш. Норкулов. *Свойства пленок твердого раствор соединения $Cd_xZn_{1-x}S$ вырашенного в потоке инертного газа – водорода.*	**134**
С.А.Музафарова, А.Васидов. *Применение УФ фотоприемника $Cd_xZn_{1-x}S/Au$ для исследования Ташкентской магнитной бури.*	**136**
СЕКЦИЯ II. ПРИБОРЫ МИКРО- И НАНОЭЛЕКТРОНИКИ: РАЗРАБОТКА, ПРИМЕНЕНИЕ, МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ И ДИАГНОСТИКИ	
A.T.Mamadalimov, N.K. Xakimova, Sh.M. Norbekov. *Surxon-104 va Surxon-18 navli paxta tolalarining fotolyumensensiya spektrini o'rganish.*	**139**
Р.А. Муминов, В.П. Кононеров, О.Ф. Тукфатуллин. *Магнитометр с GaAs датчиком холла и термокомпенсацией.*	**141**
Ш.Б. Утамурадова, Б.З. Хайдаров. *Фотоэлектрические характеристики сверхтонкой газоразрядной ячейки с фотоэлектродом полуизолирующего монокристаллического теллурида кадмия.*	**143**
G. Gulyamov, G. Majidova, F. Muxitdinova, S. Madumarova. *p-n o'tish hajmiy zaryad sohasining magnit maydon ta'sirida o'zgarishi.*	**146**
Е.А. Алексеев, М.И. Векслер, А.К. Кавеев, Г.В. Ли, Ш.А. Юсупова. *Оптимизация стехиометрического состава пленок $Ca_xBa_{1-x}F_2$ нанометровой толщины для планарных структур микроэлектроники.*	**148**
Kh.F. Zikrillaev, K.S. Ayupov, E.B. Saitov, S.A. Valiev, D.T. Bobonov, D.A. Boltayev. *Temperature sensors based on strongly nickel and sulfur compensated silicon.*	**150**
З.Т.Азаматов, К.П. Абдурахманов, А.Б.Бахромов. *Выявление дефектов в кремниевых пластинах методом цифровой голографической интерферометрии*	**152**
K.E. Onarqulov, Sh.M. Toshpulatov. *Noinvaziv diagnostika tizimi uchun solenoid magnit tanlovi va matematik modellashtirish.*	**154**
С.М. Абдурахмонов, Ш.С. Сайитов. *Автомобил ойналари иситиш тизими терминалини кавшарлашни микропроцессорли автоматлаштирилган тизими.*	**157**
O.Kh. Kuldashov, D.O. Nabiev. *Intelligent optoelectronic sensors.*	**159**
Z. Xaydarov, A.Z. Tursinbayev, P.A. Saidaxmetov. *The electrical characteristics of an ultrathin gas-discharge cell.*	**161**
Sh.E. Murodov. *Toifalangan obyektlar uchun yarimo'tkazgichli sig'imli aniqlovchi vositalarni ishlab chiqarish.*	**164**

Б.А. Абдурахманов, Б.Н. Тошпулатов, С.А. Тачилин. *Определение толщины пленочных контактов.*	**167**
K.E. Onarkulov, Sh.A. Yuldashev. *Polikristall yupqa strukturalarda, anomal fotomagnit kuchlanish mavjudligi o'rganish.*	**170**
G. Gulyamov, K. Umarov, A. Soliyev. *Shottki diodi vax noideallik koeffitsientiga magnit maydonning ta'siri.*	**172**
O.X. Qo'ldoshev, A.O. Komilov. *Geotermal gazlarni nazorat qiluvchi ikki to'lqinli optoelektron usulni ishlab chiqish.*	**174**
S.M. Abduraxmonov, Sh.S. Sayitov, O.O. Xasanov. *Avtomatik boshqarish tizimlari va qurilmalari.*	**176**
A.A. Yuldashev. *Yarimo'tkazgich yupqa pardalarini olish texnikasi va texnologiyasini takomillashtirish.*	**178**
М.Т. Нормурадов, А.К. Ташатов, Д.А. Нормуродов, С.Ш. Кучаров. *Исследование наноразмерные фазы и слои $NiSi_2$ на различных глубинах приповерхностного слоя кремния*	**180**
S.Sh. Rashidov.*Toifalangan obyektlar uchun elektron yarimo'tkazgichli modullarni ishlab chiqarish.*	**182**
R.Sh. Raximboyev, K.R. Yakubov, D.Sh. Qurbonov, R.B. Bazarbayev. *Arduino mikrokontrolleri yordamida avtomatlashtirilgan biogaz laboratoriya qurilmasini yaratish.*	**184**
A.A. Valixonov. *Middle infrared radiation in small-scale industries*.	**187**
M. Usmonov, N. Mahamatov. *Design and implementation of two-wire power over data lines for long range low speed applications*	**189**
X. Isayev, O. Boltayeva, O'. O'ljayev. *Uglerodli nanotrubkaning termodinamik parametrlarini tahlili*.	**191**
S.B. Isamov, A.B. Ibrohimov, A.N. Kadirov. *Xavfli obyektlarda joylashgan elektr dvigatellarni masofadan radiochastota orqali boshqarish.*	**193**
R.Sh. Daminov, J.K. Avloni, M.S. Qambarova, **M.A. Abatov, M.X. *Kucharova.*** *The role and application prospects of quantum effects in graphene for the development of nanoelectronic devices.*	**195**
J.Sh. Abdullayev. *Low-temperature c–v characteristics of radial p-i-n junction structures.*	**197**
A.A. Raximov, A.A. Ismatov, M.M. Adilov. *Bug' fazadan o'stirilgan nikel yupqa qatlamiga harorat ta'siri.*	**199**
И.О. Косимов, З.А. Исаханов, Ш.Т. Хожиев, А.Х. Исломов, У.Х. Холиков, Х.У. Панжиев, Ф.Ф. Арзикулов. *Рентгенофазовый анализ тонкого слоя оксида меди, выращенного в качестве солнечного элемента на поверхности si/zno методом магнетронного распыления.*	**201**
К.Т. Довранов, М. Нормурадов, Х. Давронов, М. Давлатов, Э. Ишмуродов, Д. Нормуминова, Ф. Ибодова. *Изготовление мишени $CaTiO_3$ для магнетронного распылительного устройства и исследование свойств полученных пленок.*	**203**
I.A. Raxmatullayev, Q.H. Hoshimov, B.A. Abdusattorov. *Rezonator kyuvetlarida yarimo'tkazgich moddalar kukunlarini ekspress tahlil usuli.*	**205**

СЕКЦИЯ III. ДЕФЕКТЫ И ПРИМЕСИ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛАХ

S. Zaynabidinov, B. Ergashev, S. Ibroximov, M. Xotamov, J. Madaminjonov. *Kremniyda platina va kislorod bilan legirlash natijasida shakllanuvchi kristallitlar va fazaviy o'zgarishlarning rentgenostruktura asosida o'rganilishi.*	**208**
Ш.Б. Утамурадова, К.М.Файзуллаев. *Спектроскопическое исследование дефектной структуры n-кремния, легированного Cr и Er*	**210**
A.Sh. Mavlyanov, B.A. Abduraxmanov, G.O. Abdurazzaqova. *Si_4S fazasining (1×1×3) o'lchamli superyacheykadagi elektron holatlar zichligini (dos) hisoblash orqali taqiqlangan soha kengligini aniqlash.*	**212**
Ш.Х. Далиев, Ф.А. Сапаров, З.А. Байсафарова. *Воздействие всестороннего давления на свойства межфазной границы в структурах типа металл-диэлектрик-полупроводник.*	**214**
Х.С. Далиев, И.Х. Хамиджонов, Б.Ш. Аликулов. *Скандий билан легирланган кремнийнинг электр ва оптик хусусиятларини ўрганиш.*	**216**
С.З. Зайнабидинов, Н.А. Тургунов, Ш.К. Акбаров. *Скопления примесных атомов кобальта в кремнии.*	**218**
Н.А. Тургунов, Н.Б. Хайтимметов, Р.М. Турманова, М.М. Аллабергенов. *Формирование примесных скоплений в образцах n–Si<Ni,Cu> под воздействием радиации.*	**221**
А.Б. Камалов, С.К. Абдижалиев. *Влияние быстрой термической обработки на морфологические и электрические характеристики диодов шоттки на основе карбида кремния.*	**223**
С.З. Зайнабидинов, Н.А. Тургунов, Ш.К. Акбаров, Ш.А. Собирова. *Образование скоплений примесных атомов 3d-элементов в кремнии.*	**225**
Ш.А. Исмоилов. *Изучение электрофизических параметров кремния, легированного никелем методом электрохимического осаждения, с применением метода DLTS.*	**227**
Б.Р. Бокиев. *Влияние термической обработки на монокристаллическую структуру кремния.*	**230**
G. Gulyamov, G. Majidova, F. Muxitdinova, S. Madumarova. *P-N o'tish hajmiy zaryad sohasining magnit maydon ta'sirida o'zgarishi.*	**232**
N.F. Zikrillaev, M.B. Tagaev, J.O. Akimova, X.S. Turekeev. *Kremniyna Ga va P kirishma atomlarining birgalikdagi diffuziyasi.*	**234**
T.M. Raziqov, Q.M. Qo'chqorov, M.A Mahmudov, R.R. Xurramov, M.P. Pirimmatov, D.Z.Isakov, J.G'. Bekmirzayev. *SB_2SE_3 yupqa qatlamlariga turli miqdorda Sn kiritishning aktivatsiya energiyalariga ta'siri va hosil bo'ladigan defektlar tahlili.*	**235**
Н.Ф. Зикриллаев, З.Т. Кенжаев, Т.Б. Исмаилов, Д.М. Уалиев. *Магнитные свойства кремния, легированного примесными атомами никеля.*	**238**
L.K. Mamadaliyeva, S.I. Zokirov, J.X. Karimov. *Research of production characteristics of single-crystal silicon based photocells using a photothermogenerator of selective radiation.*	**240**
A.B. Kamalov, S.A. Tursınbaev. *Marganes kirishmalariga ega kremniyning tenzoelektrik xossalariga haroratning ta'siri.*	**243**

A.M. Sultanov, Kh.N. Bozorov, Sh.R. Nematjanov, G.U. Abdullayeva. *Subnano-second optoelectronics based on thyristor formers of powerful pulses.*	**245**
F.T. Yusupov. *Termik bug'latish usuli bilan olingan zno va bor bilan legirlangan ZnO yupqa qatlamlarining strukturaviy va morfologik xarakteristikasi.*	**246**
D.Sh. Kurbanov, K.R. Yakubov, R.B. Bazarbayev, R.Sh. Rahimboyev, S.Zh. Karazhanov. *Kaolinga temir kiritilganda elektron xususiyatning o'zgarishini dft asosida tadqiq qilish.*	**248**
Н.Э. Алимов, Б. Омонов. *Диффузионные процессы в поликристаллических слоях PbS при термическом воздействии.*	**250**
А.Д. Палуанова. *О роли состояния кислородах в процессах дефектообразования в кремнии, легированном вольфрамом.*	**251**
С.О. Саидов, И.О. Косимов. *Высокотемпературная диффузия марганца в кремний КДБ-3: структурные и плазмонные эффекты.*	**253**
В.В. Хорошко, Т.Н. Осмоловская, А.В. Станчик. *Рост монокристаллов Cu_2FeSnS_4.*	**255**
М.А.Захидова, С.Е.Абдурашидова. *Особенности раман-спектров взаимодействия молекул с поверхностью прозрачного твёрдого тела*	**258**
СЕКЦИЯ IV. ПРОБЛЕМЫ РАДИАЦИОННОЙ ФИЗИКИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕД; ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ	
М.Н. Эрдонов, Ш. Махкамов, М.Ю. Ташметов, Н.Б. Исматов, Х.М. Холмедов, К.П. Абдурахмонов. *Быстродействие кремниевых диодов, легированного примесью кобальта.*	**261**
Б.А. Абдурахманов, Б.Н. Тошпулатов, З.А. Мавлонова. *Методы получения контактов для солнечных элементов.*	**263**
М.Ю. Ташметов, Н.Б. Исматов, Ш. Махкамов, Д.Ж. Камалова. *Влияние тормозного излучения от ускоренных электронов на морфологию поверхности полиэтилена низкой плотности.*	**266**
Я.А. Сайдимов, Ф.Б. Умаров. *Монокристалл кремнийдаги нодир ер элементларининг масса тақсимотини нейтрон активацион таҳлил спектроскопияси усули ёрдамида тадқиқ қилиш.*	**267**
И.Нуритдинов, З.У.Эсанов, Ш.Ирисов. *Влияние γ-облучения и температуры на фотолюминесценцию сцинтиллятора UPS-923A.*	**269**
А. Абдреймов, М.Тагаев, Х. Утемурадова. *Вольтамперной характеристики диодов на основе p-n-структур, легированных железом в процессе диффузии.*	**271**
И. Нуритдинов, М.А. Муссаева, К.К. Нурымбетов, Б.Т. Аташов. *Генерация и агрегация радиационных дефектов в кристаллах LiF при гамма-облучении.*	**273**
A.Shodiev, M.Mussaeva, E.Ibragimova. *The effect of 5 MeV electron irradiation on YbCo tapes.*	**275**
I.I. Maripov, S.K. Otaboyev, S.F. Xasanov. *α va β nurlanishlarni qayt qiluvchi yuqori samaradorlikka ega yarim o'tkazgichli fotodetektorlar elektrofizik xarakteristikalari tahlili.*	**278**

Kh. Jabborov, B. Umirzakov, I. Yadgarov. *Computer modeling of the adsorption processes of hydrogen molecules with the M@C60 complex.*	**280**
И.Нуритдинов, М.А.Муссаева, Д.П.Юлдашов, Б.Т.Аташов. *Радиационное дефектообразование в кристаллах KCl.*	**282**
И.М. Коканбаев. *Электрические свойства электронного теллурида свинца при γ- облучении.*	**284**
К. Олимов, С.Л. Лутпуллаев, Э.Х. Бозоров, Х.К. Олимов, Ш.М. Журакулов. *Некоторые особенности образование пионов в адрон-ядерных соударениях при высоких энергиях.*	**286**
СЕКЦИЯ V. ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ТЕХНОЛОГИИ: ПРОБЛЕМЫ И ТЕНДЕНЦИИ	
Э.З. Имамов, Р.А. Муминов, Х.Н. Каримов. *Солнечный элемент из неидеального кремния с многими нано-гетеро-переходами.*	**289**
К.А. Исмайлов, Ж.О. Жолдасов, Х.Х. Бауетдинова. *Солнечные элементы и их использования в перспективе.*	**291**
А.М. Касимахунова, Р.А. Нурдинова. *Перспективы применения термогенераторов в имплантирующих медицинских устройствах.*	**294**
О.Ф. Тукфатуллин, Э.Д. Мухамедиев, Д.А. Фаткуллаев, К.А. Джумамуратов, С.А. Даминов. *Беспроводная метеостанция для непрерывного мониторинга метеопараметров окружающей среды.*	**296**
Э.З. Имамов, Р.А. Муминов, Х.Н. Каримов, А.Э. Имамов. *Инновационный метод энергоснабжения отдаленных домовладений и мини-хозяйств.*	**299**
L.K. Mamadaliyeva. *Analysis and selection of monochromators for a photothermal generator of selective radiation.*	**301**
V.G. Dyskin, O.F. Tukfatullin, B.N. Butunbaev. *Effect of convective flow on soiling of the photovoltaic module surface.*	**304**
S.A. Muzafarova, N.A. Axmedova, O.Sh. Norqulov, N.O. Odilova. *ZnxCd$_{1-x}$S qattiq qotishmalarining fotokatalizator sifatida H_2 ishlab chiqarishdagi o'rni.*	**307**
С.А. Даминов, О.Ф. Тукфатуллин, Э.Д. Мухамедиев, Д.А. Фаткуллаев, Д.С. Пулатова. *Сравнительный анализ величин токов короткого замыкания, генерируемых фотоэлектрическим модулем с системой слежения за Солнцем и модулем, установленным стационарно.*	**309**
N.G'. Ibragimova, N.Y. Sharibayev, R.X. Ibragimov. *Qo'rg'oshinsiz perovskitlar haqida zamonaviy tadqiqotlar sharhi, fotovoltavik, termoelektik va optoelektron qurilmalardagi o'rni.*	**311**
С.Е. Бекбергенов, Б.Т. Аметов, Г.С. Нурымбетова, А.К. Сапаров. *Электрофизические характеристики диодных структур с барьером Шоттки Cr-GaAs после лазерной обработки.*	**314**
R.B. Bazarbayev, K.R. Yakubov, D.Sh. Kurbanov, S.Zh. Karazhanov. *Seasonal variation of dust mass and its correlation with environmental factors: a year-long study.*	**316**
O.A Odiljonov, D.B. Rashidov, I.M. Israilova. *Quyosh panellarining mexanik mustahkamligini o'rganish.*	**318**

A.Q. Ergashov. *Yupqa qatlamli fotoelementlarda elektrofizik va fotoelektrik kattaliklarning ijobiy o'zgarishiga erishishda ultratovushli texnologiyalarning ahamiyati.*	**320**
О.Р. Нурматов. *Долговременная релаксация фотоэлектретного состояния в пленках АФН на основе CdTe.*	**322**
Р.Алиев, Р.Г. Икрамов, О.Т. Исманова, Ш.К. Мухитдинова, Н.С. Пулатова. *Температурная зависимость фотовольт-амперной характеристики солнечных элементов.*	**325**
Jeyanthinath Mayandi. *First and third generation solar cells.*	**327**
Р.Ғ. Икрамов, Р.М. Жалалов, О.Т. Исманова, У.Р. Махмудов. *Қуёш элементларининг тўлдириш коэффициентини температурага боғланиши*	**328**
СЕКЦИЯ VI. ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ ЯДЕРНОЙ, ТЕПЛО- И ГИДРОЭНЕРГЕТИКИ	
З.Т. Азаматов, К.П. Абдурахмонов, Ш.А. Исмоилов. *Разработка и создание опытного образца ветроэлектростанции с вертикальной осью вращения двигателя малой мощностью до 7 кВт.*	**330**
А. М. Касимахунова. *Использование возможности грозовой энергии.*	**332**
О.Х.Кулдашов. *Эхолокационное устройство для геофизической разведки.*	**335**
Е.С.Шаньгин, Б.Н.Файзиматов. *Защита металлических подземных конструкций от коррозии.*	**337**
С.Ф.Эргашев, У.С.Рустамов, Г.А.Журабоева. *Гидрологические показатели большого ферганского канала.*	**338**
F.F.Sharipov. *Katta va kichik geslarning ekologik ta'siri: balanslash yondashuvlar.*	**341**
Г.А.Журабоева, М.А.Позилова. *Использование атмосферного электричества для автономного энергоснабжения.*	**343**
М.И.Латипова, А.Латифжонов. *К вопросу об энергообеспечении собственных нужд гидроэлектростанций с помощью гидрокинетических турбин.*	**345**
D.N. Zokirova. *Issiqlik energiyasining qayta tiklanuvchi manbalar bilan integratsiyasi.*	**347**
А.А.Саримсаков, Т.Т.Мойдунов. *Современное состояние и перспективы автоматизации водного хозяйства.*	**349**
S.S.Sultonov, M.A.Sultonova. *Tog' oldi hududlari uchun girlyandli mobil mikrogidroelektr stansiya energetik parametrlarini asoslash*	**351**
S.M.Sharipova, B.K.Yarmatov, I.I.Sodikov, M.I.Salimov. *Using instrumental neutron activation analysis in plant samples in the area around the planned construction of a nuclear power plant in jizzakh region.*	**354**

К 70- ЛЕТИЮ ПРОФЕССОРА УТАМУРАДОВОЙ ШАРИФЫ БЕКМУРАДОВНЫ

Наша история известна великим первым Ренессансом в 9-10-11 веках Ал Хорезми, Аль-Беруни, Фергани, Ибн Сина и другими, которые являлись создателями впервые в мировой практике высшими достижениями в науке и технике.

Второй Ренессанс 13-14-15 века Улугбек, Бобур и т.д. Научно-технические достижения в мировой практике являлись и продолжают являться исторически очень важными событиями.

Я с высокой ответственностью могу говорить, что в последние годы у нас в республике действительно достаточно всесторонне и широко развиваются все сферы науки и техники, в социальной, медицине и другие сферах.

В настоящее время наш Президент Шавкат Миромонович Мирзиёев развитию вышеуказанных научных направлений придаёт особое значение и призывает начинание нового 3 Ренессанса.

В последние 5-6 лет группа учёных во главе с Юлдашевым Бехзодом Садыковичем (буквально недавно ушедшего из жизни) создали пятитомник, объединяющий широкую сферу достижений науки и техники республики Узбекистан. Он подготовлен на узбекском, русском языках и подготавливается издание на английском языке. В одном из этих изданий имеется часть научных достижений нашего юбиляра Утамурадовой Шарифы Бекмурадовны.

В настоящее время наш юбиляр Утамурадова Шарифа Бекмурадовна имеет 300 научных работ, в том числе 150 научных статей в престижных международных научных журналах, 8 монографий, 9 учебников и учебных пособий, является автором 5 патентов на полезную модель.

Награждена памятными медалями:

2016 год - “25 лет независимости Узбекистана”

2021 год - “30 лет независимости Узбекистана”

2022 год - “30 лет Конституции Узбекистана”

2024 год -“Отличник высшего образования”

В настоящее время д.ф.-м.н., профессор Ш.Б. Утамурадова продолжает занимать должность директора Научно-исследовательского института физики полупроводников и микроэлектроники Национального университета Узбекистана им. М. Улугбека.

Много лет Ш.Б. Утамурадова, является председателем Ученого совета 01.04.10 - «Физика полупроводников» по защите диссертаций PhD и Doctor of science; 21.02.25 - «Военная радиоэлектроника, оборудование военных комплексов»; 05.05.08 – DSc.03/30.12.2019.FM/T.01.12 по присуждению ученых степеней по специальности «Электроника» в НИИ физики полупроводников и микроэлектроники. Учёный совет 01.04.10 - «Физика полупроводников» по председательством Ш.Б. Утамурадовой успешно и ответственно работает по защите диссертаций PhD и Doctor of science по всей Республике. В составе данного совета 17 ведущих учёных Республики.

Она также является членом редколлегии ряда научных международных журналов: Научный вестник АГУ, Universal Journal of Physics Research, а также главным редактором научного журнала «Физика полупроводников и микроэлектроники», является членом группы, организованной Министерством высшего образования, науки и инновации для внедрения современных технологий в преподавание физики и создания учебников для студентов нового поколения.

Я, хочу с ответственностью отметить, что начинанию 3 Ренессанса с ответственностью также присоединяется Институт Физики полупроводников и микроэлектроники во главе с его директором Утамурадовой Шарифой Бекмурадовной и её коллег.

Искренне, от всей души желаю Вам, Шарифа Бекмурадовна, продолжать эффективную научную деятельность! С искренними и добрыми пожеланиями Рамизулла Абдуллаевич.

Муминов Рамизулла Абдуллаевич
академик АН РУз, член корреспондент Российской Академии технологических наук, доктор физико-математических наук, профессор, Дважды Лауреат Государственной Премии Республики Узбекистан в области науки и техники.

СЕКЦИЯ I. ФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ОБЪЕМЕ И НА ПОВЕРХНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ

COMPARATIVE RAMAN SPECTROSCOPIC ANALYSIS OF STRUCTURAL DISORDER IN n-TYPE AND p-TYPE MONOCRYSTALLINE SILICON

S.Z.Zaynabidinov, B.M. Ergashev, Sh.Odilov
Andijan state university named after Z.M. Babur, Andijan, Uzbekistan

Monocrystalline silicon is a cornerstone material in contemporary electronics due to its well-defined structural, physical, and electrical properties, all of which necessitate precise regulation. These intrinsic characteristics can be systematically tailored through various processing techniques, among which thermal treatment holds particular significance. Thermal processing of monocrystalline silicon is pivotal for modulating its crystalline structure at the atomic level, resulting in notable modifications or targeted enhancements of its mechanical, electrical, and optical behaviors [1].The main goals of thermal treatment include the mitigation of structural defects, enhancement of mechanical integrity, and achievement of homogeneous atomic distribution-especially during doping procedures.

Given the fundamental importance of these modifications, a thorough understanding of the influence of thermal processing on the crystalline structure of monocrystalline silicon is essential for optimizing its functional performance in advanced technological applications. In this context, techniques such as Raman spectroscopy are invaluable, offering detailed insights into structural changes, defect states, and bonding environments. Figure 1, for instance, illustrates the Raman spectra of n-type and p-type silicon samples, highlighting variations in peak positions, intensities, and full width at half maximum (FWHM), which reflect underlying structural and electronic differences induced by processing conditions. This article presents a comprehensive analysis of how distinct thermal treatment parameters affect the atomic arrangement, defect evolution, and resulting physical properties of monocrystalline silicon. By elucidating these underlying mechanisms, the study aims to advance our understanding of the material's transformation pathways and support the development of optimized processes for next-generation electronic devices.

Figure 1 displays the Raman spectra for both n-type (n-Si) and p-type (p-Si) silicon samples, providing valuable insight into the structural and defect-related properties of the crystals following their respective processing histories. As shown in Figure 1a, the n-Si sample exhibits a dominant and sharp Raman peak at 526.1 cm^{-1}, with a full width at half maximum (FWHM) of 10.8 cm^{-1} and a peak height of 17,327.4 (a.u.). This prominent peak corresponds to the first-order longitudinal optical (LO) phonon mode characteristic of crystalline silicon. The position of this peak, shifted from the typical 520 cm^{-1} value reported in the literature [2], suggests the presence of internal mechanical stress or strain in the lattice, likely introduced during crystal growth or subsequent mechanical/chemical treatments. Such shifts are a reliable indicator of lattice distortions, which may be attributed to defects, impurities, or processing-induced stresses. The FWHM value significantly exceeds that expected for high-quality, defect-free silicon (normally 3–5 cm^{-1} [3]), further indicating the presence of substantial defect density and structural disorder

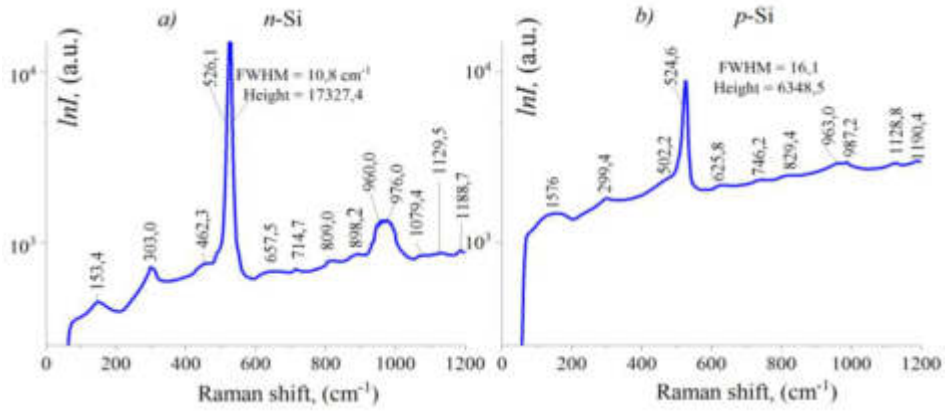


Figure 1. Raman spectra of n-Si and p-Si samples

within the n-Si sample. This broadening may be ascribed to lattice imperfections, such as dislocations, vacancies, and the incorporation of foreign atoms. Analysis of the intensity ratio between the main Raman peak and the inelastic background yields a value of 30, indicative of moderate crystallinity. This intermediate crystallinity level is consistent with the aforementioned presence of lattice strain and defects, as well as the possible incorporation of elements such as oxygen, carbon, or phosphorus, which can affect both structural and electronic properties of silicon. Beyond the main LO phonon peak, several additional features are evident in the n-Si spectrum. A broad, low-intensity band at 154.4 cm^{-1} is attributed to second-order phonon processes and is often associated with structural defects or impurity-related modes. Peaks at 303.0 cm^{-1} and 462.3 cm^{-1} are characteristic of combinations and overtones involving transverse acoustic (TA), transverse optical (TO), and second-order phonons, which may also point to the presence of amorphous or microcrystalline inclusions. The weak peak at 657.5 cm^{-1} is associated with a combination of two LO phonons, supporting the existence of higher-order vibrational processes within the lattice. The emergence of these features highlights complex phonon interactions and underlines the influence of both intrinsic and extrinsic defects on the vibrational properties of the n-Si material [4]. The overall elevated background level observed in the spectrum is suggestive of significant scattering contributions from disorder, clusters, microcracks, or amorphous phases, as well as possible electronic transitions enhanced by local defect states. Figure 1b presents the Raman spectrum for the p-type silicon sample. Here, the main peak is centered at 524.6 cm^{-1}, with a broader FWHM of 16.1 cm^{-1} and a lower intensity (peak height 6,348.5 a.u.) compared to the n-Si sample. This more pronounced shift from the nominal 520 cm^{-1} position, as well as the substantially larger FWHM, is indicative of even higher levels of residual stress, defect density, or possible doping effects within the p-Si sample. The broader main peak suggests greater lattice distortion and increased disorder, which can result from higher dopant concentrations (such as boron for p-type doping), rapid thermal processing, or other fabrication-induced phenomena.

The p-Si spectrum also features a number of lower-intensity peaks in the range of 600–1100 cm^{-1}, corresponding to multi-phonon and defect-induced vibrational modes. Notably, the intensity of the main peak relative to the background is significantly reduced compared to the n-Si sample, signifying a further decrease in crystalline quality. The higher background level, in conjunction with broadened peaks and additional shoulders, supports the presence of more significant structural and compositional disorder.Comparative analysis of the n-Si and p-Si spectra reveals clear distinctions in their structural quality. The n-Si sample, while exhibiting moderate

crystallinity and evidence of internal strain, demonstrates superior structural order relative to the p-Si sample. The p-Si spectrum, with its broader main peak, higher background, and reduced intensity, reflects increased disorder, likely stemming from heavier doping levels and enhanced defect formation.

These findings underscore the sensitivity of Raman spectroscopy to variations in lattice integrity, defect states, and compositional fluctuations within silicon. The observed spectral features provide a comprehensive understanding of how different processing routes, dopant types, and concentrations influence the physical structure of monocrystalline silicon, which is critical for optimizing material properties for advanced electronic and optoelectronic applications.

In summary, the comparative Raman spectroscopic analysis of n-type and p-type monocrystalline silicon samples has elucidated significant differences in their structural integrity and defect profiles. The n-Si sample demonstrates a relatively sharp and intense LO phonon peak with moderate crystallinity, though the observed peak shift and FWHM broadening indicate the presence of internal mechanical stresses and a non-negligible density of lattice defects. Additional spectral features and an elevated background further support the existence of local disorder and impurity-related effects.

The p-Si sample, on the other hand, exhibits a more pronounced peak shift, substantially broader FWHM, and a lower intensity ratio, all of which are indicative of increased lattice distortion, higher defect concentration, and reduced overall crystalline quality. These findings suggest that p-type doping and associated processing steps introduce greater structural disorder compared to n-type doping. Overall, the results highlight the effectiveness of Raman spectroscopy in sensitively detecting and quantifying subtle structural changes, stress effects, and defect states in monocrystalline silicon. Such insights are crucial for the optimization of silicon processing technologies, as the structural perfection of the crystal directly influences its electronic and optical performance in advanced semiconductor devices. Tailoring thermal treatments and doping strategies with careful control of these parameters will be essential for achieving desired material properties in future applications.

REFERENCES

1. A.I. Prostomolotov, Yu.B. Vasiliev, and A.N. Petlitsky, “Mechanics of defect formation during growth and heat treatment of singlecrystal silicon,” **4**, 1716–1718 (2011). http://www.unn.ru/pages/e-library/vestnik/19931778_2011_-_4-4_unicode/147.pdf
2. R.T.-P. Lee, K.-M. Tan, T.-Y. Liow, C.-S. Ho, S. Tripathy, G.S. Samudra, D.-Z. Chi, and Y.-C. Yeo, “Probing the ErSi1.7 Phase Formation by Micro-Raman Spectroscopy,” Journal of The Electrochemical Society, **154**(5) H361-H364 (2007). https://doi.org/10.1149/1.2710201
3. K. Adu, M. Williams, M. Reber, R. Jayasingha, H.R. Gutierrez, and G. Sumanasekera, “Probing Phonons in Nonpolar Semiconducting Nanowires with Raman Spectroscopy,” J. Nanotechnol. **2**, 264198 (2012). https://doi.org/10.1155/2012/264198
4. K. Ali, S. Khan, M. Zubir, and M.Z.M. Jafri, “Spin-on doping (SOD) and diffusion temperature effect on re-combinations/ideality factor for solar cell applications,” Chalcogenide Letters, **9**, 457–463 (2012). https://www.chalcogen.ro/457_KhuramAli.pdf

NIKEL SILITSIDINING GALVANOMAGNIT XOSSALARINI TADQIQ ETISH

A.T.Mamadalimov[1,2], M.Sh.Isayev[2], N.K.Xakimova[1,2]

[1]Yarimo`tkazgichlar fizikasi va mikroelektronika ilmiy-tadqiqot institute, Uzbekistan,

[2]Mirzo Ulug`bek nomidagi O`zbekiston Milliy universiteti, Uzbekistan,

Mikroelektronikaning keying rivojlanish istiqbollarida ishlatilishi mumkin bo‘lgan nikel silitsidining galmanomagnit xossalariga ushbu ish bag‘ishlanadi. Nikel silitsidining strukturaviy tuzilishi, Xoll effekti yordamida zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi va harakatchanliklarining miqdorlari aniqlandi. Olingan natijalar asosida nikel silitsidining qo‘llanilishi mumkin bo‘lgan sohalari ko‘rsatilgan.

O‘tish metallari silitsidlariga taalluqli bo‘lgan nikel silditsidi noyob fizikaviy va kimyoviy xossalarga ega. Shu vaqtgacha nikel monosilitsidi mikroelektronikada kontakt hosil qilishda ishlatib kelinmoqda. Ammo nikel silitsidlarining galvanomagnit xossalari yetarlicha o‘rganilmagan. Nikel silitsidining galvanomagnit xossalarini har tomonlama o‘rganib, uni mikroelektronikaning turli sohalarida ishlatish imkoniyatini ko‘rsatib berish bu ishning maqsadi hisoblanadi.

Magnit maydoniga joylashtirilgan nikel silitsididan tok o‘tkazilayotganida yuzaga keladigan hodisalarni galvanomagnit effekt o‘z ichiga oladi.

Nikel silitsidini olish uchun monokristallik kremniyga nikel diffuzion usulda kiritildi [1, 2]. Diffuziya 850-900^0 C temperaturada va 50 soat davomida amalga oshirildi. Legirlangan namunalar skanerlovchi elektron mikroskop, rentgen difraktometriya, yadro magnit rezonansi usullarida mikrostrukturaviy analiz qilindi. Nikel monosilitsidining kristallik strukturasi tetragonal, nikel disilitsidiniki kubik ekanligi aniqlandi. $NiSi_2$ sirt morfologiyasi o‘rganilganda uning bir jinsli zich struktura hosil qilishi, Ni_2Si esa dag‘al o‘sish orolchalari mavjud struktura hosil qilishi aniqlandi. Rentgen spektroskopiya usulida namuna sirtida kremniyga tegishli 0,5 keV li pik, nikelga tegishli 0,8 keV va 7,5 keV li piklar mavjudligi aniqlandi. Rentgen difraktometriyasida namunaning sirtida mono-, di- va oliy nikel silitsidlari hosil bo‘lishi aniqlandi. Rentgen spektrida NiSi ga taalluqli $2\theta \approx 28^0, 47^0, 56^0, 76^0$ li piklar, Ni_2Si ga taalluqli $2\theta \approx 30^0, 34^0, 44^0, 50^0$ li piklar hosil bo‘ldi.

Yadro magnit rezonansida kimyoviy siljishlar NiSi uchun 100÷120 ppm, $NiSi_2$ uchun 10÷40 ppm, Ni_2Si uchun 50÷80 ppm ga tengligi aniqlandi.

Namunada NiSi uchun eng katta kimyoviy siljish kuzatilganini kremniy atomi atrofida Ni atomlari zich o‘ralib turishi bilan tushuntiriladi.

$NiSi_2$ da eng kichik kimyoviy siljish kuzatilganligini kremniy atrofida ko‘proq “elektroneytral”lik mavjudligi bilan tushuntiriladi. Ni_2Si da kimyoviy siljishning 60÷80 ppm bo‘lganligi boshqacha simmetriya mavjudligi bilan tushuntiriladi.

Nikel silitsidlari elektr o‘tkazuvchanligining temperaturaga bog‘liqligi 100÷800 k da o‘rganildi.

Mono va disilitsidlarda temperatura ortishi bilan elektr o‘tkazuvchanlikning ortishi kuzatildi. NiSi uchun T = 100 k da $\sigma = 528\,\Omega^{-1}\cdot sm^{-1}$, $300\ k\ da\ 5\cdot 10^4\ \Omega^{-1}\cdot sm^{-1}, 800k\ \ da\ \ 1.6\cdot 10^5\ \Omega^{-1}\cdot sm^{-1}$ бўлган.

$NiSi_2\ \ uchun\ T = 100k\ da\ \ 1500\ \Omega^{-1}\cdot sm^{-1}$, T=300k da $7\cdot 10^5\ \Omega^{-1}\cdot sm^{-1}$, T=800 k da $2.6\cdot 10^5\ \Omega^{-1}\cdot sm^{-1}$ bo‘lgan. Elektr o‘tkazuvchanlik metallik silitsidlarda zaryad

tashuvchilarning fononlarda sochilishi bilan, yarimo‘tkazgichli silitsidlarda esa zaryad tashuvchilarning valent zonadan o‘tkazuvchanlik zonasiga o‘tishi tufayli eksponensial holda σ ning T ga bog‘liq holda o‘zgarishi orqali tushuntiriladi. Nikel monosilitsidi metallik o‘tkazuvchanlikni, nikel disilitsidi yarimo‘tkazgichli o‘tkazuvchanlikni, nikel oliy silitsidi esa yarim metall o‘tkazuvchanlikni namoyon etdi.

Nikel silitsidlari uchun harakatchanlikning temperaturaga bog‘liqligi 100-800 K temperatura oralig‘ida o‘rganildi. Temperatura ortganda zaryad tashuvchilar harakatchanligi 600 $см^2/v{\cdot}s$ dan 10 $см^2/v{\cdot}s$ gacha kamayib ketishi aniqlandi. Past temperaturalarda nuqsonlarda, fononlarda sochilish kam bo‘lib, harakatchanlik katta bo‘ladi, yuqori temperaturalarda fononlardagi, nuqsonlardagi, donalar chegarasidagi sochilishlar ortib ketadi va harakatchanlik kichik bo‘ladi. Nikel silitsidining bunday noyob galvanomagnit xususiyatlari kelajakda magnit maydon sensorlarida, o‘ta katta integral sxemalarda ishlatilishi mumkin.

Adabiyotlar

1. Мамадалимов А.Т., Исаев М.Ш. Полупроводниковые силициды. Монография. – Т: «Ma’rifat», 2024. 308 стр.
2. Isayev M.SH., Xoliyarov T.A., Musayev S.Q., Sariyev A.T. Nikel silitsidining diffuzion legirlashda paydo bo‘lishi.//

МОРФОЛОГИЧЕСКИЙ И ФАЗОВЫЙ АНАЛИЗ КРЕМНИЯ, ЛЕГИРОВАННОГО ЛЮТЕЦИЕМ

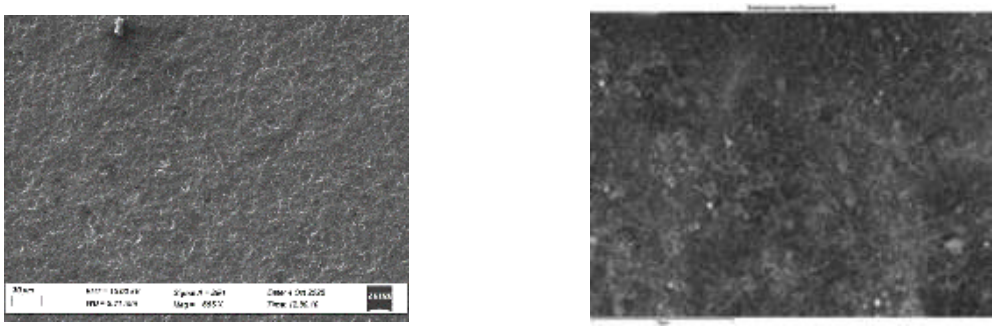
Х.С. Далиев, Ж.Ж. Хамдамов, З.Э. Бахронкулов

НИИ физики полупроводников и микроэлектроники при НУУз им. М. Улугбека, Узбекистан, 100057, Ташкент, ул. Янги Алмазар, 20

e-mail: zbakhronkulov@inbox.ru.

Кремний широко используется в качестве основного материала для микроэлектроники, оптоэлектроники и сенсорных технологий. С целью улучшения его свойств интенсивно развиваются технологии легирования. В последние годы редкоземельные элементы, в том числе лютеций (Lu), как легирующие добавки вызывают большой интерес для модификации электрических и оптических свойств кремниевой решетки. Поэтому исследование структурного состояния, морфологии и химического состава легированного слоя на поверхности кремния является одной из актуальных задач. Анализ изменений топографии поверхности позволяет исследователям выявить особенности микрорельефа, что может быть ценным для развития новых технологий в таких областях, как микроэлектроника, оптоэлектроника и фотовольтаика [1]. Для приготовления кремниевых структур на основе редкоземельных элементов (РЗЭ) мы использовали метод диффузии. В исследовании применялись монокристаллы кремния n-типа (ρ=0.3÷150 Ом·см) и p-типа (ρ=0.3÷20 Ом·см), выращенные по методу Чохральского. В качестве легирующего элемента использовался лютеций с чистотой 99,999 %. После диффузионного отжига образцы также подвергались быстрому охлаждению. Перед проведением измерений с поверхности подготовленных образцов с помощью микропорошка снимался слой толщиной около 10 мкм. Полученные результаты

исследований показали, что структурное состояние примесных атомов и формирующихся микро- и нанообразований в кремнии в основном зависит от времени диффузии и скорости охлаждения образцов после диффузионного отжига [2].



а) б)

Рис. 1. SEM-изображения образцов n-Si (контрольный) и n-Si<Lu>

На рис.1-б приведено SEM-изображение n-Si<Lu>. На изображении видно, что на поверхности образцов n-Si<Lu> атомы Lu расположены в виде волокон. Проведённые анализы позволили определить количественное содержание технологических примесных атомов O и C наряду с атомами Si и Lu в составе данных микросоединений.

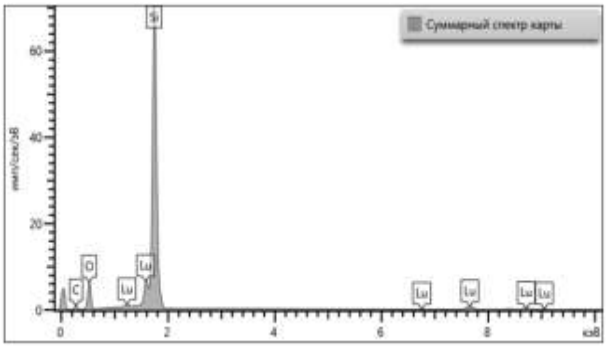


Рис.2. Концентрация элементов в кремнии, легированном лютецием

На рисунке 2 представлен спектр элементного картирования для n-Si<Lu> . На карте распределения элементов Si, Lu, O и C (отмечены соответственно красным, фиолетовым, зелёным и жёлтым цветом) расположены равномерно без каких-либо пустот. Атомный процент содержания этих элементов составляет соответственно 54,49 %, 11,55 %, 20,79 % и 13,07 %. Количественные показатели получены в результате SEM-анализа. Результаты анализа химического состава микросоединений в их центральной области приведены в табл.1. При измерении подготовленных образцов дополнительных пиков обнаружено не было. Наблюдавшийся на 1,8 кэВ неизвестный пик Si подтверждает правильное выполнение технологического процесса при подготовке образцов. Полученные результаты также подтверждают отсутствие дополнительных примесей, кроме заранее образующихся дефектов. На SEM-изображениях видно, что атомы лютция на поверхности кремния расположены в виде волокон, что привело к образованию новых микро- и наносоединений в структуре поверхности.

Таблица 1

Элемент	Тип линии	Условная концентрация (%)	Массовая доля (%)	Сигма массовой доли (%)
C	K series	1.55	13.07	24.75
O	K series	17.26	20.79	29.56
Si	K series	65.56	54.59	44.19
Lu	L series	10.34	11.55	1.50

Спектры элементного картирования показали, что лютций, кремний, кислород и углерод равномерно распределены по поверхности, что подтверждает отсутствие дополнительных примесей и крупных дефектов в процессе технологического производства.

В процессе диффузии под действием высокой температуры (1250°C) и взаимодействия ионов лютция с поверхностью кристалла кремния наблюдалось образование структурных дефектов, таких как дислокации, пустоты и аморфные фазы. Это, в свою очередь, стимулирует рост квантовых островков и способствует улучшению электронных и оптических свойств поверхности кремния.

Литература

1. Rejvi, K.; Gorina, S. N. (Ed.) (1984). Defekty i primesi v poluprovodnikovom kremnii. Moscow: Mir, 470.
2. Kh.S. Daliev, Sh.B. Utamuradova, J.J. Khamdamov, and Z.E. Bahronkulov, “Electrophysical properties of silicon doped with lutetium,” Advanced Physical Research, **6**(1), 42-49 (2024).

ВЛИЯНИЕ ЛЕГИРОВАНИЯ ИТТЕРБИЕМ НА СТРУКТУРУ И ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРЕМНИЯ

Х.С. Далиев[1], М.Б. Бекмуратов[2]

[1] Филиал Федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский университет «МЭИ»,

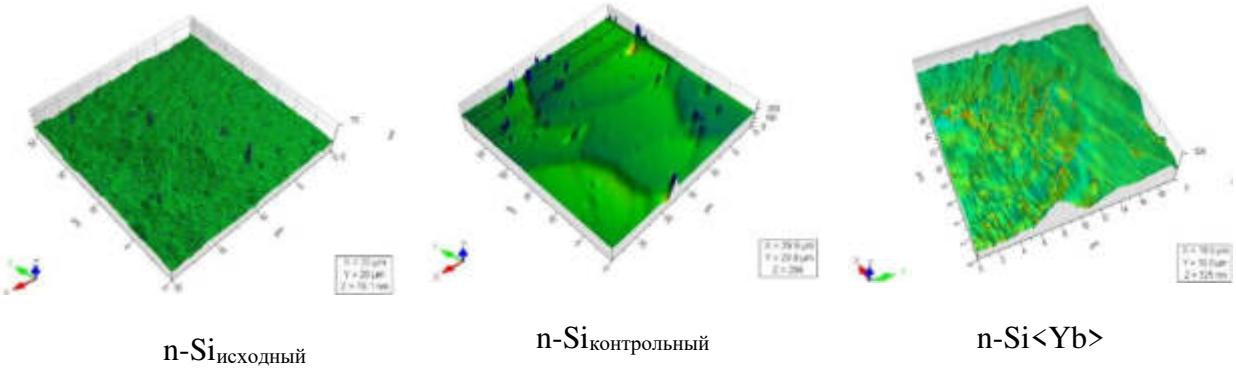
[2] Институт физики полупроводников и микроэлектроники Национального университета Узбекистана, Узбекистан

e-mail: mans-bek@mail.ru

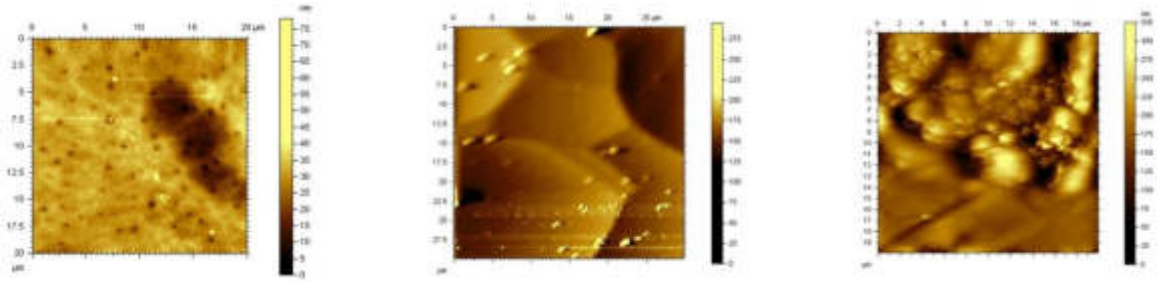
Разработка новых материалов для полупроводниковой электроники на основе кремния требует изучения методов модификации его свойств [1-2]. Легирование редкоземельными элементами, в частности иттербием, представляется перспективным направлением благодаря уникальным физико-химическим характеристикам Yb (большой атомный радиус, низкая химическая активность, двухвалентность). Однако влияние Yb на структурные и, как следствие, электрофизические свойства Si изучено недостаточно [2-3].

Целью данной работы являлось детальное исследование изменений морфологии поверхности, структуры и электрофизических параметров монокристаллического кремния n-типа при легировании иттербием с использованием комплекса методов, с акцентом на анализ методом атомно-силовой микроскопии.

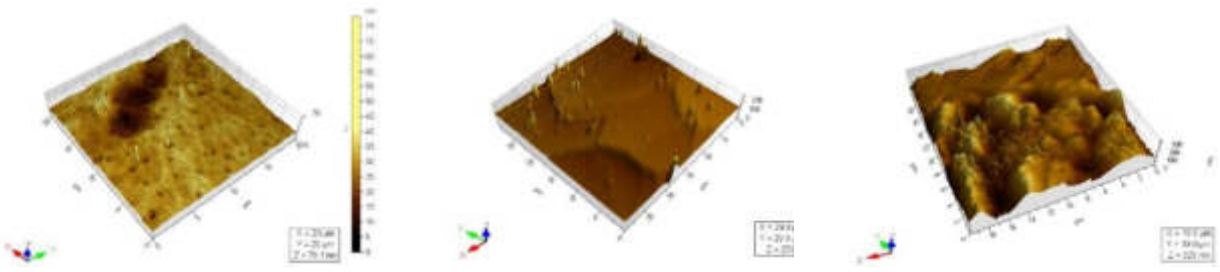
Пластины монокристаллического кремния n-типа удельное сопротивление 2.5-10 Ом·см. Тщательная химическая очистка (кислотно-перекисная промывка + HF травление) для удаления загрязнений и оксидного слоя. Вакуумное напыление пленки Yb высокой чистоты (давление ~10^{-6} Торр, безмасляная система) для обеспечения равномерного распределения. Термодиффузия Yb в Si в кварцевых ампулах (T = 1200 °C, t = 15 ч) с последующим быстрым охлаждением для фиксации распределения и минимизации макродефектов. Удаление приповерхностного слоя (~2 мкм) механической обработкой и химическим травлением для исследования глубинных областей. Ключевым методом анализа морфологии и структуры поверхности использовалась атомно-силовая микроскопия (АСМ) (микроскоп Nanaview-2000) в контактном и полуконтактном режимах. Получены 3D-карты рельефа, профили, оценены параметры шероховатости Рисунок 1.



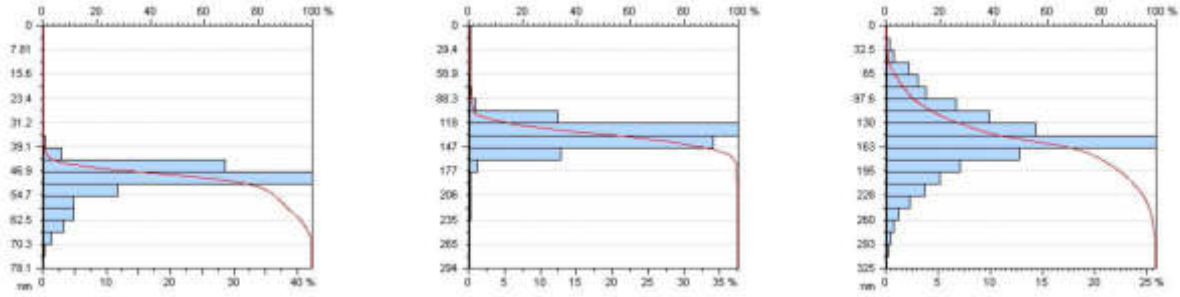
n-Si$_{исходный}$ n-Si$_{контрольный}$ n-Si<Yb>



n-Si$_{исходный}$ n-Si$_{контрольный}$ n-Si<Yb>



n-Si$_{исходный}$ n-Si$_{контрольный}$ n-Si<Yb>



1)n-Si$_{исходный}$ 2)n-Si$_{контрольный}$ 3)n-Si<Yb>

Рисунок 1. Изображения, полученные с помощью атомно-силовой микроскопии (АСМ): 1) Исходный образец n-Si; 2) Контрольный образец n-Si; 3) n-Si, легированный иттербием, со слоем 2 мкм, удаленным шлифованием после легирования

Дополнительно применялись методы для анализа электрофизических свойств (измерение плотности поверхностных состояний, спектроскопия глубоких уровней). Легирование Yb вызывает значительное увеличение шероховатости поверхности Si по сравнению с исходным и контрольным образцами. Основная причина – различие атомных радиусов Si и Yb. Внедрение более крупных атомов Yb приводит к локальным искажениям кристаллической решетки, возникновению внутренних напряжений. Напряжения релаксируют через образование микродефектов, рекристаллизацию на границах и, как следствие, повышение шероховатости.

Легирование Yb приводит к существенным изменениям электрофизических параметров. Наблюдается снижение плотности поверхностных состояний на границе Si-SiO_2. Методом спектроскопии глубоких уровней выявлено наличие глубоких энергетических уровней в запрещенной зоне Si с энергией ионизации Ec-0.32 эВ, связанных, предположительно, с дефектами, индуцированными Yb. Расчеты показали относительно низкий коэффициент диффузии Yb в Si, характерный для РЗЭ.

Легирование монокристаллического кремния n-типа иттербием методом термодиффузии (1200°C, 15 ч) вызывает кардинальные изменения морфологии поверхности. АСМ-анализ является высокоэффективным методом для детектирования этих изменений, демонстрируя увеличение максимальной шероховатости (R_{max}) с ~78 нм до 325 нм и среднеквадратичной шероховатости (RMS) до 60-80 нм.

Увеличение шероховатости обусловлено искажением кристаллической решетки из-за большего атомного радиуса Yb, возникновением внутренних напряжений и агломерацией атомов Yb с возможным образованием новых фаз ($YbSi_2$), что подтверждается данными АСМ и термодинамическими расчетами.

Легирование Yb приводит к значительной модификации электрофизических свойств, снижению плотности поверхностных состояний и появлению глубоких уровней (Ec - 0.32 эВ).

Полученные результаты свидетельствуют о перспективности использования иттербия для направленного изменения структуры и свойств кремния в целях создания новых функциональных материалов для полупроводниковой электроники и

оптоэлектроники. Дальнейшие исследования будут направлены на корреляцию структурных изменений с оптическими и электрическими характеристиками.

Литература

1. L.T. Canham, “Silicon quantum wire array fabrication by electrochemical and chemical dissolution of wafers,” Appl. Phys. Lett. 57, 1046-1990. https://doi.org/10.1063/1.103561
2. F. Huisken, H. Hofmeister, B. Kohn, M.A. Laguna, and V. Paillard, “Laser production and deposition of light-emitting silicon nanoparticles,” Appl. Surf. Sci. 154–155, 305 (2000). https://doi.org/10.1016/s0169-4332(99)00476-6
3. V. Vinciguerra, G. Franzo, F. Priolo, F. Iacona, and C. Spinella, “Quantum confinement and recombination dynamics in silicon nanocrystals embedded in Si/SiO2 superlattices,”J. Appl. Phys. 87, 8165 (2000). https://doi.org/10.1063/1.373513

ОСОБЕННОСТИ МОРФОЛОГИИ ПОВЕРХНОСТИ ТОНКИХ ПЛЕНОК CdTe, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ ИМПУЛЬСНО-ЛАЗЕРНОГО ОСАЖДЕНИЯ

П. В. Шевчик[1], А. В. Станчик[1], В. Ф. Гременок[1], Б. Л. Овсепян[2], А. М. Хачатрян[2], С. Г. Петросян[2]

[1]ГО “Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению”, Минск, Республика Беларусь

[2]Институт Радиофизики и Электроники НАН Армении, Аштарак, Республика Армения

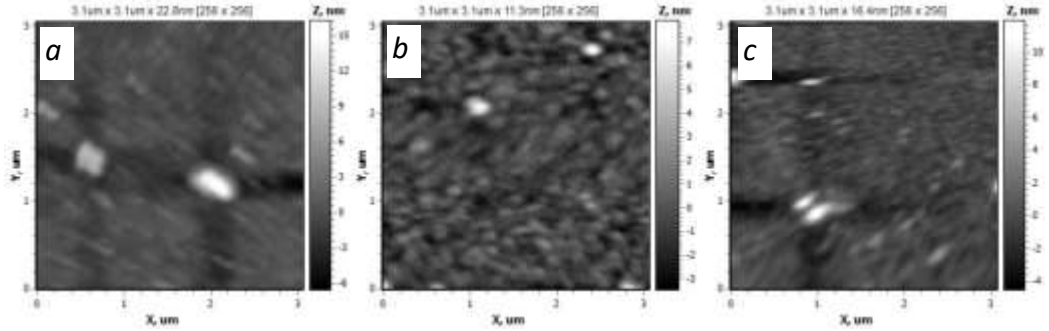
Тонкие пленки CdTe представляют интерес для создания на их основе детекторов ИК-излучения, преобразователей солнечной энергии, а также в качестве буферных полуизолирующих слоев при формировании гетероструктур [1–2]. На физические свойства таких устройств может оказывать влияние морфология гетероструктур, которая, в свою очередь, зависит от технологических параметров синтеза тонкопленочных материалов [2–3]. Целью данной работы является исследование морфологии поверхности тонких пленок CdTe, полученных импульсным лазерным осаждением (ИЛО) на стеклянных подложках.

При осаждении пленок методом ИЛО изменялись: температура подложки (100–300 °C) и длина волны лазерного излучения λ (600, 1064 и 1200 нм). Исследование структуры и определение параметров шероховатости поверхности пленок было проведено с помощью метода атомно-силовой микроскопии (АСМ) на микроскопе NT 206 (Microtestmachines Co., Беларусь).

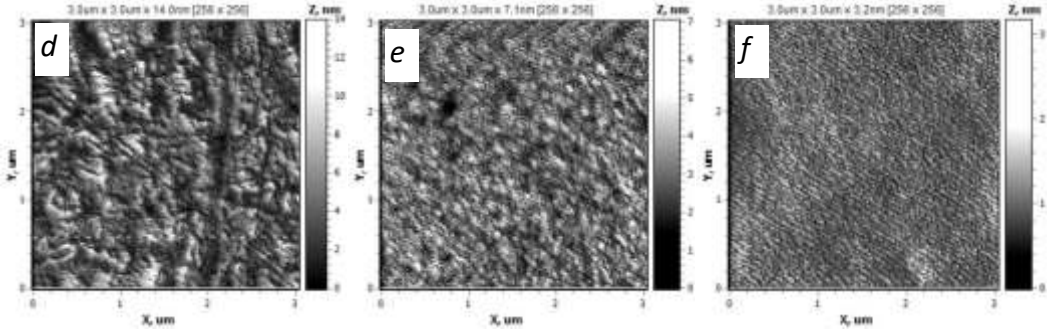
На рис.1 представлены двухмерные АСМ-изображения поверхности тонких пленок CdTe на стеклянных подложках, полученных при различной длине волны лазера и температуре подложки. Поверхность пленок CdTe во всех случаях характеризуется зернистой структурой, размер зерен варьируется в пределах 16–48 нм. Для образцов №1, 3, 7, 9 границы зерен являются не четкими, что скорее всего связано с крайне малыми размерами зерен в сравнении с разрешением изображения микроскопа.

В таблице представлены полученные значения параметров шероховатости поверхности пленок CdTe в зависимости от длины волны лазера (λ) и температуры

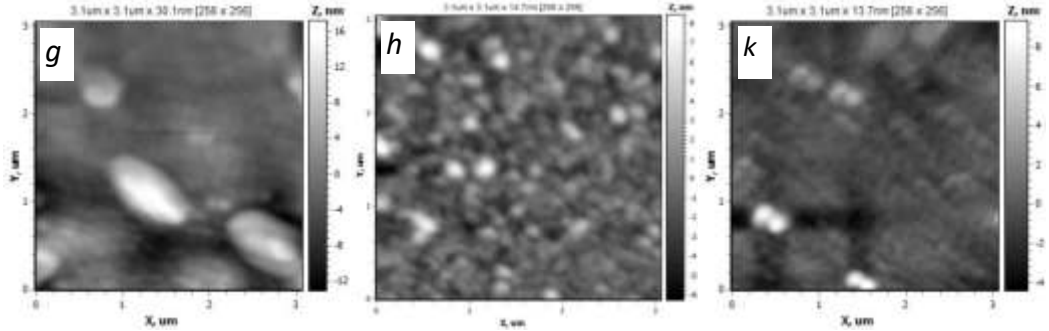
подложки (Т). Как видно из результатов таблицы при использовании длины волны лазера 600 нм, с увеличением температуры подложки от 100 до 200 ºС, параметры шероховатости уменьшаются, а затем увеличиваются при росте температуры до 300 ºС.



λ = 600 нм, *a* – образец №1 (100 °С); *b* – образец №2 (200 °С); *c* – образец №3 (300 °С)



λ = 1064 нм, *d* – образец №4 (100 °С); *e* – образец №5 (200 °С); *f* – образец №6 (300 °С)



λ = 1200 нм, *g* – образец №7 (100 °С); *h* – образец №8 (200 °С); *k* – образец №9 (300 °С)

Рис.1. АСМ-изображения поверхности пленок CdTe, полученных при длине волны лазера 600 – 1200 нм и температуре подложки 100–300 ºС

При более длинноволновом лазерном излучении (1064 и 1200 нм), увеличение температуры подложки приводит к уменьшению параметров шероховатости поверхности тонких пленок CdTe, полученных методом ИЛО. Данная зависимость обусловлена ростом зерен и агломерацией мелких зерен в более крупные, что способствует уменьшению межзеренных границ и высоты неровности профиля. Для пленок CdTe, полученных при постоянной температуре подложки 100 ºС, увеличение длины волны лазерного излучения способствует увеличению параметров шероховатости. Однако, для пленок CdTe, полученных при температуре подложки 200 и 300 ºС, при увеличении длины волны лазера

от 600 до 1064 нм, сначала происходит уменьшение параметров шероховатости, а затем, при длине волны лазера 1200 нм, параметры увеличиваются.

Таблица1. Усредненные значения средней арифметической (R_a) и квадратической (R_q) шероховатости, а также максимальной высоты рельефа (Z) поверхности тонких пленок CdTe, полученных при различной длине волны лазера (λ) и температуре подложки (T). Параметры шероховатости подложки: R_a = 1.20 нм, R_q = 2.55 нм, Z = 49.00 нм.

№ обр.	1	2	3	4	5	6	7	8	9
λ, нм	600			1064			1200		
T, ºC	100	200	300	100	200	300	100	200	300
R_a, нм	1.7	1.3	1.6	1.9	1.3	0.5	2.7	1.8	1.8
R_q, нм	3.1	2.5	3.0	2.4	1.6	0.6	4.8	3.4	3.1
Z, нм	42.2	65.8	55.2	55.2	20.3	7.7	49.8	82.4	38.6

Наибольшие параметры шероховатости были характерны для образцов пленок, полученных при 100 ºC независимо от длины волны лазера, тогда как наименьшие значения имели образцы пленок, полученные при 200 или 300°C в зависимости от длины волны лазера. При этом высокие температуры и длина волны лазерного излучения 1064 нм способствуют формированию более гладкой поверхности тонких пленок CdTe.

Таким образом, используя метод АСМ были исследованы особенности формирования морфологии поверхности тонких пленок CdTe, полученных методом ИЛО на стеклянных подложках, в зависимости от технологических режимов их осаждения.

Исследования выполнены при поддержке БРФФИ (проект № Т21АРМГ-005), ГПНИ «Материаловедение, новые материалы и технологии» и Комитета науки МОНКС Республики Армения (грант № 21Sc-RBSCST-2B005).

Литература

1. A.U. Yimamu, M.A. Afrassa, B.F. Dejene, O.K. Echendu, K.G. Tshabalala, J.J. Terblans, H.C. Swart, S.J. Motloung. *Influence of growth time on the properties of CdTe thin films grown by electrodeposition using acetate precursor for solar energy application. Materials Research Express. (2023), Vol. 10, p. 1-13.*
2. E.F. Jassem, S.B. Ali, S.M. Kadhim. *Morphological, Optical, and Electrical Studies of PVD CdTe Thin Films for Photovoltaic Applications. International Journal of Nanoelectronics and Materials. (2024), Vol. 17, p. 249-255.*
3. A. Salavei, I. Rimmaudo, F. Piccinelli, F. Romeo. *Influence of CdTe thickness on structural and electrical properties of CdTe/CdS solar cells. Thin Solid Films. (2013), Vol. 535, 1 p. 257-260.*

ПОВЫШЕНИЕ ТОЧНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ОКСИДНЫХ СТРУКТУР КРЕМНИЯ ЗА СЧЁТ МИНИМИЗАЦИИ ВНЕШНЕГО ВОЗДЕЙСТВИЯ

Ш.Х. Далиев, Ф.А. Сапаров

НИИ физики полупроводников и микроэлектроники при НУУз им. М. Улугбека, Узбекистан, 100057, Ташкент, ул. Янги Алмазар, 20

*sfa@inbox.ru

Точность формирования диэлектрических и оксидных слоёв на поверхности кремния играет ключевую роль в производстве высоконадёжных микро- и наноэлектронных приборов. Особое внимание уделяется методам осаждения, не вызывающим термически индуцированных дефектов и обеспечивающим контролируемую межфазную область. Стандартный процесс окисления осуществляется при температуре 1100÷1200°C и включает два этапа: 90 минут во влажном кислороде и 30 минут в сухом кислороде. В результате формируется оксидный слой. Однако данный метод сильно зависит от параметров термообработки и предварительных этапов очистки. Магнетронное распыление без нагрева подложки позволяет минимизировать внешнее термическое воздействие, сохраняя кристаллическую целостность и уменьшая уровень дефектности.

Структуры CdO и ZnAlO формировались поэтапно, с использованием масок и фотолитографии для создания контактных площадок. Толщина слоёв контролировалась методом кварцевого резонатора и уточнялась по результатам XRD.

Исследуемые гетероструктуры были сформированы на подложках p-Si (111) методом магнетронного распыления без подогрева. Первая структура включает слои p-Si → SiO_2 → CdO, вторая — p-Si → SiO_2 → ZnAlO. Толщина оксидных слоёв контролировалась путём временного параметра и состава мишени. Структурные характеристики определялись с помощью XRD-анализа. Молекулярные колебательные моды оценивались по данным Раман-спектроскопии. (рис.1). Использование данного подхода позволило минимизировать влияние внешних факторов и оценить его влияние на характеристики полученной структуры. На основе полученного спектра была проведена детальная оценка фазового распределения и структурных деформаций в кремниевых образцах. Анализ спектральных пиков позволил выявить ключевые особенности, связанные с межслойными взаимодействиями и механическими напряжениями на границах раздела материалов.

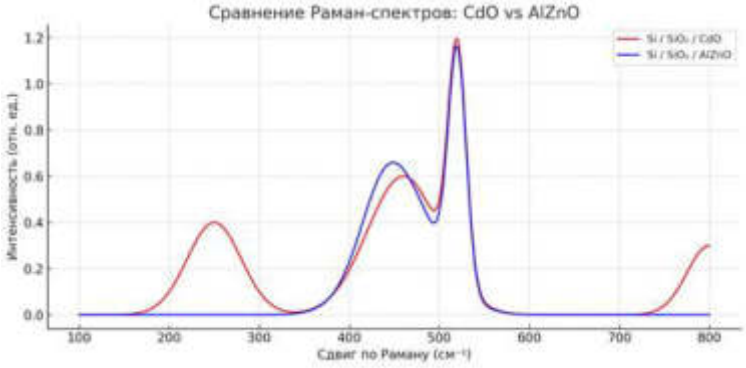


Рис.1. Раман-спектр структуры p-Si/SiO_2-CdO и p-Si/SiO_2- ZnAlO.

Характерный пик около 520 $см^{-1}$ подтверждает наличие кристаллической структуры кремния, обусловленной фононными колебаниями в его решетке. В диапазоне 100–300 $см^{-1}$

зарегистрированы сигналы, свидетельствующие о влиянии межслойных взаимодействий, в частности, механических напряжений на интерфейсах Si/SiO_2 и SiO_2/CdO. Эти эффекты приводят к изменениям фононных частот и могут быть связаны с локальными структурными перестройками на границе раздела слоев. А второго образца, в диапазоне до 100 $^{-1}$ были выявлены сигналы, которые могут свидетельствовать о межслойных взаимодействиях, в частности, о наличии механических напряжений на границах раздела Si/SiO_2 и $SiO_2/ZnAlO$. Эти взаимодействия оказывают влияние на фононные частоты, что может быть связано с изменением структуры на границе между слоями.

Полученные спектры позволили детально проанализировать распределение фаз и наличие структурных деформаций в кремниевых образцах. На рис. выявлены характерные пики, соответствующие соединениям Si, SiO_2, Si_2O и CdO. Зарегистрированные спектральные линии указывают на формирование однородного и качественного оксидного слоя, без наличия посторонних примесных соединений. Дополнительно, наличие пиков в районе 250 $см^{-1}$, 480 $см^{-1}$ и 800 $см^{-1}$ свидетельствует о наличие Si_2O существование переходного слоя, где происходит структурная перестройка материала, обусловленная механическими напряжениями. Это важный фактор, который нужно учитывать при анализе свойств структуры и её дальнейшей оптимизации.квазимолекулярных комплексов типа Si_2O, что объясняет появление барьерной фазы или переходного слоя. Результаты второго образца дополняют картину: обнаружены колебания в диапазоне 430–580 $см^{-1}$ (ZnO), 520 $см^{-1}$ (Si), 2500 $см^{-1}$ (напряжённые состояния) и 0–100 $см^{-1}$ (низкочастотные моды). Для структуры $p\text{-}Si/SiO_2/ZnAlO$ характерны резкие границы, отсутствие Si_2O, усиленное межфазное натяже Рентгеноструктурный анализ показал, что для обоих образцов характерны чёткие пики кремния на $2\theta \approx 28°$, подтверждающие ориентацию подложки. Для структуры $p\text{-}Si/SiO_2/ZnAlO$ наблюдаются дополнительные пики в области 32° и 38°, соответствующие фазам ZnO и $ZnAl_2O_4$, указывая на образование (Рис. 2) шпинели в результате межфазных реакций. В структуре $p\text{-}Si/SiO_2/CdO$ идентифицированы пики CdO и переходного слоя Si_2O, свидетельствующие (Рис. 2) о развитии буферного подслоя.

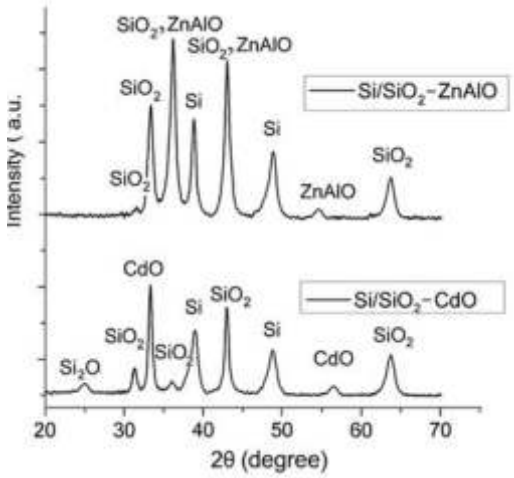


Рис. 2. Рентгено-дифракционный анализ структур

Раман-спектроскопия подтверждает наличие мод E_2(high) и A_1(LO) в диапазоне 430–580 $см^{-1}$, соответствующих ZnO. В структуре с CdO зафиксированы низкочастотные моды и широкая полоса в области ~270 и ~790 $см^{-1}$, что может указывать на кислородную диффузию и трансформацию CdO в SiO_2. Более высокая интенсивность пика в области 520 $см^{-1}$ указывает на меньшую дефектность кремниевой решётки при использовании CdO.

Сравнительный анализ показывает, что структура с переходным слоем Si_2O (CdO) обладает более стабильным межфазным интерфейсом и меньшей плотностью межфазных дефектов по сравнению с резким контактом в системе ZnAlO.

Таким образом, метод магнетронного распыления без подогрева обеспечивает формирование слоёв без термически индуцированных дефектов. В структуре p-Si/SiO_2/CdO обнаружен переходный слой Si_2O, играющий буферную роль, тогда как в p-Si/SiO_2/ZnAlO такой слой отсутствует. Обнаружены признаки диффузии кислорода и трансформации CdO в SiO_2, что требует оптимизации условий осаждения. Структура без промежуточного слоя демонстрирует более высокую дефектность, что подтверждается как по данным XRD, так и по Раман-спектрам. Низкочастотные моды, наблюдаемые в спектрах, подтверждают наличие межфазных взаимодействий на границе Si/SiO_2.

HF ASOSIDAGI ELEKTROKIMYOVIY O‘YISHDA G‘OVAK HOSIL BO‘LISH KINETIKASI

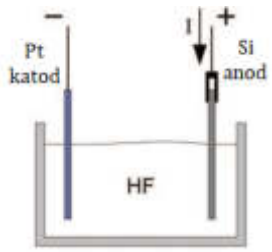
A.T. Mamadalimov, D.E. Xazratov
O‘zMU huzuridagi yarimo‘tkazgichlar fizikasi va mikroelektronika ilmiy-tadqiqot institute
xazratovdilshod323@gmail.com

So‘nggi o‘n yilliklarda nano va mikrostrukturalarga ega materiallarga bo‘lgan talabning ortishi fonida g‘ovakli kremniy moddasining ilmiy va texnologik ahamiyati sezilarli darajada oshdi. Monokristall kremniy asosida elektrokimyoviy yoki kimyoviy o‘yish usullari orqali olinadigan g‘ovakli kremniy o‘zining kengaytirilgan sirt maydoni, sozlanadigan optik xossalari, dielektrik o‘zgaruvchanligi bilan ajralib turadi. Bu xususiyatlar uni fotonika, energiyani saqlash tizimlari, mikroelektromexanik tizimlar (MEMS) hamda biotibbiyot qurilmalarda qo‘llash uchun istiqbolli platformaga aylantiradi. Struktura darajasida g‘ovakli kremniy amorf va kristalli fazalar kombinatsiyasidan tashkil topgan bo‘lib, g‘ovaklarning o‘lchami va geometriyasi ishlab chiqarish parametrlariga bog‘liq holda keng diapazonda boshqarilishi mumkin. Xususan, HF asosidagi eritmalarda amalga oshiriladigan elektrokimyoviy o‘yish jarayoni kremniy yuzasida nano- va mikromiqyosdagi g‘ovakli strukturalarning shakllanishiga olib keladi. Ushbu jarayon orqali olingan materiallar infraqizil nurlanishga sezuvchanlik, fotolyuminessensiya va gazlarga nisbatan yuqori sezuvchanlik kabi noyob fizikaviy xossalarga ega bo‘ladi. Shu sababli, g‘ovakli kremniyning shakllanish mexanizmini, strukturaviy xususiyatlarini va ularni boshqarish imkoniyatlarini chuqur o‘rganish — materialshunoslik va nanoelektronika sohalarida fundamental va amaliy ahamiyatga ega ilmiy vazifa hisoblanadi.[1-2] Anodik o‘yish – bu elektrokimyoviy jarayon bo‘lib, unda kremniy plastinkasi anod sifatida [1-rasm] HF (vodorod ftorid) asosidagi elektrolitda katod (odatda platina yoki grafit) bilan birga ulanadi. Kuchlanish ta’sirida kremniy anodda eriy boshlaydi va uning sirtida mikroskopik g‘ovaklar hosil bo‘ladi. G‘ovakli kremniyning hosil bo‘lish mexanizmi kremniy sirtidagi elektronlarning anodga yo‘nalgan harakati va ionlarning elektrolit bilan reaksiyasiga asoslanadi. Soddalashtirilgan kimyoviy reaksiya quyidagicha ifodalanadi:

$$Si + 6HF \rightarrow H_2SiF_6 + H_2 + 2H^+ + 2e^-$$

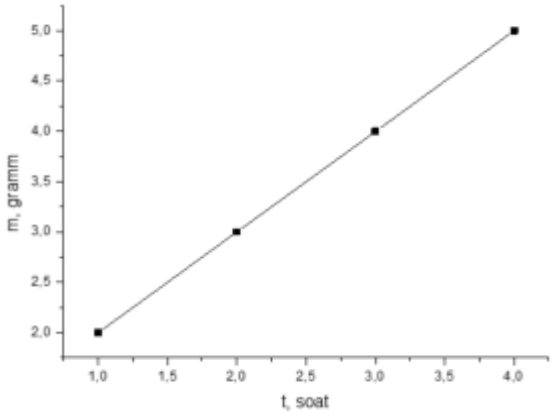
Ushbu jarayonda kremniy HF kislotasi bilan reaksiyaga kirishib, sirt atomlarini eritadi va o‘z o‘rnida chuqurchalar – g‘ovaklar hosil qiladi. G‘ovaklarning shakli, yo‘nalishi va zichligi bir necha omillarga bog‘liq: elektrolit tarkibi va konsentratsiyasi, tok zichligi, kuchlanish miqdori,

o‘yish vaqti, kremniy kristallining turi (n-tip yoki p-tip), va kristall yo‘nalishi (⟨100⟩, ⟨111⟩ va h.k.) [2-3].



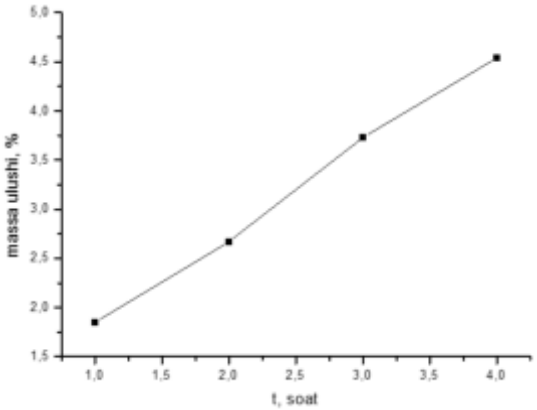
1-rasm. Anodik o‘yish usuli orqali g‘ovakli kremniy olish sxemasi [3]

Tadqiqot natijalari shuni ko‘rsatdiki, anodik o‘yish jarayonida qo‘llanilgan tok zichligi, o‘yish vaqti hamda elektrolit tarkibi g‘ovakli kremniy qatlamining morfologik xususiyatlariga sezilarli darajada ta’sir ko‘rsatadi. Tok zichligi oshirilgan sari hosil bo‘lgan g‘ovaklarning diametri va chuqurligi ortadi.



2-rasm. Massa o‘zgarishi va vaqt orasidagi bog‘lanish

O‘yish jarayoni 20–40 mA/sm² tok zichligida, 0-4 soat davomida olib borildi.
[2-rasm] Kuchlanish va tok stabilizatori yordamida aniq tartibda ushlab turildi.



3-rasm. O‘yish vaqti parametrining g‘ovakli kremniy xossalariga ta’siri

O‘yish vaqti oshgan sayin g‘ovaklar chuqurlashdi va qatlamning umumiy qalinligi ortdi. 1 soat davom etgan o‘yishdan keyin hosil bo‘lgan g’ovaklar foizi 1,87% ni tashkil etgan bo‘lsa, 4 soatlik o‘yish natijasida u 4,54% gacha yetdi. Shuningdek, o‘yish vaqti ortishi bilan g‘ovaklarning yuqori qatlamga nisbatan chuqur qatlamlarida bir tekislik darajasi pasaydi. Agar elektrolit tarkibiga etanol (C_2H_5OH) kiritsak g‘ovaklarning tartibli va silliq shakllanishiga ijobiy ta’sir ko‘rsatadiUshbu natijalar shuni ko‘rsatadiki, anodik o‘yish parametrlarini sinchkovlik bilan

boshqarish orqali maqsadli morfologik xususiyatlarga ega g‘ovakli kremniy qatlamlarini olish mumkin. Bu esa uni optoelektronika, sensorlar va biotibbiyot sohalarda amaliy qo‘llash uchun zarur texnologik asos bo‘lib xizmat qiladi

Adabiyotlar:

1. V. Lehmann, R. Stengl, A. Luigart. On the morphology and the electrochemical formation mechanism of mesoporous silicon // Materials Science and Engineering B, 69-70, 11(2000); https://doi.org/10.1016/S0921-5107(99)00286-X.
2. A.T.Mamadalimov, D.E.Xazratov. G’ovaklikremniyning fotoo’tkazuvchanlik kinetikasi va foto’tkazuvchanlik spektri orqali elektrofizik xususiyatlarini tadqiq qilish //Yosh olimlar va fizik talabalar RIAK 9-12, (2025)
3. Zhang XG. Morphology and formation mechanisms of porous silicon. Journal of the Electrochemical Society. 2004;151(1):C69-C80. DOI: 10.1149/1.1632477\

DISPROZIY ATOMLARINING KREMNIYGA DIFFUZIYASI NATIJASIDA AKSEPTOR MARKAZLARNING SHAKLLANISHI VA SOLISHTIRMA QARSHILIKKA TA’SIRI

Sh.B. Utamuradova, Sh.B. Norqulov

O‘zbekiston Milliy universiteti huzuridagi Yarimo’tkazgichlar fizikasi va mikroelektronika ilmiy-tadqiqot instituti, Yangi Olmazor ko‘chasi, 20-uy, Toshkent,

*nshb19990@gmail.com

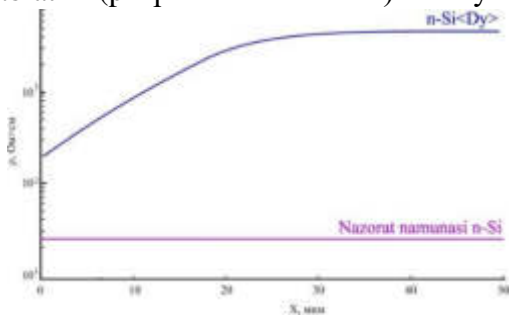
Kremniy yarimo‘tkazgich sifatida mikroelektronika, fotonika va sensor texnologiyalarining asosiy materiallaridan biri bo‘lib, uning fizik va elektr xossalarini boshqarish masalasi hozirgi zamon materialshunosligida dolzarb mavzulardan biri sanaladi. Ayniqsa, kremniyning solishtirma qarshiligi (ρ) kabi parametrlarini modifikatsiyalash orqali u asosida tayyorlanadigan elektron qurilmalarning samaradorligini oshirish imkoniyati mavjud. Solishtirma qarshilik materialdagi erkin tashuvchi zarralarning konsentratsiyasi hamda ularning harakatchanligiga bevosita bog‘liq bo‘lib, bu omillarni turli legirlovchi elementlar, ayniqsa, nodir yer (RE — rare-earth) elementlari yordamida nazorat qilish mumkin[1, 2].

So‘nggi yillarda nodir yer elementlari bilan kremniyni legirlash orqali uning elektr, optik va strukturaviy xossalariga sezilarli ta’sir ko‘rsatish mumkinligi aniqlanmoqda . Shu jumladan, disproziy (Dy) elementi o‘zining katta atom radiusi, yuqori valentlik holatlari va elektron konfiguratsiyasiga ko‘ra, kremniy panjarasida murakkab defektlar va elektron sathlar hosil qilish xususiyatiga ega. Dy atomlarining kristall panjaraga diffuziyalanishi natijasida donor yoki akseptor sathlarning paydo bo‘lishi, shuningdek, mavjud defektlar bilan barqaror komplekslar shakllanishi mumkin . Bunday o‘zgarishlar esa kremniyning elektr o‘tkazuvchanligida sezilarli natijalarga olib keladi.

КЭФ va КДБ markali kremniyni disproziy atomlari bilan legirlash maxsus tozalikdagi (99,999%) Dy purkalgan qatlamdan vakuumda diffuziya usuli orqali amalga oshirildi. Dy diffuziyasi n-Si va p-Si da boshlang‘ich solishtirma qarshilik bir biriga yaqin bo‘lgan, Choxralskiy usulida olingan, ρ = (1/300) Om-sm bo‘lgan, T_{dif} – 1200 °C da 40 soat davomida namunalarda o‘tkazildi. T = 900 / 950 °C da n-Si va p-Si larda ρ deyarli o‘zgarmadi. T > 1200 °C bo‘lgan n-Si namunalarida Dy diffuziyasidan so‘ng ρ oshdi, p-Si da esa ρ qiymati qisman oshdi; xuddi shunday yuqori haroratli ishlov berishdan o‘tgan nazorat namunalarida ρ deyarli o‘zgarmadi (1-rasm).

Tadqiqotlar shuni ko‘rsatdiki, Dy ning diffuziya parametrlari — diffuziya harorati (T), vaqt (t) va sirtga yaqin qatlamdagi kontsentratsiyasi — kremniyning solishtirma qarshiligiga sezilarli ta’sir ko‘rsatadi. Dastlabki n-tipli Si namunalarida ρ ≈ 10–65 Ω·cm bo‘lsa, Dy diffuziyasidan keyin bu qiymat namunaga qarab 1000–6000 Ω·sm oralig‘igacha oshgan. Dy atomlari bilan legirlangandan so‘ng n-Si dagi ρ qiymatining o‘zgarishidan xulosa qilish mumkinki, u akseptor markazlarni hosil qiladi. Termozond usuli orqali namuna tipini tekshirganimizda n-Si<Dy> namuna sirtga yaqin soha p-tipga o‘zgarganligi aniqlandi. p-Si<Dy> namunamizda sirtga yaqin sohalarda solishtirma qarshilikni qisman o‘zgarganligini ko‘rish mumkin, bu esa texnologik kirishmalar ta’siri deb baholash mumkin[3].

Disproziy, boshqa o‘rganilgan nodir yer elementlari kabi, diffuziyadan keyin n-turdagi kremniy yuzasida akseptor tabiatini (p-tip o‘tkazuvchanlik) namoyon qilishi aniqlandi.



1-rasm. Disprozioy atomlari bilan legirlangan n- va p-tipli kremniy namunalarining solishtirma qarshiligining chuqurlik bo‘yicha taqsimoti (T = 1200 °C, t = 40 soat).

Diffuziya jarayonini tahlil qilishda Fikning ikkinchi qonuniga asoslangan cheklangan chegaraviy shartlar qabul qilinadi. Bunda kristall sirtidagi diffuzant konsentratsiyasi o‘zgarmas deb olinadi:

$$N(0,t)=N_2 \qquad (1)$$

bunda N – diffuzantning kristalldagi konsentratsiyasi. Diffuziya tenglamasi quyidagi ko‘rinishga ega:

$$\chi / \vartheta t = D(\vartheta^2 N / \vartheta x^2) \qquad (2)$$

bunda χ - diffuziya masofasi yoki diffuziyalanish chuqurligi. Ushbu tenglamani (2) ko‘rinishdagi chegaralangan shart bilan yechilishi quyidagi ifoda orqali ko‘rsatiladi.

$$N(x,t) = N_s \operatorname{erfc}(x / 2\sqrt{Dt}) \qquad (3)$$

$$X = 2\sqrt{Dt} \qquad (4)$$

Olingan natijalar asosida disproziyning kremniyga diffuziya koeffitsiyenti nazariy hisoblash orqali 1-rasmga keltirilgan natijalar asoslanadi. Ya’ni n-Si ga legirlangan disproziy namunaning solishtirma qarshiligi keskin o‘zgarishi 10-30 μm oraliqda kuzatildi. Bu esa disproziy atomlarining sirtga yaqin mintaqada faol diffuziyalanganligini ko‘rsatadi.

Adabiyotlar:

1. W. Zulehner Defect and impurity levels in silicon introduced by rare-earth elements, Materials Research Society Symposium Proceedings, Vol 378. 1996.
2. Utamuradova, S. B., Daliev, K. S., Khaitbaev, A. I., Khamdamov, J. J., Zarifbayev, J. S., & Alikulov, B. S. (2024). Defect Structure of Silicon Doped with Erbium. *East European Journal of Physics*, (2), 288-292. https://doi.org/10.26565/2312-4334-2024-2-31

GRAFEN/MoS_2 GETEROSTRUKTURASI VOLT-AMPER XARAKTERISTIKASINING YORUG'LIK TA'SIRIDA O'ZGARISHI

M.G'. Dadamirzayev, M.O. Qosimova, A.S. Maxmudov, B.A. Xusanboyev
Namangan Davlat Texnika Universiteti

So'ngi yillarda 2D o'lchamdagi uglerod atomlaridan tuzilgan grafin, nanoelektronika sohasida katta qiziqish uyg'otib kelmoqda [1-3]. 2D materiallar - bu faqat bitta yoki bir nechta atomlardan iborat bo'lgan materiallardir. Ular juda qiziqarli hamda ilm-fan sohasida juda keng qo'llaniladi. Grafen - 2D materiallar orasida mashhuri bo'lib, u bir qatlamli uglerod atomlaridan iborat. Grafen elektr va issiqlik o'tkazuvchanligi, mexanik kuchi va yuqori haroratga chidamliligi bilan boshqa turdagi 2D o'lchamli materiallardan ajralib turadi. 2D o'lchamdagi grafin zaryad tashuvchilarining yuqori harakatchanligi va yuqori Fermi tezligi bilan katta tezlikdagi yangi elektron qurilmalar ishlab chiqarishga asos bo'ladi [4].

Grafen/MoS_2 geterostrukturasida, grafen — 2D o'lchamli, taqiqlangan zona kengligi nolga teng va yuqori harakatchanlikka ega bo'ladi. MoS_2 — 2D o'lchamli yarimo'tkazgich, E_g >1.8 eV taqiqlangan zona kengligiga ega bo'lgan monoqatlam xolatida bo'ladi. Grafen va MoS_2 kimyoviy bog'lar bilan emas balki, qatlamlar o'zaro van der Waals kuchlari bilan tortishadi**.** Bu esa, qatlamlarni mustaqil saqlash imkonini beradi va yangi xususiyatlarni yuzaga keltiradi. Grafen/MoS_2 geterostrukturasiga yorug'lik tushganda MoS_2 ichida foton yutiladi. Agar $h\nu > E_g$ shart bajarilsa, elektron-kovak jufti ya'ni eksiton hosil bo'ladi. Eksitonni erkin elektron va kovakka ajratish uchun unga tashqi maydon orqali bog'lanish energiyasidan katta energiya yetkazilishi kerak, ya'ni, $eFr \geq E_b$ shart bajarilishi kerak. Bunda, e – elektronni zaryadi, F – tashqi elektr maydon kuchi, r **-** eksitonning o'rtacha radiusi (ya'ni elektron-kovak jufti orasidagi masofa, taxminan, 1-2 nm ga teng), $E_b = \frac{m^* e^4}{2(4\pi\varepsilon)^2\hbar^2}$ **-** eksiton bog'lanish energiyasi. m^* - elektron va kovaklarning effektiv massasi, ε – material turiga bog'liq bo'lgan dielektrik singdiruvchanlik, ħ – qisqartirilgan Plank doimiysi. 2D o'lchamli materiallarda eksiton bog'lanish energiyasi katta bo'ladi. Shuning uchun uni ajratishga kuchli tashqi elektr maydon qo'yish kerak bo'ladi. Grafen/MoS_2 geterostrukturasining afzalligi, MoS_2 qatlamida eksiton hosil bo'ladi. MoS_2 — yarimo'tkazgich bo'lgani uchun, yutuvchi qatlam hisoblanadi. Grafen — metallsifat qatlam bo'lib, tez zaryad ajratadi. Grafen bilan MoS_2 orasida tub energiyalarning farqi mavjud bo'lib, zaryad ajralishini osonlashtiradi. Tashqi elektr maydon (yoki ichki bar'er) elektron va kovakni turli yo'nalishga tortadi va fototok hosil bo'lishiga yordam beradi.

Grafen/MoS_2 geterostrukturasidagi jami tok uch qismdan iborat bo'ladi:

$$J(U) = J_q(U) + J_f(U) \quad (1)$$

bu yerda, $J_q(U) -$ qorong'i tok, $J_f(U) -$ fototok.

Qorong'i tokni quyidagi komponentlar orqali ifodalash mumkin:

$$J_q = J_g - J_r + J_i + J_t \quad (2)$$

J_g – generatsiya toki issiqlik energiyasi ta'sirida elektron – kovak juftlarining hosil bo'lishi bilan bog'liq bo'ladi. Generatsiya toki quyidagicha aniqlanadi:

$$J_g = qGSW \quad (3)$$

bunda, $G = \frac{n_i}{2\tau}$ – generatsiya tezligi, S – geterostruktura yuzasi, W – elektr maydon mavjud bo'lgan zona qalinligi,

n_i – o'z-o'zidan hosil bo'lgan zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi, $\tau -$ generatsiya vaqti.

J_r – rekombinatsiya toki elektron va kovaklarning bir-biri bilan rekombinatsiyasi (yo‘qolishi) bilan bog‘liq bo’lgan tok.

$$J_r = qRSW \tag{4}$$

Bu yerda, R – rekombinatsiya tezligi quyidagicha aniqlanadi:

$$R = \frac{np - n_i^2}{n\tau_p + p\tau_n}$$

τ_n, τ_p – electron va kovaklar uchun rekombinatsiya vaqti, n,p – tashuvchilar konsentratsiyasi.

J_i – termionik (issiqlik) emissiya toki. Bu tok tashuvchilarning issiqlik energiyasi hisobiga potensial to‘siqdan o‘tishi natijasida hosil bo‘ladi. Termionik emissiya toki Richardson-Dushman tenglamasi yordamida tushuntiriladi.

$$J_i = A_R S T^2 \exp\left(-\frac{q\varphi_B}{kT}\right) \tag{5}$$

bu yerda, A_R – Richardson doimiysi, φ_B – potensial to’siq balandligi, T – harorat, k – Bolsman doimiysi.

J_t – tunnel toki. Bu tok kvant tunnel effekti bilan bog‘liq bo‘lib, tashuvchilar tor to‘siqdan kvant mexanik tarzda o‘tadi. Tsu-Esaki modeli asosida tunnel tokini hisoblash mumkin.

$$J_t \propto \exp\left(-\frac{4\pi d\sqrt{2m^*\varphi}}{h}\right) \tag{6}$$

d – tunnel to’siq qalinligi, h – Plank doimiysi.

Agar to’liq ifodani yozsak,

$$J_t = \frac{1}{2}\mathrm{A}(\mathrm{eU}_k - \mathrm{E}_g - \mathrm{eU})\ln\left(-\frac{(e^{\frac{\mu_n}{kT}}+1)(e^{\frac{-\mu_p}{kT}}+1)}{(e^{\frac{-eU_k-E_g-eU-\mu_n}{kT}}+1)(e^{\frac{-\mu_p-eU_k-E_g+eU}{kT}}+1)}\right) \tag{7}$$

Qorong’u tokning umumiy ifodasi quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$J_q = qSW\left(\frac{n_i}{2\tau} - \frac{np-n_i^2}{n\tau_p+p\tau_n}\right) + A_R S T^2 \exp\left(-\frac{q\varphi_B}{kT}\right) + \frac{1}{2}\mathrm{A}(\mathrm{eU}_k - \mathrm{E}_g - \mathrm{eU})\ln\left(-\frac{(e^{\frac{\mu_n}{kT}}+1)(e^{\frac{-\mu_p}{kT}}+1)}{(e^{\frac{-eU_k-E_g-eU-\mu_n}{kT}}+1)(e^{\frac{-\mu_p-eU_k-E_g+eU}{kT}}+1)}\right) \tag{8}$$

Yorug‘lik kvantlari MoS_2 qatlamiga tushib, eksitonlar hosil qiladi. Tashqi elektr maydon mavjud bo‘lsa, bu eksitonlar elektron va kovaklarga ajraladi va fototok $J_f(U)$ hosil qiladi:

$$Jf(U) = q\eta\Phi S \tag{9}$$

η – kvant samaradorlik, Φ – birlik maydonga tushayotgan fotonlar soni,

Yorug‘lik tushganda MoS_2 qatlamida hosil bo‘lgan eksitonlarni ajratib olish va zaryad tashuvchilar sifatida kontur orqali harakatga keltirish uchun tashqi elektr maydon (ya’ni kuchlanish) kerak. Agar kuchlanish ortsa, elektr maydon kuchayadi, eksitonlar elektron va kovakka tezroq ajraladi**,** rekombinatsiya ehtimoli kamayadi**,** fototok va kvant samaradorlik kuchlanishga bog’liq ravishda ortadi. Kvant samaradorlikni kuchlanish funksiyasi sifatida ifodalash mumkin:

$$\eta(U) = \eta_0\left(1 - \exp\left(-\frac{qU}{kT}\right)\right) \tag{10}$$

(10) ifodani (9) ifodaga qo‘ysak, fototokning kuchlanishga bog’liqlik fodasiga ega bo’lamiz.

$$J_f(U) = q\Phi S\eta_0\left(1 - \exp\left(-\frac{qU}{kT}\right)\right) \tag{11}$$

Bu ifodalardan foydalanib, grafen/MoS_2 geterostrukturasi VAX ning umumiy ifodasini olish mumkin.

$$J(U) = qSW\left(\frac{n_i}{2\tau} - \frac{np - n_i^2}{n\tau_p + p\tau_n}\right) + A_R S T^2 \exp\left(-\frac{q\varphi_B}{kT}\right) + \frac{1}{2}\mathrm{A}\left(\mathrm{eU}_k - \mathrm{E}_g - \mathrm{eU}\right) \ln\left(-\frac{\left(e^{\frac{\mu_n}{kT}}+1\right)\left(e^{\frac{-\mu_p}{kT}}+1\right)}{\left(e^{\frac{-eU_k-E_g-eU-\mu_n}{kT}}+1\right)\left(e^{\frac{-\mu_p-eU_k-E_g+eU}{kT}}+1\right)}\right) - -q\Phi S\eta_0\left(1-\exp\left(-\frac{qU}{kT}\right)\right) \quad (12)$$

(12) ifodadan foydalanib, grafen/MoS_2 geterostrukturasi uchun yorug'lik ta'siridagi VAX ni olish mumkin.

Adabiyotlar:

1. Geim, A., Novoselov, K. The rise of graphene. *Nature Mater* **6**, 183–191 (2007). https://doi.org/10.1038/nmat1849
2. Novoselov, K., Geim, A., Morozov, S. *et al.* Two-dimensional gas of massless Dirac fermions in graphene. *Nature* **438**, 197–200 (2005). https://doi.org/10.1038/nature04233
3. Han, M. Y., Özyilmaz, B., Zhang, Y., & Kim, P. (2007). Energy Band-Gap Engineering of Graphene Nanoribbons. Physical Review Letters, 98(20). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.206805
4. Obradovic, B., Kotlyar, R., Heinz, F., Matagne, P., Rakshit, T., Giles, M. D., … Nikonov, D. E. (2006). Analysis of graphene nanoribbons as a channel material for field-effect transistors. Applied Physics Letters, 88(14), 142102. https://doi.org/10.1063/1.2191420

ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕТТЕРИРОВАНИЯ НЕКОНТРОЛИРУЕМЫХ ПРИМЕСЕЙ В КРЕМНИИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КЛАСТЕРОВ ПРИМЕСНЫХ АТОМОВ НИКЕЛЯ

К.А.Исмайлов, Б.К.Исмайлов, З.Т.Кенжаев, Д. М.Уалиев, А.И.Мамбетияров

Каракалпакский государственный университет имени Бердаха,

Узбекистан, Нукус, e-mail: i.bairam@bk.ru

Современные методы геттерирования кремния включают введение примесных атомов, создание механических дефектов, радиационное облучение, лазерную обработку и формирование пористых или аморфных слоёв методом ионной имплантации [1]. Однако их применение сопровождается ухудшением электрических параметров материала и изменением его кристаллической структуры, что ограничивает эффективность геттерирования.

В данной работе предложен новый способ геттерирования, основанный на диффузионном легировании кремния примесями никеля с образованием их кластеров. Этот

метод позволяет эффективно связывать дефекты и нежелательные примеси без ухудшения исходных характеристик материала, что особенно важно для повышения эффективности кремниевых солнечных элементов [2,3].

Для диффузионного легирования использовались монокристаллические пластины кремния *n*- и *p*-типа с удельным сопротивлением ρ ≤ 10÷100 Ω·cm и временем жизни неосновных носителей заряда τ > 100 μs.

Нанесение никеля (чистота 99,9999 %) на поверхность кремния осуществляли методом вакуумного напыления или химического осаждения, формируя слой толщиной около 1 мкм. Диффузия никеля проводилась в воздушной атмосфере при температурах 1000÷1150 °C в течение 10÷40 минут в зависимости от типа и сопротивления исходного материала. После процесса пластины охлаждали на воздухе без контролируемого снижения температуры.

Параметры кремния измерялись до и после легирования, а также после последовательных термообработок в диапазоне температур 100÷700 °C на выдержках 1–20 часов. Контроль проводился методами измерения удельного сопротивления, времени жизни носителей заряда и концентрации носителей.

Тип проводимости	**ρ исходное, Ω·cm**	**Температура диффузии, °C**	**Время, min**	**ρ после диффузии, Ω·cm**	**Изменение τ**	**Температура термообработки, °C**	**Время выдержки, hour**
n-типа	≤ 10	1100÷1150	15÷20	10÷ 12	Практически без изменений	100÷700	1÷15
n-типа	≤ 40	1060÷1100	25	42÷45	Изменение не более 10%	100÷600	1÷20
n-типа	≤ 100	1050	30÷35	95÷102	Изменение не более 15%	100÷500	1÷20
p-типа	≤ 10	1150÷1100	15÷20	9÷11	Незначительное изменение	100÷700	1м20
p-типа	≤ 40	1100÷1050	20÷25	40÷43	Изменение 15÷20%	100÷700	1÷20
p-типа	≤ 100	1050÷1000	30÷35	98÷104	Изменение 10÷15%	100÷500	1÷20

Экспериментальные исследования показали, что диффузионное введение кластеров примесных атомов никеля практически не изменяет исходные электрические параметры кремния. Концентрация носителей заряда, подвижность и удельное сопротивление сохранялись в пределах погрешности измерений. Изменение времени жизни неосновных

носителей заряда после процесса диффузии составляло не более 10÷15 %, что существенно лучше по сравнению с традиционными методами геттерирования.

При последующих термообработках (100÷700 °C, t = 1÷20 ч) стабильность параметров кремния сохранялась. При хранении образцов при комнатной температуре электрофизические параметры оставались неизменными в течение более 100 часов. Кластеризация примесных атомов никеля происходила быстро (20÷30 минут) и без необходимости последующей механической обработки. Травление в растворах HCl и HF в течение нескольких минут было достаточным для очистки поверхности.

Дополнительно было установлено, что данный метод применим к кремниевым пластинам диаметром от 20 до 150 мм и толщиной 0,3÷1 мм. Однородность легирования определялась равномерностью нанесения слоя никеля и стабильностью температурного режима во время диффузии.

Разработан новый эффективный метод геттерирования неконтролируемых примесей в кремнии, основанный на формировании кластеров примесных атомов никеля. Метод позволяет сохранять исходные электрические и рекомбинационные характеристики материала как после процесса диффузии, так и после длительных термообработок.

Данная технология имеет высокую практическую ценность для промышленного производства солнечных элементов нового поколения, а также может быть использована в научных исследованиях для создания кремниевых материалов с повышенной стабильностью параметров.

Литература

1. Готра З. Ю. Справочник по технологии микроэлектронных устройств Пер.с англ М. Камерян, 1986. 116 с.
2. Bakhadyrkhanov M.K., Valiev S.A., Zikrillaev N.F., Koveshnikov S.V., Saitov E.B., Tachilin S.A. Silicon photovoltaic cells with clusters of nickel atoms // Applied Solar Energy. 2016. V. 52. pp. 278–281.
3. Bahadirkhanov M.K., Ismaylov B.K., Ismailov K.A., Zikrillaev N.F., Isamov S.B. On how thermal annealing affects the state of clusters of nickel atoms in crystal lattice of silicon // International Journal of Advanced Science and Technology. **Australia.** 2020. Vol. 29. No. 9, pp. 6308-6312

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТЕРМИЧЕСКОГО ОТЖИГА И ЭЛЕКТРОННОЙ БОМБАРДИРОВКИ НА СТРУКТУРУ, ЭМИССИОННЫЕ И ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРЕМНИЯ С НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИМИ ФАЗАМИ

З.А.Исаханов, М.А.Махмудов, М.М.Махмудов, А.Э.Эргашев
Институт ИПЛТ АН РУз, Ташкент, Узбекистан
e-mail: Miraziziplti@gmail.com

В контексте микро- и наноэлектроники кремний остаётся основным материалом, однако повышение требований к производительности и надежности устройств требует совершенствования методов обработки и модификации его структуры. Одним из перспективных направлений является целенаправленное изменение структуры кремния с

помощью физических воздействий, таких как термический отжиг и электронная бомбардировка. Термический отжиг позволяет изменить кристаллическую структуру и дефектное состояние материала, способствуя релаксации напряжений и улучшению кристалличности. Электронная бомбардировка, в свою очередь, создаёт определённые дефекты в кристаллической решетке, что влияет на проводимость и эмиссионные свойства материала. Исследование комплексного влияния этих двух процессов на наноструктурированный кремний имеет как фундаментальное, так и прикладное значение (1-2). Оно позволяет определить оптимальные режимы обработки, обеспечивающие наилучшие характеристики для применения в фотонике, сенсорике и силовой электронике.

В работе использованы современные методы анализа: растровая электронная микроскопия (РЭМ), рентгеноструктурный анализ (РСА), спектроскопия фотолюминесценции, а также метод четырехзондового измерения электропроводности. В качестве исследуемых образцов использовались кремниевые подложки (n-типа проводимости) с предварительно сформированными нанокристаллическими фазами. Образцы были получены методом ионной имплантации кислородом (O_2^+) с последующей термической обработкой при различных температурах. Основной нашей задачей являлось создание контролируемых нанокристаллических структур в аморфной матрице кремния.

Термический отжиг проводился в атмосфере аргона при температурах от 800°C до 1100°C в течение 30–90 минут. Для оценки влияния отжига на кристалличность использовались методы рентгеноструктурного анализа (XRD) и электронная просвечивающая микроскопия (TEM). Влияние термообработки на фотолюминесценцию оценивалось с помощью спектрофотометра в диапазоне длин волн 400–1000 нм. Эмиссионные свойства исследовались с использованием фотолюминесцентного метода, а электрофизические характеристики определялись четырёхзондовым методом измерения удельного сопротивления.

На рис.1 приведены основные дифракционные пики (Si (111), Si (220), Si (311)) образцов нанокристаллической фазы Si после термического отжига.

XDR-диаграмма: Кремний с нанокристаллическими фазами после термомбработки

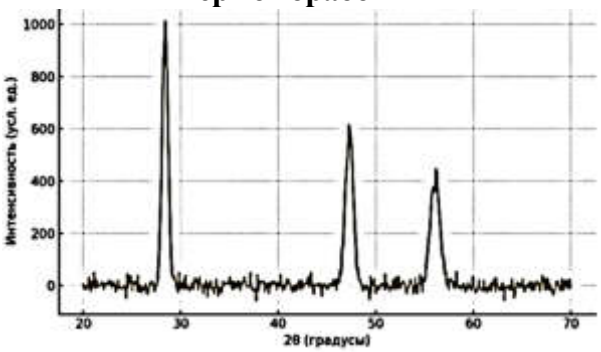


Рис.1. Дифракционные пики (Si (111), Si (220), Si (311)) образцов нанокристаллической фазы Si после термического отжига.

Структурные изменения фиксировались методами РЭМ (растровой электронной микроскопии) и АЭС (анализ элементного состава). Результаты исследований показали, что термический отжиг оказывает существенное влияние на кристалличность и эмиссионные свойства наноструктурированного кремния. По данным рентгеноструктурного анализа (XRD), при температуре отжига 900°C наблюдается рост интенсивности дифракционных пиков, свидетельствующих о формировании нанокристаллитов диаметром от 3 до 7 нм (рис.2). Увеличение времени отжига приводит к укрупнению кристаллитов и снижению плотности межфазных границ.

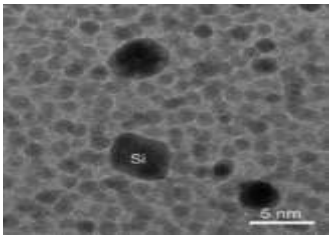


Рис.2. Формирования нанокристаллитов на Si.

Фотолюминесцентные спектры (рис.3) демонстрируют увеличение интенсивности излучения с ростом температуры отжига до 1000°C, что подтверждает уменьшение количества нерадиационных рекомбинационных центров. Однако при температурах выше 1100°C наблюдается деградация эмиссионных свойств, что может быть связано с агрегацией кристаллитов и потерей квантово-размерного эффекта.

На основе проведённых исследований предлагается технологическая схема, позволяющая управляемо модифицировать свойства нанокристаллического кремния за счёт комбинации термического отжига и электронной бомбардировки. Результаты показывают, что существует оптимальный диапазон параметров, при которых достигается наилучший баланс между эмиссионными и электрофизическими характеристиками материала.

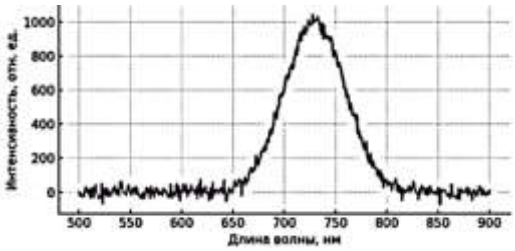


Рис.3. Фотолюминесцентные спектры после отжига до 1000°C.

Предлагаемая методика включает следующие этапы:

1. Ионная имплантация для формирования аморфного слоя с заданной концентрацией примесей;
2. Термический отжиг при температуре 950–1000°C в течение 60 минут для стимуляции роста нанокристаллитов и релаксации внутренних напряжений;

Список литературы

1. Boukherroub, R., Szunerits, S. Silicon Nanostructures for Photonic and Electronic Applications. — Wiley-VCH, 2015.
2. Hull, R., Kasper, E., Silicon: Evolution and Future of a Technology. — Springer, 2018.

ATOMIC ANALYSIS OF ERBIUM DOPED SILICON STRUCTURES USING RAMAN SPECTROSCOPY

Kh.S.Daliyev, J.J.Khamdamov, J.Sh.Zarifbaev, B.Sh. Alikulov
Institute of Semiconductor Physics and Microelectronic at M.Ulug'bek National University of Uzbekistan,

This work presents an atomic molecular and topological description of widely used in the semiconductor and material construction industries erbium compounds obtained by temperature

annealing during doping of silicon samples. Decoded Raman spectroscopy data of erbium powders are presented. The main results of the study illustrate the importance of the stage of temperature doping with erbium ions of nanocrystalline structures of silicon and similar other dielectric materials for optoelectronic and photonic advances. Er–O vibrational modes dominate in Er-doped silicon and are essential indicators of the presence and phase of erbium compounds. High temperature annealing improves spectral clarity and indicates better incorporation of erbium into the silicon. Er–Si bonding is subtle but can be inferred from spectral shifts and defect-induced features. These characteristics make Er doped silicon promising for infrared photonics**,** light emitting devices**,** and optoelectronic integration on silicon chips. To date, the uses of erbium are varied and extensive. However, many of them owe their unique optical properties to it. Erbium compounds are used to create photographic filters for absorbing infrared radiation. Erbium doped silicon shows stable luminescence with a peak at 1.55 mkm at room temperature, which makes such material promising for creating an infrared source integrated into a silicon chip. Moreover, these materials can be used for the development of thermal and electroluminescent applications such as inorganic.When erbium is introduced (doped) into silicon especially in nanocrystalline or silicon the atomic structure and bonding lead to specific vibrational modes. These are typically detected using Raman spectroscopy and are important for understanding the optical and electronic behavior of Er doped silicon structures. Thus, the widespread distribution and practical use of erbium compounds make it necessary to perform atomic molecular analysis of such compounds. For luminescent structures based on porous silicon, it is important to know in what state the emitting centers of erbium are, and what is their nearest chemical environment. This work found it necessary to use topological crystal chemistry analysis to describe two crystal structures identified in powders trigonal $Er(NO_3)$and cubic Er_2O_3, which are of most interest to describe the ionic conductivity of silicon light emitting structures.

Table 1. Oscillation frequencies of erbium atoms in Silicon

Current work				References [28, 29]		References [30–33]	
peak frequency, cm^{-1}	type and group of oscillation	peak frequency, cm^{-1}	type and group of oscillation	peak frequency, cm^{-1}	type and group of oscillation	peak frequency, cm^{-1}	type and group of oscillation
146	Eg Er–O	752	N–O	145	Eg Er–O	–	–
277	Ag Er–O	809	N–H	278	Ag Er–O	802	N–H
316	Tg Er–O	1041	NO_3	321	Tg Er–O	1043	NO_3
341	Eg Er–O	1328	N–H	336	Eg Er–O	1370	N–H
359	Er–O	1460	N–H	359	Er–O	–	–
439	Tg Er–O	1530	N–H	446	Tg Er–O	–	–
464	Bg Er–O	1622	O–H	468	Bg Er–O	–	–
482	TgAg Er–O	1645	N–H	480	Ag Er–O	1647	N–H
583	Tg Er–O	3220	N–H–O	580	Tg Er–O	–	–
623	Er–O	3340	N–H	622	Er–O	–	–
711	N–O	3520	O–H	–	–	723	N–O

Tabe 2. Oscillation frequencies of erbium atoms after annealing in Silicon

Peak frequency, cm^{-1}	Peak frequency, cm^{-1}	Peak frequency, cm^{-1}	Peak frequency, cm^{-1}
258	258	258	258
328	328	328	328
374	374	374	374
482	482	482	482
520	520	520	520
568	568	568	568

In this work ,the defective structure of erbium-doped silicon was studied.Initial samples of p-Si, erbium-doped silicon(p-Si<Er>),as well as p-Si-Er composites were studied using Raman spectroscopy .The cubic structure of silicon allows for the presence of asingle first order Raman phonon with a wavenumber of 520 cm^{-1} additional less intense peaks.In the atomic-molecular consideration of erbium powders Raman showed the predominance of cubic erbium oxide in the annealed phase. Raman scattering spectroscopy showed trace concentrations of silicon and erbium atoms. Analysis of the spectra revealed a pattern of spectral line shifts of nitride, amide and oxide bonds. Identification of this dependence can be taken into account when describing other nitric acid salts or analyzing luminescent oxides. Topological analysis showed that with the phase transformation of the erbium salt into an oxide, the character of ionic conductivity changes to a more favorable state for light emitting silicon structures. Analysis of Raman spectroscopy data shows that the insertion of Er atoms on the P-Si surface causes both minor changes in the signals and the appearance of new oscillation,which is associated with the formation of Er-Si bonds. Oscillation frequencies of annealed erbium atoms predominantly fall in the 146–623 cm^{-1} range and are linked to Er–O vibrations.

RAMAN SPECTROSCOPY OF MONOCRYSTALLINE P-TYPE SILICON AFTER SILVER DIFFUSION

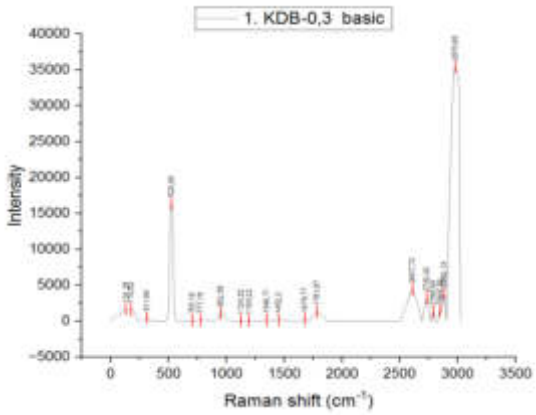
Sh.B.Utamuradova, S.M.Abduraimov

Institute of Semiconductor Physics and Microelectronics at the National University of Uzbekista

Uzbekistan, 100057, Tashkent, 20 Yangi Almazar Street

**samarabduraimov4@gmail.com*

After thermal treatment, the silicon–silver samples were analyzed using a Raman spectrometer with a 785 nm excitation wavelength. Initially, the chemically treated p-type silicon sample was subjected to spectral analysis (Figure 1).



Fig/ 1. Raman spectrum of the initial sample with a conductivity of σ = 0.45 $Ω^{-1}·cm^{-1}$.

To observe the interactions between silicon and silver, the Raman spectrum of the silver-diffused silicon sample was also obtained (Figure 2). Phase transformations on the surface were observed.

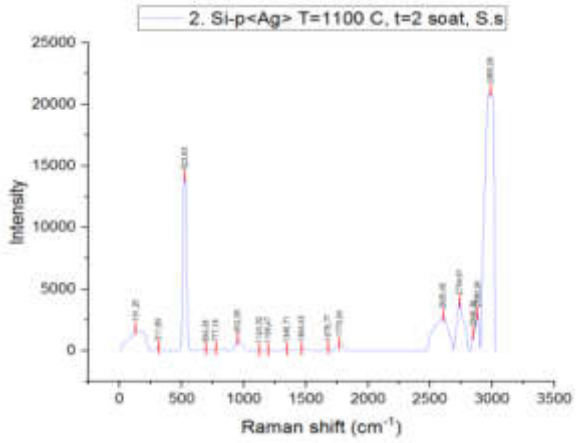


Figure 2. Spectral analysis of the silver-diffused p-type silicon sample after 2 hours of diffusion at T = 1373 K.

To observe the differences between the initial sample and the silver-diffused samples, their spectra were overlaid, and the relevant regions were magnified (Figures 3a, 3b, 3c, and 3d).

These changes demonstrate that the introduction of silver into p-type silicon increases the amorphous region and decreases crystallinity. Additionally, the conductivity changed from 0.4 to 0.56 $\Omega^{-1}\cdot cm^{-1}$. Although an increase in the amorphous phase in silicon can lead to certain negative effects, it also offers several advantages, especially when used in specific technological processes and devices. Below are some potential benefits of an increased amorphous region: Lower Production Cost. Amorphous silicon is cheaper to produce than crystalline silicon because it does not require high-temperature processing or complex crystallization. This cost-effectiveness is particularly valuable for large-scale applications such as basic solar panels and sensors [1]. Flexibility. Amorphous silicon is widely used in thin-film technologies. Its flexible nature makes it suitable for bendable devices such as flexible solar cells and displays. Unlike crystalline silicon, which is rigid and brittle, amorphous silicon allows for the fabrication of various geometric shapes. High Light Absorption Capability. Amorphous silicon has strong light absorption characteristics, making it efficient for harvesting solar energy. In thin-film solar panels, sunlight is effectively absorbed and converted into electrical energy even with a small amount of material.

Low Energy Manufacturing Requirements. The production of amorphous silicon requires less energy than that of crystalline silicon, which is important for developing environmentally friendly technologies.

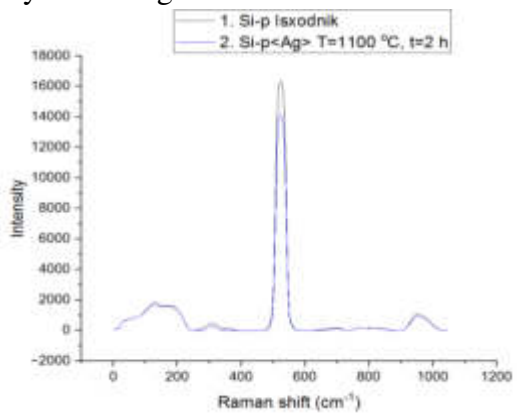


Figure 3a. Overlay of the overall Raman spectra of the initial and silver-diffused samples.

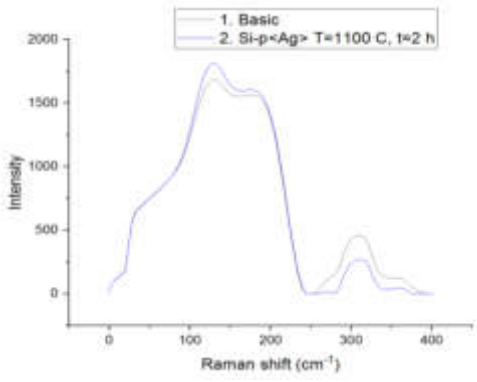


Figure 3b. Magnified view of the spectral region up to 400 cm^{-1}.

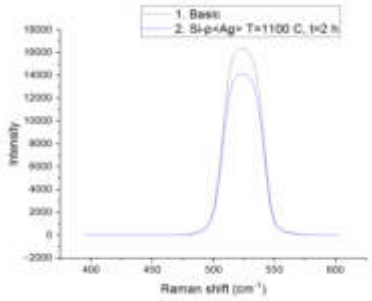


Figure 3c. Magnified view of the spectral region from 400 cm^{-1} to 600 cm^{-1}.

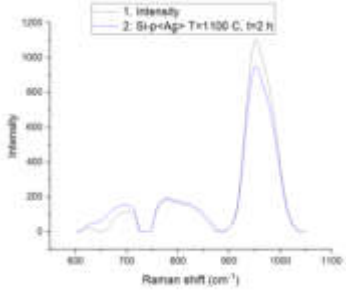


Figure 3d. Magnified view of the spectral region from 600 cm^{-1} to 1150 cm^{-1}.

High Light Sensitivity. Due to its efficient light absorption, amorphous silicon is used in photodetectors and photonic devices. It enhances light sensitivity and response time in such applications. Simple and Broad Technological Applications. Amorphous silicon is used in everyday electronic devices such as LCD displays, basic solar panels, LED systems, and other lighting technologies due to its ease of integration [2]. It can be easily deposited using techniques like sputtering or coating, enabling the fabrication of large-area structures. Microscopic Observations: Microscopic analysis confirmed that the silicon surface was highly smooth and clean. No cracks or defects were observed on the surface. Raman Spectroscopy Results: Raman spectral analysis revealed the diffusion of silver atoms into the silicon surface. New Raman peaks emerged as a result of interaction with silver, indicating phase transformations in the silicon–silver composite.

This study focused on the high-level surface purification of silicon and the identification of changes following thermal treatment with silver. The findings indicate that:

A highly purified silicon surface provides favorable conditions for atomic diffusion of silver. Raman spectroscopy proved to be an effective method for detecting interactions between silicon and silver, confirming the formation of new chemical phases. These results are significant for advancing the understanding of interactions between monocrystalline silicon and metals in the fields of electronics and materials science.

References

1. Green, M. A. (1995). Silicon Solar Cells: Advanced Principles & Practice. Centre for Photovoltaic Devices and Systems, UNSW.
2. Street, R. A. (1991). Hydrogenated Amorphous Silicon. Cambridge University Press.

ЗАВИСИМОСТЬ ОПТИЧЕСКИХ, ЭЛЕКТРОФОТОГРАФИЧЕСКИХ И ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ КОНДЕНСАТОВ ОТ ПРЕДЫСТОРИИ ИСХОДНЫХ ОБЪЁМНЫХ МАТЕРИАЛОВ

З.Т Азаматов[1], М. Р.Бекчанова[2], А.Б.Бахромов[1]

[1]НИИ ФП и МЭ НУУз, 100074, Ташкент, Узбекистан,zakir.azamatov@mail.ru

[2]Университет общественной безопасности Республики Узбекистан

В зависимости от температуры обработки объёмных ХСП меняются микротвёрдость этих материалов, отношение высоты пика кристаллизации к его ширине, теплота кристаллизации, вид кинетических кривых дифференциальной растворимости. Для

исследования влияния предыстории объёмных образцов $As_{40}Se_{60}$ на электрофотографические характеристики их конденсатов были напылены плёночные образцы (из объёмных материалов с различной температурой обработки расплава) на алюминиевые подложки при $T_{подл}$ =70 и 150 °C. Скорость конденсации выбрана 3 мкм/мин ($T_{исп}$~380 ... 400°C), так как известно, что электрофотографические свойства слоёв $As_{40}Se_{60}$ при скоростях 3…6 мкм/мин не зависят от скорости конденсации.

В ходе исследований установлено, что электрофотографические параметры свеженапылённых слоёв $As_{40}Se_{60}$ существенно изменяются с $T_{обр}$. На рис.1 приведены зависимости предельного потенциала зарядки (U_0) и времени полуспада потенциала ($\tau_{1/2}$) электрофотографических слоёв $As_{40}Se_{60}$ в темноте от температуры обработки расплава исходного материала. Зависимость времени полуспада потенциала в темноте, как и свойства объёмных образцов, имеет экстремум в области $T_{обр}$~500°C. Корреляция между зависимостями свойств объёмных образцов и электрофотографическими параметрами слоёв от $T_{обр}$ свидетельствуют о том, что структурные особенности исходного материала при использованном режиме напыления влияют на структуру плёнок. Вид указанных зависимостей меняется при изменении условий конденсации, однако, при этом сохраняется их связь с предысторией исходных материалов. Как видно из рис.1 электрофотографические параметры слоёв, полученных при конденсации на подогретую до 70°C подложку, ухудшаются при увеличении $T_{обр}$ объёмного материала выше 500°C (происходит уменьшение продельного потенциала зарядки и времени его полуспада в темноте). Увеличение $T_{подл}$ до 150°C приводит к увелечению абсолютных значений U_0 и некоторому сдвигу всей кривой в область больших температур обработки.

Результаты дифференциальной растворимости объёмных образцов в 10%-м растворе КОН свидетельствуют о различной концентрации дефектов типа «неправильных связей» в образцах с различной предысторией, которая, как правило, снижается с ростом $T_{обр}$.

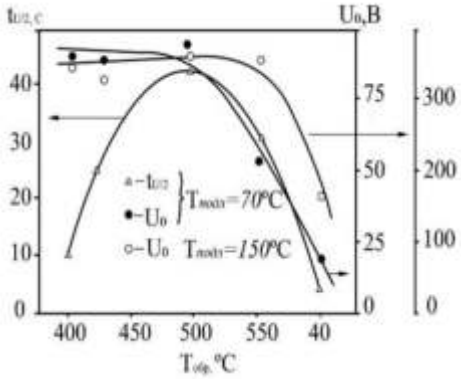


Рис.1 Зависимость предельного потенциала зарядки U_0 и времени полуспада потенциала в темноте ($t_{u/2}$) слоев $As_{40}Se_{60}$ от температуры обработки расплава исходного материала

Вместе с том, с увеличением $T_{обр}$ концентрации ППВ в расплаве растёт по экспоненциальному закону и при определённых условиях закалки сохраняется в стекле. Более сложная ситуация имеет место в случае температурной зависимости концентрации квазимолекулярных дефектов. Реализация различных соотношений между концентрациями перечисленных видов дефектов способствует формированию различных

термодинамических свойств у материалов одного химического состава и, как следствие, образованию конденсатов (в идентичных условиях их получения) с различными свойствами, на примере образцов различных партий. Очевидно, что в случае плёночных образцов ситуация сложнее по сравнению с объёмными материалами, так как сам процесс испарения, являясь мощным воздействием на структуру материала, в некоторых случаях способен приводить к «стиранию» предыстории. Тем не менее, проведённые следования свидетельствуют в пользу существенной зависимости некоторых параметров конденсатов от температуры обработки исходного материала при режимах испарения, принятых при производстве приборов.

Исследование влияния термообработки объёмных материалов на оптические и голографические параметры конденсатов $As_{40}Se_{60}$, проводились на плёночных образцах толщиной от 0,3 до 1 мкм. Напыление проводилось при $T_{исп}$~400℃ в вакууме не хуже 10^{-5} Торр на не подогреваемые стеклянные подложки толщиной 1 мм. Облучение свеженапылённых плёнок производилось He-Ne лазером ($\lambda = 0{,}63$ мкм) до максимального потемнения. С облучённых и необлучённых участков снимались спектры пропускания в интервале длин волн 0,3+1 мкм. В этом же интервале снимались спектры отожжённых образцов. Для определения дифракционной эффективности голограмм, записанных на образцах $As_{40}Se_{60}$ была использована оптическая установка [1]. Дифракционная эффективность оценивалась по отношению мощности излучения опорного луча, дифрагированного в 1-й порядок при восстановлении голограмм, к мощности излучения самого опорного луча. Определённые относительные значения дифракционной эффективности η и сдвига края оптического пропускания $\Delta\lambda$ в 1-ом цикле записи приведены на рис.2. Разброс их значений обусловлен, очевидно, некоторой неоднородностью толщин плёнок.

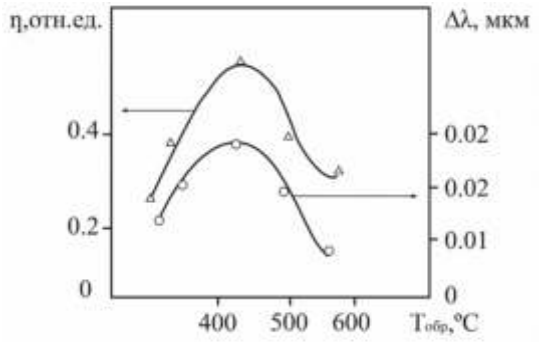


Рис.2. Изменение дифракционной эффективности (η) и сдвига края оптического поглощения (Δλ) пленок $As_{40}Se_{60}$, полученных из объемных материалов с различной предысторией

Таким образом, полученные экспериментальные результаты свидетельствуют в пользу существенного влияния предыстории объёмных материалов как на абсолютные значения параметров их конденсатов, та и на степень изменения этих параметров в процессе внешних воздействий. Это даёт основания предположить более сложную зависимость функции U(R) по сравнению с принятыми в литературе. Известны метастабильные состояния, отвечающие структуре свеженапылённой, отожжённой, облучённой квантами различных энергий (электроны, оптические и рентгеновские лучи) плёнки. Кроме этого, каждому структурному состоянию плёнки, полученной из объёмного материала с

определённой предысторией, очевидно, соответствует некоторое метастабильное состояние и отвечающий ему минимум потенциальной функции U(R). Плавный характер изменения свойств материалов, определяемый их предысторией, можно объяснить, предположив сложный характер структуры самого минимума функции U(R), в частности, наличие в нём ряда менее глубоких потенциальных ям.

Литературы

1. [1]. Ш.Б.Утамурадова, З.Т.Азаматов, А.И.Попов, М.Р.Бекчанова, М.А. Йулдошев, А.Б.Бахрамов, East Eur. J. Phys. (3), 278 (2024), https://doi.org/10.26565/2312-4334-2024-3-27

DETERMINATION OF THE FLAT-BAND VOLTAGE IN THE IDEAL CASE FOR METAL-DIELECTRIC-SEMICONDUCTOR TRANSISTORS

O.O.Mamatkarimov[1], M.O.Turgunov[2], B.Kh.Kuchkarov[3]

[1]Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor, Senator of the Legislative Chamber of the Oliy Majlis of the Republic of Uzbekistan.

[2]Assistant at Namangan State Technical University. [3]Impulse Medical Institute PhD

bmphddsc1991@gmail.com

The schematic diagram of the measurement device used to obtain quasi-static C–V characteristics is shown in Figure 1. A constant control voltage is applied to the MDS structure simultaneously with a small AC signal used to probe the capacitance. The AC and DC circuits are separated by an LC network.

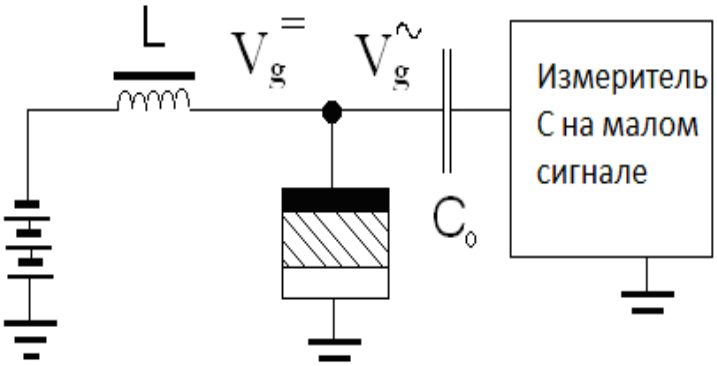


Figure 1. Schematic diagram of the measurement device for studying C–V characteristics

This circuit can be supplemented with a DC measurement setup (to determine Y). It can also be extended to determine the field-effect mobility in the surface channel. This final parameter plays an important role in the fabrication of numerical electronic circuit elements, particularly field-effect MDS transistors. Quality control of such transistors involves verifying that, under ideal conditions, the flat-band voltage is equal to zero, that there is no hysteresis in the C–V characteristics, that surface states are practically absent, and that the mobility in the channel due to the field effect is maximized

A constant control voltage is applied to the MDS structure simultaneously with an alternating signal used to probe the capacitance. The AC and DC current paths are isolated from each other using an LC network.

$$C_g = \frac{C_D C_{sv}}{C_D + C_{sv}} \quad (1)$$

Assume that the metal contact is connected to the positive terminal of a DC voltage source. Among the series-connected capacitances, the smallest one dominates the overall behavior, so it is reasonable to expect that the C–V characteristic of such an MDS structure will have a step-like profile

$$(C_{sv})_{\min} = \frac{\varepsilon}{4\pi L_\infty}$$

The maximum capacitance corresponds to accumulation, and the minimum corresponds to the high-frequency capacitance of the inversion layer.

$$L_\infty = L_i \int_0^{\ln\lambda} \frac{dy}{F(y)} \approx 2L_i\sqrt{2|\ln\lambda|} \quad (2)$$

The position of the step along ($V_g = 0$) the voltage axis is determined by the magnitude of the initial band bending in the semiconductor. In practice, this is influenced by the initial surface charge and may also be affected by the contact potential difference and the fixed charges in the dielectric

МОДИФИКАЦИЯ СВОЙСТВ ЭЛЕКТРОННОЙ БОМБАРДИРОВКОЙ ПОВЕРХНОСТИ GaP(111)

Б.Е. Умирзаков, С.Б. Донаев, Г.М. Ширинов
Ташкентский государственный технический университет им. Ислама Каримова
E-mail: *ganjimurod777@gmail.com*

Интерес к наноразмерным структурам выращенных на основе GaP обусловлен широким использованием и перспективности их в создание монолитных оптоэлектронных интегральных схем (МОЭИС), фотообразователей (солнечных элементов), лазеров оптической и электронной накачкой, приборов СВЧ-техники [1]. Поэтому электронные, оптические, эмиссионные, электрофизические свойства и влияние различных воздействие на эти свойства в настоящее время интенсивно изучаются.

В данной работе обнаружены две области поверхности с различными электрофизическими свойствами. Наблюдался эффект аномальной полевой фотоэмиссии, наиболее вероятной причиной которой является наличие нанокластеров Ga_2O_3, GaP и ассоциированных с ними поверхностных состояний акцепторного типа, обладающих высокой плотностью. Использование электрохимического травления монокристаллов позволяет изменять химический состав и кристаллографические характеристики их поверхности, создавать упорядоченные пористые структуры, образованные наноразмерными фрагментами исходного материала.

Наиболее сильные модификации свойств поверхности вызывает травление бинарных полупроводниковых соединений типа A3B5, обладающих естественной поляризацией (A-B). В ходе электрохимического травления развивается процесс порообразования. При этом у формирующегося скелетного кристалла появляется развитая внутренняя методом

электрохимического травления получен пористый пористый пористый GaP(111) и проведены. В последние годы для получения наноразмерных структур на поверхности и в приповерхностной области материалов часто используется метод низкоэнергетической ионной имплантации. В частности, в имплантацией ионов Al в GaP(111) и GaAs(111) получены нанофазы и нано-пленки GaAlP и GaAlAs.

Установлено, что в случае нанофаз GaAlP с поверхностными размерами меньше чем 35-40 нм и толщиной 3,5-4 нм проявлется квантово-размерные эффекты. Авторамы работ [2] изучены влияния бомбардировка ионами In^+ на состав, электронов структуры GaP(111). Установления постимплантационный отжиг приводит к образованию нанофаз и нанопленок типа GaInP. Обнаружено, что в нанофазах GaInP с поверхностными размерами $d \leq 25 - 30$ нм проявляется свойства, характерные для квантово – размерных эффектов. Однако до настоящего времени влияние электронной бомбардировки на состав и структур монокристалл GaP практически не исследовано.

Низкоэнергетическая электронная бомбардировка монокристалла GaP(111) проводилась с энергиями от 3 и до 10 кэВ с вариацией дозы D в интервале ~ 10^{17}-10^{20} $см^{-2}$. Плотность тока j составляла ~ $5 \cdot 10^{16}$ эл/$см^{-2}$. До $D \approx 10^{18}$ $см^{-2}$ не наблюдалась заметное изменение состава и структуры поверхности GaP. На рис.1 приведены зависимость поверхностной концентрации атомов галлия C_{Ga} от дозы облучения D для GaP бомбардированного электронами с энергиями 3 и 10 кэВ.

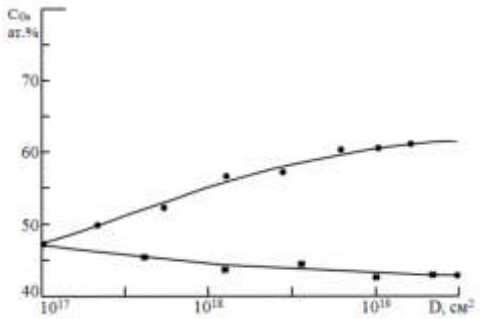


Рис.1. Зависимость поверхностной концентрации атомов Ga от дозы облучения электронов для GaP, бомбардированного электронами с энергией, кэВ 1-3; 2-10.

Видно, что в случае $E_e = 3$ кэВ поверхностная концентрация галлия C_{Ga} в интервале $D = 10^{17}$ - 10^{19} $см^{-2}$ монотонно уменьшается на 8 – 10 ат.% т.е. поверхность обогащается атомами P. В случае $E_e = 10$ кэВ с ростом дозы от 10^{17} до $5 \cdot 10^{19}$ $см^{-2}$ C_{Ga} увеличивается на 12 – 15 ат.%. В обоих случаях дальнейшее увеличение дозы не приводит к изменению C_{Ga} . При E_e =3 кэВ доза насыщение $D_н$ составляет 10^{19} $см^{-2}$, а при E_e =10 кэВ – $D_н \approx 5 \cdot 10^{19}$ $см^{-2}$. Таким образом при $D = D_н$ в зависимости от энергии E_e поверхностная концентрация C_{Ga} может уменьшаться или увеличиваться. Впервые обнаружено влияние электронной бомбардировки в интервале энергии $E_e = 3$ - 10 кэВ на состав и кристаллическую структуру поверхности GaP(111). Определены зависимости изменение концентрации атомов Ga и P на поверхности и их профили распределения по глубине от, энергии и дозы электронов. Показано, что при $E_e \leq 5$ - 6 кэВ поверхностная область GaP обогащается атомами, P а при $E_e \geq 5$ - 6 кэВ - атомами Ga.

Литература

1. A.A. Lazarenko, E.V. Nikitina, E.V. Pirogov, M.S. Sobolev, & A.Yu. Egorov. 48. No. 4, pp. 392-396. 2014.

ИЗМЕНЕНИЕ ВЫХОДНЫХ ПАРАМЕТРОВ ГЕТЕРОСТРУКТУРНЫХ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В ТЕМПЕРАТУРНОМ ДИАПАЗОНЕ 173 – 373 К

Ш.Б. Утамурадова[1], Е.И. Теруков[2], О.К. Атабоев[1]
[1]НИИ физики полупроводников и микроэлектроники, Ташкент, Узбекистан
[2]ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Российская Федерация

Кремниевые гетероструктурные HJT (heterojunction with intrinsic thin layer solar cell) солнечные элементы (СЭ) является эффективными СЭ в наземных условиях, так как их эффективность преобразования составляет 27.1% (AM 1.5, 1000 Вт/м^2), и в данное время является высоким показателем для однопереходных кремниевых СЭ [1]. Данные фотоэлектрические преобразователи обладают высокой радиационной стойкостью и низкую себестоимость, которые могут быть весьма перспективными для использования на низких околоземных орбитах для обеспечения электрической энергией малогабаритных космических аппаратов [2]. Поэтому создание надежных HJT СЭ для работы в экстремальных условиях ближнего космоса, и изучение их фотоэлектрических характеристик в широком температурном диапазоне (173 – 373 К) являются одной из актуальных задач.

Для проведения исследования HJT СЭ были созданы на подложках n-типа c-Si, легированных фосфором (10^{15} см$^{-3}$) и выращенных методом Чохральского. Исходное объемное время жизни носителей заряда в подложке, толщиной ~125 мкм составляет $\tau_{bulk} \geq 1$ мс. Для создания гетероперехода, слои аморфного гидрированного кремния *p* – и *i* – типа проводимости наносились на фронтальную поверхность n-типа c-Si, а для формирования встроенных полей (BSF – back surface field) слои аморфного гидрированного кремния *n* – и *i* – типа наносились на тыльную поверхность подложки методом высокочастотного плазмохимического осаждения из газовой фазы (RF PECVD – Radio frequency Plasma-enhanced chemical vapor deposition) на установке Gen5 KAI-1200 (Oerlikon, Switzerland). Далее, на фоточувствительную структуру с тыльной и лицевой стороны были нанесены слои проводящего прозрачного материала ITO (Indium tin oxide – оксид индия-олова) методом высокочастотного магнетронного ионного распыления. Затем для собирания фотогенерированных носителей заряда с поверхностей гетероструктуры методом трафаретной печати наносились контакты Басбар (Busbar) из серебра (Ag).

Измерения нагрузочных вольт-амперных характеристик (НВАХ) HJT СЭ проводились в азотном криостате Janis VPF-100 в интервале температур от 173 К до 373 К с шагом 20 К. При этом засветка образцов производилась с помощью импульсного имитатора солнечного излучения класса ААА (имитатор SS – 80 АА), спектр AM0.

На рис. 1 *a*) и *b*) представлены экспериментальные результаты температурной зависимости тока короткого замыкания (J_{sc}) и напряжения холостого хода (V_{oc}) HJT СЭ. Из рис. 1 *a*) видно, что с повышением температуры HJT СЭ, значение J_{sc} растет линейно. Хорошо известно, что с увеличением температуры, в результате сужения запрещенной зоны кремния, происходит смещение показателя поглощения света в длинноволновую область. Таким образом, расширяется диапазон инфракрасной области спектра, поглощаемый подложкой, и увеличивается число электронно-дырочных пар, генерируемых в фотоактивной области [3].

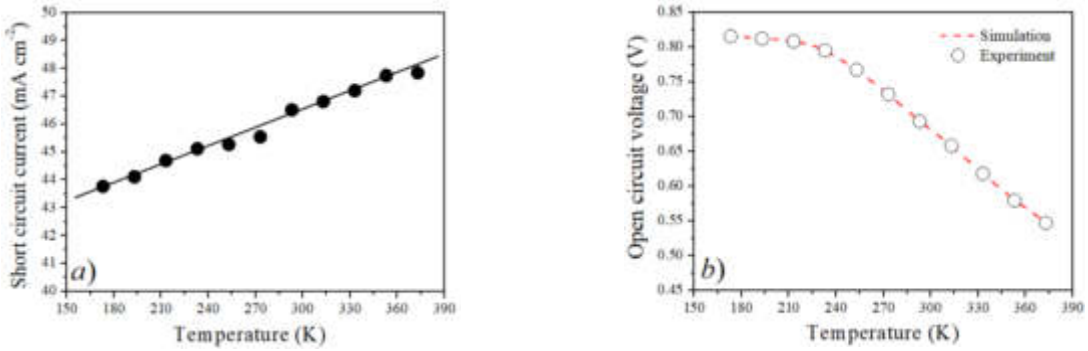


Рис. 1. Температурная зависимость тока короткого замыкания (*a*) и напряжения холостого хода (*b*) при 1367 Вт/м^2. Пунктирная линия – моделирование, окружность – эксперимент.

Экспериментальная температурная зависимость V_{oc} имеет более сложный вид (рис. 1*b*, окружности, черного цвета). При уменьшении температуры от 373 К до 233 К, V_{oc} линейно растет. При этом его значение увеличивается на ~ 45%, от 0.547 В (373 К) до 0.795 В (233 К). При дальнейшем охлаждении наблюдается замедление роста напряжения холостого хода вплоть до 173 К почти насыщения. В этом температурном диапазоне значения V_{oc} растет всего лишь на 20 мВ. При относительно высоких температурах (T>233 K) вид кривой зависимости $V_{oc}(T)$ можно объяснить с помощью классической теоретической модели, описанной в [4].

Для объснения более сложного вида эксперимательной зависимости $V_{oc}(T)$ при низких температурах была привлечена теоретическая модель токовых процессов в HJT СЭ, в которой учтен рост скоростей объемной и поверхностной рекомбинаций при нагревании образцов [5].

$$V_{OC}(T) = \frac{E_g(T)}{q} - \frac{kT}{q}\ln\left\{\frac{N_{C0}N_{V0}}{\left[\frac{J_{SC}(T)}{q\left(\frac{d}{\tau(T)} + S(T)\right)}\right]\left[N_d(T) + \frac{J_{SC}(T)}{q\left(\frac{d}{\tau(T)} + S(T)\right)}\right]}\left(\frac{T}{T_0}\right)^3\right\}$$

Наблюдается хорошее согласование результатов измерения и расчетов (см. рис. 1 *a*) и *b*)). При моделировании зависимости $V_{oc}(T)$, значения J_{sc}, скорости поверхностной ($S(T)$) и объемной $\tau(T)$ рекомбинаций, а также концентрация доноров $N_d(T)$ получены из экспериментальных данных. Значения концентрации донорных примесей, подвижности носителей заряда и удельного сопротивления подложки были измерены методом эффекта Холла с помощью установки Ecopia HMS Hall effect measurement system.

Литература:

1. M.A. Green, E.D. Dunlop, M. Yoshita, N. Kopidakis, K. Bothe, G. Siefer, X. Hao. Solar cell efficiency tables (version 63). Prog. Photovoltaics Res. Appl. 2023, Vol. 32, pp. 3-13.
2. Sh.B. Utamuradova, E.I. Terukov, O.K. Ataboev, I.E. Panaiotti, R.R. Kabulov, A.V. Troshin. Influence of 1 MeV electron irradiation on the output parameters of silicon

heterojunction solar cells. Nuclear Inst. And Methods in Physics Research, B. 2025. Vol. 560, 165630.
3. Luque, A. and Hegedus, S. Handbook of Photovoltaic Science and Engineering. (Hoboken, NJ: John Wiley and Sons, 2003)
4. A.H.T. Le, A. Srinivasa, S.G. Bowden, Z. Hameiri, A. Augusto. Temperature and illimunation dependence of silicon heterojunction solar cells with a wide range of water resistivities. Progress in Photovoltaics. 2023. Vol. 31. pp. 536-545.
5. I.E. Panaiotti, E.I. Terukov. A study of the effect of radiation on recombination loss in heterojunction solar cells based on single-crystal silicon. Technical Physics Letters. 2019. Vol. 45. pp. 193–196.

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА КРЕМНИЯ, ПРИМЕСНЫМИ АТОМАМИ МАРГАНЦА

К.А. Исмайлов[1], Т.Б. Исмаилов[2],Ш. З. Олламберганов[1], Ш.Ш. Зоиров[2]
[1]Каракалпакский государственный университет имени Беддаха
[2]Ташкентский государственный технический университет имени Ислама Каримова
**e-mail: temurismoilov734@gmail.com*

Большой интерес к изучению магнитных полупроводников связан с возможностью создания приборов, основанных на изменении направления спина электрона [1].

Для получения магнитных материалов на основе кремния часто используется ионная имплантация. Известно [2], что внедрением атомов марганца в кремний путем ионной имплантации может быть получен материал, в котором наблюдается ферромагнитные свойства при относительно высоких (более 200 К) температурах.

В данной работе исследована возможность получения ферромагнитного состояния образцов Si, полученных методом двухэтапной диффузии Mn из газовой фазы и результаты исследования магнитных свойств полученных образцов.

Использовался исходный монокристаллический кремний *p*-типа, легированный бором, марки КДБ-3, выращенный методом Чохральского с удельным электрическим сопротивлениям ρ=3 Ω·cm, где концентрация атомов бора составляла N_B= $6.67\cdot10^{15}$ cm^{-3}. Все образцы кремния размером 8x4x1 $мм^3$ вырезали из слитка с помощью установки проволочной резки “STX-402”. После получения образцов с помощью установки “Ecopia HMS-7000 Hall Measurements System” измерялись электрофизические параметры (тип проводимости, удельное сопротивление, концентрация носителей заряда, подвижность носителей заряда). Измерение намагниченности производилось с помощью магнитометра “Quantum Design MPMS-3 SQUID VSM” с чувствительностью не менее 10-8 emu при комнатной температуре.

Электрофизические параметры полученных образцов показаны на Табл.1, из которой видно, что, управляя температурой и временем диффузии, можно получить образцы кремния *p*-типа проводимости, легированные марганцем с удельными сопротивлениями в диапазоне от $\rho=2\cdot10^2$ до $\rho=2.6\cdot10^5$ Ω·cm и *n*-типа проводимости с удельными сопротивлениями в диапазоне от $\rho=2.3\cdot10^4$ до $\rho=2.8\cdot10^5$ Ω·cm.

Таблица 1 - Электрофизические параметры образцов

Образец	Конечная температура диффузии °C	Тип проводимости	Удельное сопротивление, Ω·cm	Концентрация носителей заряда, *p, n* cm^{-3}	Подвижность носителей заряда, μ, cm/(V·s)
Исходный Si<B>	-	*p*	3	$6.7\cdot10^{15}$	300
Si<B,Mn>	1075	*p*	$1.7\cdot10^{5}$	$4.3\cdot10^{11}$	85
Si<B,Mn>	1070	*p*	$2.17\cdot10^{2}$	$1.2\cdot10^{14}$	247
Si<B,Mn>	1065	*p*	$7.6\cdot10^{2}$	$3.3\cdot10^{14}$	223

На рис. 1 показана зависимость магнитного момента при T=300 К образца кремния Si <B, Mn>, *p*-типа, с $\rho=4\cdot10^{4}$ Ω·cm от магнитного поля. В образцах с этим удельным сопротивление присутствует магнитный гистерезис и наблюдается большая величина намагниченности. Полученные экспериментальные результаты показали, что в образцах кремния, легированного примесными атомами марганца *p*-типа (дырочной) проводимости, наблюдается ферромагнитное состояние при температуре T=300 К. На этом основании мы считаем, что существование явления ОМС может быть непосредственно связано с наличием магнитного упорядочения в этих образцах.

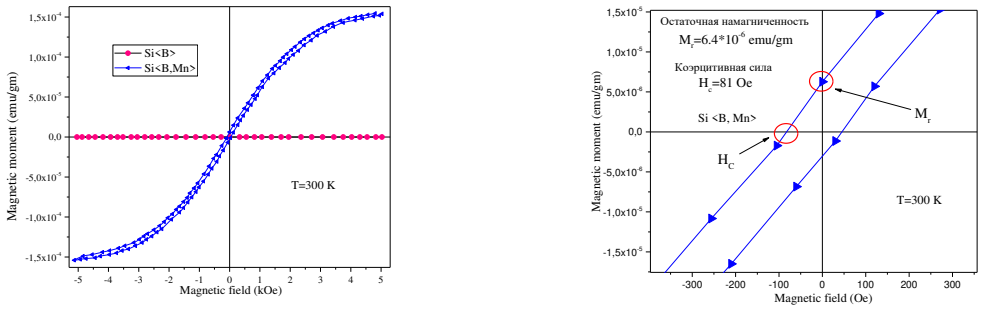


Рис. 1. Зависимость намагниченности от магнитного поля при T=300 К, *a* - в образцах p-Si<B, Mn>, $\rho=4\cdot10^{4}$ Ω·cm (синий цвет) и исходного Si (красный цвет), *b* , нахождение параметров M_s, M_r, H_c .

В образцах *n*-типа проводимости во всем диапазоне удельных сопротивлений гистерезисных явлений на кривые намагничивания не наблюдалось, поэтому требуются дополнительные исследования для изучения ферромагнитных свойства образцов Si в зависимости от температуры и концентрации ионов бора в исходном кремнии.

В образцах p-Si типа, легированного атомами Mn получены ферромагнитные свойства при температуре T=300 К.

ЛИТЕРАТУРА

1. Atsufumi, H., Keisuke, Y., Yoshinobu, N., Ioan-Lucian, P., et al., Review on spintronics: Principles and device applications, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials.*, 2020, vol. 509, no. 166711.
2. Bolduc, M., Awo-Affouda, C., Stollenwerk, A., Huang, M. B., et al., Above room temperature ferromagnetism in Mn-ion implanted Si, *Physical Review B.,* 2005, vol. 71, no. 3.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ И ИНФРАКРАСНЫХ СПЕКТРОВ ОТРАЖЕНИЯ ПОВЕРХНОСТИ $TiSi_2$(C49)/Si

А.Б. Камалов, С.У. Аширбекова, Д.Ж. Асанов
Нукусский государственный педагогический институт имени Ажинияза
e-mail: dauranbek83@list.ru

Исследование оптических характеристик пленок дисилицида титана в модификации C49, сформированных на кремниевых подложках, представляет интерес в контексте создания эффективных фотоприемных структур на основе кремниевой технологии. Ранее было установлено, что структура $TiSi_2$(C49)/Si обладает фоточувствительностью в диапазоне 380-1050 нм, что обусловило необходимость проведения комплексных исследований их оптических свойств. В настоящей работе выполнены измерения оптической плотности, отражательной способности и спектров люминесценции образцов, синтезированных при различных температурах. Полученные результаты показали доминирующее поглощение в УФ, красной и ближней ИК области спектра, а также согласованность спектров поглощения с данными по фоточувствительности. Анализ отражательных спектров выявил закономерности изменения коэффициента отражения и особенности взаимодействия с кислородом при термической обработке. Спектры люминесценции подтвердили наличие варизонной структуры наноразмерных зерен и позволили оценить ширину запрещенной зоны материала, что подтверждает перспективность применения $TiSi_2$(C49) в фоточувствительных структурах [1].

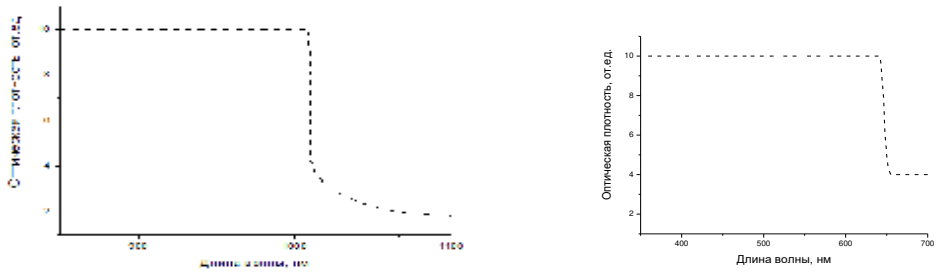


Рис. 1. Зависимость оптической плотности от длины волны: (а) для кремниевой подложки, (б) для силицида титана

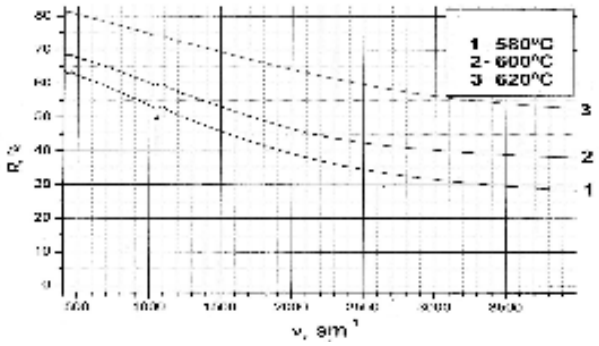


Рис 2 - Спектры отражения от образцов $TiSi_2$(C49)/Si, обработанных при температурах 1 - 580°C, 2 - 600°C, 620°C

Анализ отражательных спектров структур $TiSi_2$(C49)/Si показал снижение коэффициента отражения R(ν) примерно на 30% в диапазоне 500-4000 $см^{-1}$. Повышение

температуры обработки до 620°C приводит к увеличению R до 15% при 500 $см^{-1}$ и до 30% при 3000-4000 $см^{-1}$ за счёт формирования более однородного слоя $TiSi_2$(C49). Узкие полосы около 1100 $см^{-1}$ связаны с кислородными примесями, интенсивность которых уменьшается с ростом температуры. Для определения ширины запрещённой зоны проводились измерения спектров люминесценции на комплексе СДЛ-2М с использованием монохроматоров МДР-12 и МДР-23, ксеноновой лампы ДКШ-120 и фотоприёмников ФЭУ-100, ФЭУ-62, InGaAs и InGaAsSb. Регистрация сигнала велась с коррекцией системы по эталонной лампе ТРШ 2850. При возбуждении в диапазоне 360-390 нм наблюдалась несимметричная люминесцентная полоса 400-750 нм, связанная с варизонной структурой наноразмерных зёрен $TiSi_2$(C49). Ширина полосы соответствует ранее установленной ширине запрещённой зоны, а спектральное распределение люминесценции согласуется с фоточувствительностью структур $TiSi_2$(C49)/Si (350–1000 нм), подтверждая их перспективность для фотоприёмников на основе кремниевой технологии [2].

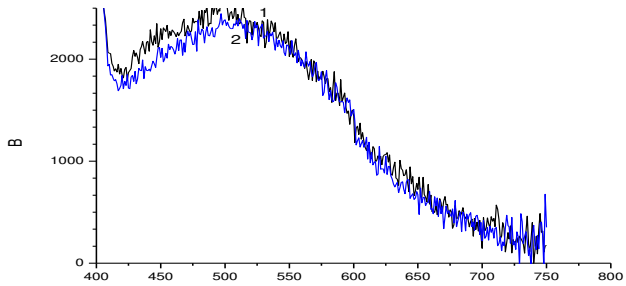


Рис 3- Спектры люминесценции $TiSi_2$(C49) на кремнии 1 - 580^{0}C, 2 - 620^{0}C при возбуждении излучением спектрального состава полосы с максимумом ~375 нм и полушириной ~ 20 нм.

Проведённые исследования оптических характеристик структуры $TiSi_2$(C49)/Si показали её высокую фоточувствительность в диапазоне 380-1050 нм и наличие интенсивного поглощения в УФ, красной и ближней ИК областях, что согласуется с результатами по спектрам люминесценции. Установлено, что повышение температуры термической обработки способствует формированию более однородного слоя дисилицида титана, снижению отражательной способности и перераспределению кислородсодержащих примесей. Полученные данные подтверждают перспективность использования гетероструктур $TiSi_2$(C49)/Si для фотоприемных устройств в диапазоне от УФ до ближнего ИК.

Список литературы:

1. Асанов Д.Ж., Маркевич М.И., Камалов А.Б. Формирование пленок дисилицида титана в модификации C49 на кремнии, структура, свойства. ISSN 2010-720X. Научно-методический журнал. Наука и общество. 2023. №2. С. 3-6.
2. Исследование начальных стадий роста Mg на Si(111) при комнатной температуре методами оптической и электронной спектроскопии /К.Н. Галкин [и др.] // Физика и техника полупроводников. - 2008.- №42. С. 485-490.

ИЗМЕНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ПОВЕРХНОСТИ КРИСТАЛЛОВ CdTe, CdZnTe ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ЛАЗЕРНЫМ ОБЛУЧЕНИИ

Б.Т. Аметов[1], Б.К. Даулетмуратов[2], М.Б. Тагаев[3]
[1]Нукуский Государственный Технический Университет
[2]Нукусский Государственный Педагогический Институт им. Ажинёза
[3]Каракалпакский Государственный Университет им. Бердаха

В последнее время в связи со значительным прогрессом в росте технологии получения высокоомных CdTe и CdZnTe полупроводников стало возможным уменьшение концентрации фоновой примеси, собственных, точечных и протяженных дефектов и получение высококачественных монокристаллических пластин, пригодных для изготовления высокоэнергетических детекторов излучения [1]. На сегодняшний день критическим в технологии изготовления Cd(Zn)Te-детекторов является обработка поверхности кристалла и формирование электрических контактов. Возможность создания контактов металл-полупроводник с заданными свойствами (омические или запорные контакты электрические переходы и т.д.), которые механически прочные и электрически стабильные, является ключевым требованием при производстве детекторов на основе Cd(Zn)Te [2]. Эффективность контакта сильно зависит как от металла электрода, так и от подготовки поверхности полупроводника перед металлизацией. Кроме того, параметры металл-полупроводник могут быть изменены различными обработками кристаллов Cd(Zn)Te во время и после осаждения электродов.

Поверхностная обработка играет одну из главных ролей в производстве Cd(Zn)Te-детекторов рентгеновского и гамма излучения, поскольку поверхностные свойства кристаллов влияют на многие аспекты эффективности устройства и его эксплуатации, например, максимум приложенного напряжения, зачастую, ограничивается поверхностной проводимостью. Для достижения низких токов, утечки детекторы, работающие при комнатной температуре, как правило, были сконструированы как диодные структуры с контактами Шотки или электрическими переходами [2]. Диоды на основе встроенных p-n переходов предпочтительнее диодов Шотки, однако в этом случае возникает проблема сильного легирования кристаллов p-типа Cd(Zn)Te с высоким удельным сопротивлением из-за самокомпенсации примеси собственными вакансиями. В целях предотвращения механизма самокомпенсации примеси активизируются и внедряются внутренние атомы высокой концентрации в тонком слое и, таким образом, формируются мелкие и резкие *p-n*-переходы. Мы использовали лазерно-индуцированное легирование. Облучением кристаллов Cd(Zn)Te наносекундными импульсами лазерного излучения можно изменить структуру и морфологию поверхностной области.

Список использованной литературы

1. Robert Triboulet and Paul Siffert. CdTe and related compounds; physics, defects, hetero- and nano-structures, crystal growth, surfaces and applications. - 2010.- Elsevier Ltd. 417 p.
2. Baidullaeva A., Dauletmuratov B.K., Gnatuyk V.A., Mozol P.E. Surface states of laser-irradiated cadmium- and tellurium-containing solid solutions of II-VI compounds // Physica Status Solidi (a). - 1990.- V. 122. - P. 243-247.

ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ СВОЙСТВ КРЕМНИЯ С НАНОКЛАСТЕРАМИ АТОМОВ МАРГАНЦА ПРИ ТЕРМООБРАБОТКЕ

Г.Х. Мавлонов, Ш.Н. Ибодуллаев, С.А. Тачилин, Х.Х. Уролбоев

Ташкентский государственный технический университет имени Ислама Каримова

Для получения образцов кремния содержащих нанокластеры марганца в качестве исходного материала был использован монокристаллический кремний *p*-типа с удельным сопротивлением ρ=5 Ом·см (p=4·10^{15} см$^{-3}$). Легирование кремния марганцем проводилось по новой разработанной технологии [1-3]. Условия легирования выбирались таким образом, чтобы получить образцы *p*-Si<B,Mn> с удельным сопротивлением находящемся в интервале $6\cdot10^2 < \rho \le 10^5$ Ом·см при T=300 К. Параметры образцов измерялись на установке Ecopia Hall Effect Measurement Systems HMS7000.

Полученные образцы при комнатной температуре имели большое отрицательное магнетосопротивление до 100 %, а также высокую примесную фотопроводимость в спектральной области λ=10÷1,5 мкм при температуре Т=80 К, что характерно именно для образцов с нанокластерами атомов марганца [1-3]. Температурный отжиг образцов проводился поэтапно в вакуумной трубчатой печи марки MG17–60/300 с высокой точностью поддержания температуры (+/- 1 ºС) и временем отжига t=30 минут.

На рис. 1 представлено относительное изменение удельного сопротивления исследуемых образцов в зависимости от времени отжига при Т=100 ºС. Как видно удельное сопротивление материала в образцах *p*-Si<B,Mn> с нанокластерами от времени отжига практически не зависит (крив. 1).

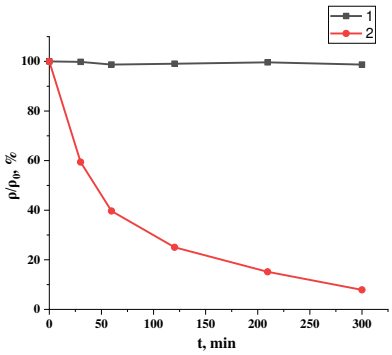


Рис. 1. Относительное изменение удельного сопротивления образцов кремния, легированном марганцем от времени отжига при Т=100 ºС: 1- с нанокластерами, 2- без нанокластеров.

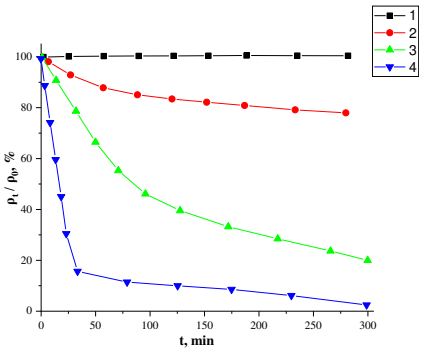


Рис. 2. Относительное изменение удельного сопротивления образцов кремния *p*-Si<B,Mn> с нанокластерами атомов марганца при различных температурах отжига: 1- 100 ºС, 2- 125 ºС, 3- 140 ºС, 4- 160 ºС.

В то же время в образцах *p*-Si<B,Mn> без нанокластеров (без формирования нанокластеров) электрические параметры существенно меняются с увеличением времени отжига, при отжиге t=300 минут, происходит практически полный распад комплексов, содержащих атомы марганца (крив. 2). После полного распада в образцах *p*-Si<B,Mn> с

нанокластерами аномально маленькие значения подвижности дырок увеличиваются до значения μ= 360 см^2/В·с как у исходного образца.

На рис. 2. показано относительное изменение удельного сопротивления образцов кремния *p*-Si<B,Mn> с нанокластерами атомов марганца при различных температурах отжига: 1- 100 ºС, 2- 125 ºС, 3- 140 ºС, 4- 160 ºС. Результаты исследования показали, что в образцах кремния с нанокластерами до температуры отжига 110 ºС в течении длительного времени (7 дней) распад не регистрируется. С увеличением температуры до Т=125 ºС начинается заметный распад при времени отжига больше 1 часа.

Относительное изменения удельного сопротивления от времени отжига в образцах *p*-Si<B, Mn> с различными концентрациями нанокластеров атомов марганца показано на рис. 3. Как видно из рис. 3, с ростом концентрации нанокластеров атомов марганца, существенно улучшается термостабильность образцов *p*-Si<B, Mn>. В образцах *p*-Si<B, Mn> с концентрацией нанокластеров N=10^{15} см$^{-3}$ при температуре отжига *T*=125 ºС распад практически не наблюдается, то есть образцы сохраняют свои электрофизические параметры.

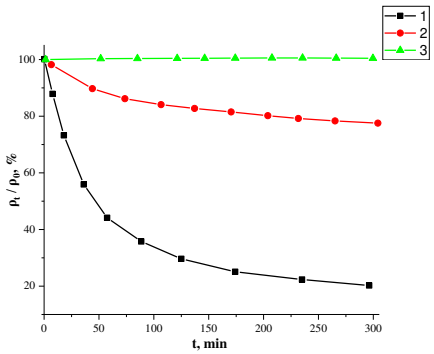


Рис. 3. Относительное изменения удельного сопротивления образцов *p*-Si<B,Mn> с различными концентрация нанокластеров атомов марганца при *T*=125 ºС. Где: N$_{(Mn)4}$=2·10^{14} см$^{-3}$, 2) N$_{(Mn)4}$=5·10^{14} см$^{-3}$, 3) N$_{(Mn)4}$=10^{15}см$^{-3}$

Полученные экспериментальные результаты по изучению изменения свойств кремния с нанокластерами атомов марганца при термообработке, позволяют определить рабочий температурный диапазон фотоэлектрических и магнитных приборов, изготовленных на основе материала *p*-Si<B,Mn> с нанокластерами. Достаточно высокие максимальные рабочие температуры (Т≥100 ºС) позволяют использовать этот материал для создания широкого спектра новых электронных приборов в области спинтроники и оптоэлектроники, а также различных высокочувствительных датчиков физических величин, работающих как при комнатной температуре так и при низких температурах.

Список использованной литературы:

1. М.К. Бахадырханов, Г.Х. Мавлонов, К.С. Аюпов, С.Б. Исамов. *Отрицательное магнитосопротивление в кремнии с комплексами атомов марганца* $[Mn]_4$. *ФТП. Санкт–Петербург, 2010. Т.44. В.9. С.1181-1184.*
2. M.K. Bakhadyrkhanov, G.Kh. Mavlonov and Kh.M. Iliev. *Control of the Magnetic Properties of Silicon with Manganese Atom Nanoclusters. Technical Physics, 2014, Vol. 59, No. 10, pp. 1556–1558.*
3. М.К. Бахадырханов, Г.Х. Мавлонов, Х.М. Илиев, К.С. Аюпов, О.Э. Саттаров, С.А. Тачилин. *Особенности магнетосопротивления в перекомпенсированном кремнии легированном марганцем. ФТП. 2014. Т. 48. В.8. С. 1034-1037.*

АНАЛИЗ ГЛУБИННЫХ ПРОФИЛЕЙ Ge и Au в GaAs ДЛЯ ОПТИМИЗАЦИИ ОМИЧЕСКИХ КОНТАКТОВ AuGe/Ni/Au

А.С.Халматов, З.А.Исаханов, Р.Джаббарганов, М.А.Махмудов
Институт ИПЛТ АН РУз, Ташкент, Узбекистан
e-mail: halmatov281285@mail.ru

Металлические системы на основе эвтектического сплава германия и золота (AuGe) являются наиболее распространенными для изготовления омических контактов к n-слоям наногетероструктур на основе арсенида галлия и арсенида индия галлия. Осаждение может осуществляться испарением сплава AuGe, либо послойно Ge/Au с соответствующим соотношением толщин осаждаемых слоев. В данной работе представлены результаты исследования профилей распределения германия и золота в арсениде галлия GaAs, полученные из металл-сплавных контактов на основе AuGe. GaAs широко используемый полупроводниковый материал в СВЧ- и оптоэлектронике. Контакты на основе сплава золота с германием обеспечивает сильное легирование, хорошее сцепление и низкое контактное сопротивление с GaAs, что необходимо для качественного омического контакта. При термообработке такие контакты формируют зоны, в которых Ge и Au диффундируют в подложку, изменяя её легированное состояние и структуру.[1]

Мы рассмотрели профилей диффузии Ge и Au в GaAs. Для анализа использовался метод вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС), позволяющий с высокой чувствительностью и глубинным разрешением определить концентрационное распределение легирующих элементов. Образцы GaAs-подложки n-типа, на которые был нанесён многослойный металл-сплав AuGe/Ni/Au методом термического напыления, около 50 нм германии и 100 нм золото. После нанесения слоев, контакты подвергались термообработке при температуре в диапазоне 400-450 °C в течение 5 минут в сверхвысоком вакууме (~10^{-8} мм рт. ст., без масляная откачка). Для распыления поверхности выбрано положительные ионы цезия с энергией ионного пучка 5,5 кэВ.

Профили распределения показало, что Ge диффундирует в GaAs, формируя область снижение концентрации с 10^{20} см$^{-3}$ на глубине около 20–100 нм от поверхности. Профили распределения Ge свидетельствует о механизме диффузии, близком к неравновесному, с возможным участием вакансий и дефектов решётки.

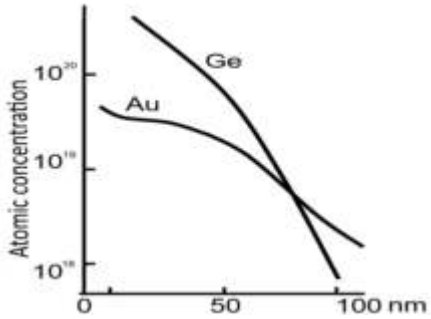


Рисунок 1. Профили распределения концентрации Ge и Au в GaAs

Профили распределения Au показывает, что Au диффундирует с высокой концентрацией до 10^{19} см$^{-3}$ на глубину около 10–50 нм от поверхности и концентрация

медленно снижается с глубиной и более ограниченной проникновением в подложку, что указывает на меньшую подвижность Au в кристаллической решётке GaAs.

Понимание глубины проникновения и концентрационных профилей Ge и Au позволяет точно контролировать процесс термообработки: недостаточная диффузия Ge приведёт к высокому сопротивлению контакта, к чрезмерному деградацию структуры или короткому замыканию. Au проникает в меньшей степени и может участвовать в образовании интерметаллических фаз, влияющих на термическую стабильность и надёжность контакта.[2] Знание характера и глубины проникновения Au помогает минимизировать неблагоприятные эффекты, такие как диффузия в активную область прибора. Полученные профили позволяют определить оптимальные условия отжига, при которых достигается наилучший низкое сопротивление контакта. Это особенно важно для ВЧ и СВЧ приборов, где контактное сопротивление напрямую влияет на рабочие характеристики. Полученные данные позволяют лучше понять процессы диффузии и формирования омметрических контактов в GaAs-структурах.

Список использованной литературы

1. Taylor, R. P. Physical and electrical investigation of ohmic contacts to AlGaAs/GaAs heterostructures. Journal of Applied Physics. - 1994. - Vol. 76. - №.12. P. 7966-7972.
2. Sze, S.M. Physics of Semiconductor Devices. 3rd Edition. — Wiley-Interscience, 2006.

EFFECT OF ANNEALING TEMPERATURE ON THE SURFACE MORPHOLOGY OF Ga_2O_3 THIN FILMS

Sh. Yuldashev[1], U. Shaislamov[2], G. Eshonkulov[1], A. Arslanov[1*], M. Xasanova[1]
[1]Department of Physics, National University of Uzbekistan, Tashkent, Uzbekistan
[2]Center of Nanotechnology Development, National University of Uzbekistan,
[*]Corresponding author's email: azamat20296@gmail.com

Gallium oxide (Ga_2O_3) is an ultra-wide bandgap semiconductor with a bandgap of approximately 4.8 eV, positioning it as a promising material for high-power electronics and optoelectronic applications [1]. Its high breakdown electric field (~8 MV/cm) and the potential for large-area, low-cost substrate production make it advantageous over traditional semiconductors like GaN and SiC [2]. Among its polymorphs, β-Ga2O3 is the most thermodynamically stable phase and has been extensively studied for device applications [3]. The sol-gel method offers a cost-effective and scalable approach for synthesizing Ga_2O_3 thin films with controlled stoichiometry and uniformity [4]. Post-deposition annealing significantly influences the crystallinity and surface morphology of these films, which are critical factors for device performance.

In this study, Ga_2O_3 thin films were prepared on silicon substrates using a low-cost sol-gel spin-coating method. The substrates were first cleaned in hydrofluoric acid, acetone, ethanol, and deionized water for 10 minutes to remove surface impurities and organic materials. A solution was prepared by mixing gallium nitrate hydrate [$Ga(NO_3)_3 \cdot xH_2O$], 2-methoxyethanol (as solvent), and monoethanolamine (as stabilizer), and then stirred at 60 °C for 2 hours. After that, the solution was aged for 36 hours at room temperature to improve homogeneity and stability. Then, a clear and

transparent sol was obtained and used for coating. The films were deposited by spin-coating at 3000 rpm for 30 seconds. After each coating, the films were dried at 120 °C for 10 minutes and then heated at 500 °C for 15 minutes in a furnace. This procedure was repeated six times to increase the film thickness, which reached about 100-150 nm. Finally, the films were annealed at two different temperatures -1000 °C and 1100 °C for 2 hours each to study the effect of heat treatment on the surface morphology. These temperatures were chosen because the stable monoclinic β-phase of Ga_2O_3 typically forms at temperatures above 900 °C. Therefore, annealing at 1000 °C and 1100 °C is expected to enhance crystallization and improve the surface structure, allowing for a better comparison of the thermal effects on film quality.

The surface morphology of the Ga2O3 thin films was studied using Atomic Force Microscopy (AFM). The measurements were done in tapping mode over an area of 8 × 8 μm. These measurements helped to observe the changes in surface structure caused by different annealing temperatures (Fig.1).

The surface morphology of Ga_2O_3 thin films annealed at different temperatures was analyzed using AFM, as presented in Figure 1 a-d. At 1000 °C (Figure 1a), the surface appears relatively smooth and uniform, with a maximum height difference (Z) of 74.6 nm. The corresponding height distribution histogram (Figure 1c) shows a peak around 40 nm, indicating that the grains are larger and more evenly distributed. In contrast, the film annealed at 1100 °C (Figure 1b) shows a much rougher surface with sharper features and a Z-height of 86.4 nm. The related histogram (Figure 1d) reveals a peak near 18-20 nm, but with a wider and more asymmetric distribution, suggesting the presence of both small grains and some larger surface structures. These results show that increasing the annealing temperature leads to higher surface roughness and more heterogeneous grain growth. While 1000 °C promotes the formation of compact and uniform grains, the higher temperature of 1100 °C enhances nucleation and surface texture variation, which may influence the film's functional properties depending on its application.

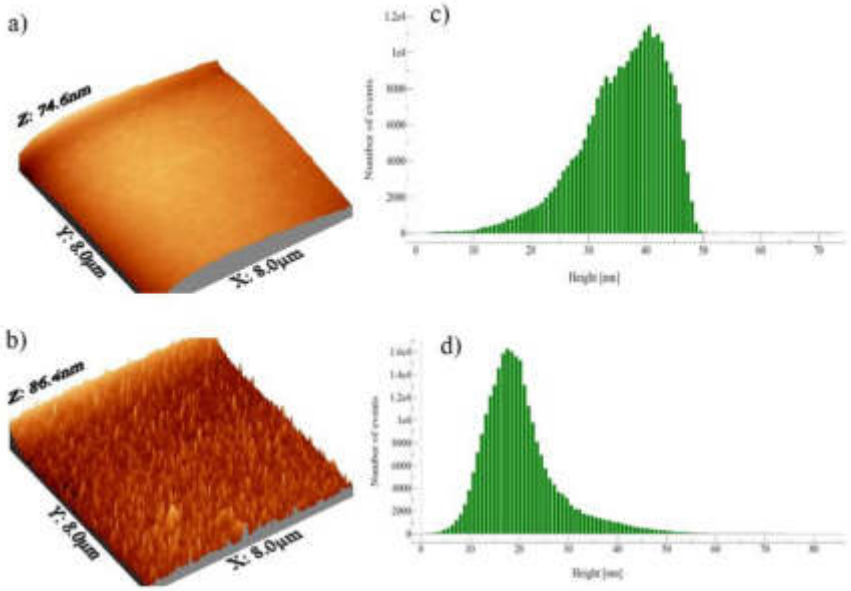


Figure 1. AFM surface morphology (a, b) and corresponding height distribution histograms (c, d) of Ga_2O_3 thin films annealed at 1000 °C (a, c) and 1100 °C (b, d) for 2 hours.

In conclusion, the annealing temperature has a clear effect on the surface morphology of sol-gel-derived Ga_2O_3 thin films. AFM analysis showed that films annealed at 1000 °C have smoother and more uniform surfaces, while those treated at 1100 °C exhibit rougher textures and more variation in grain size. These changes are related to enhanced crystallization and grain growth at higher temperatures. Understanding this temperature-dependent behavior is important for optimizing Ga_2O_3 films in applications where surface structure plays a key role.

REFERENCES

1. Pearton S.J., Ren F., Tadjer M., Kim J. *Gallium oxide: A review of material properties, defect physics, and devices. Journal of Applied Physics. (2018), V. 124, P. 220901.*
2. Higashiwaki, M., & Fujita, S. . *Gallium oxide (Ga_2O_3) wide bandgap semiconductor: An emerging material for high-power devices. Journal of Applied Physics,(2013), 112(9), 091101.*
3. Min-Sun B., Seoung H., Jin-Su B., Jung-Hyuk K. *Thermal properties of β-Ga_2O_3 thin films deposited by pulsed laser deposition. Coatings. (2021), V. 11. Pp. 1220.*
4. Zhang, H., Niu, D., Yang, J., Zhang, X., Zhu, J., & Li, W. *β-Ga_2O_3 Thin Films via an Inorganic Sol-Gel Spin Coating: Preparation and Characterization. Nanomaterials, (2025), 15(4), 277.*

NIKEL BILAN DIFFUZION LEGIRLANGAN KREMNIY SIRTINI TADQIQ ETISH

A.T.Mamadalimov[1], M.SH. Isayev[2]

[1]Yarimo`tkazgichlar fizikasi va mikroelektronika ilmiy-tadqiqot institute, Uzbekistan, 100057, Tashkent, Yangi Almazar, 20 uy

[2]Mirzo Ulug`bek nomidagi O`zbekiston Milliy universiteti, Toshkent shahri, Olmazor tumani, Universitet ko`chasi 4 uy

e-mail:isaevmahmud1947@g.mail.com.

Shu vaqtgacha turli elementlar (xususan o‘tish metallari) bilan monokristallik kremniy legirlanganda yarimo‘tkazgich xossalarning o‘zgarishi namuna hajmi uchun o‘rganilgan. Ammo sirtda hosil bo‘ladigan birikmalar hajmiy qismga qaraganda boshqa xususiyatlarga ega bo‘lgani uchun uni keraksiz deb kesib tashlanavergan. Biz shu sohani olib qolib, uning strukturasini o‘rgandik [1-2].

Skanerlovchi elektron mikroskop (Yaponiyaning IT 200 markali Jeol mikroskopi), Germaniyaning infraqizil Furye Inventio-S qurilmalaridan foydalanib namuna sirtida hosil bo‘lgan anomal xarakterli sirt topografiyasi, strukturasi, fazaviy tarkibi o‘rganildi. Sirt bir jinsli mayda silitsid donachalaridan iborat ekanligi, faza va donalar chegarasi kuzatildi. Kristall strukturasi kubik, ortorombik ekanligi aniqlandi. Rentgen spektridagi $2\theta = 36^0, 42^0, 47^0, 64^0$ li piklar nikel monosilitsidiga taalluqli ekanligi, $2\theta = 28^0, 47^0, 56^0, 76^0$ li piklar nikel disilitsidiga taalluqliligi, $2\theta = 30^0, 34^0, 44^0, 50^0$ li piklari nikel oliy silitsidiga tegishliligi aniqlandi.

Nikel bilan legirlangan namuna sirt va sirt oldi sohasi (qalinligi 30 μm gacha qism) yadro magnit rezonansi qurilmasida (YMR) o‘rganildi. ^{29}Si YAMR spektrida kimyoviy siljish – 70 ppm bo‘lgan pik kuzatildi, bu nikel monosilitsidiga mos keladi.

Kimyoviy siljishni bilgan holda faza tarkibini sifat jihatidan intifikatsiya qilib, birikma stexiometriyasini aniqlandi. Kimyoviy siljio‘ -45 ppm ga teng bo‘lganida pik nikel disilitsidiga mos keladi, -95 ppm da esa nikel oliy silitsidiga mos keladi. Pik kengligi qancha tor bo‘lsa tarkiblilik shuncha yuqori bo‘ladi. Energodispersion rentgen spektrometri va SEM natijalariga qarab birikmaning kmyoviy tarkibi aniqlandi. Shunday qilib Ni atomlari sonining kremniy atomlari soniga nisbati ½, 1, 2 bo‘lishi aniqlandi.

Nikel monosilitsidi n-tur o‘tkazuvchanlikli ortogonal strukturaga egaligi, nikel disilitsidi p-tur o‘tkazuvchanlikli kubik strukturaga ega ekanligi, nikel oliy silitsidi esa n-turli o‘tkazuvchanlikli ortorombik strukturaga egaligi aniqlandi.

Nikel monosilitsidi metallik o‘tkazuvchanlikka ega ekanligi to‘rt zondli qurilmada aniqlandi. Nikel disilitsidi – yarimo‘tkazgich xossaga ega ekan. Ta’qiqlangan zona kengligi 0,3 eV ekanligi aniqlandi. Nikel oliy silitsidi o‘tkazuvchanlik bo‘yicha oraliq holatga egaligi aniqlandi.

Adabiyot

1. Дмитриев А.В., Звягин И.П. Современные тенденции развития термоэлектрических материалов // УФН. 2010. Т.180, №8. С.821-838.
2. Bux S.K., Blair R.G., Gogna P.K., Lee H., Chen G., Dresselhaus M.S., Kaner R.B. Nanostructured bulk silicon as an effective thermoelectric material. Adv. Funct. Mater. 2009, 19(15), p.2445-2452.

InAs GETEROSTRUKTURALI YARIMO’TKAZGICHLARDA DEMBER EFFEKTIGA HARORAT TA’SIRI

G‘.G’ulomov, G.Majidova, F.Muhitdinova, S.Madumarova
Namangan davlat texnika universiteti

Jahonda eng so’nggi zamonaviy texnologiyalardan biri bo’lgan fotodetektorlarni ishlatishda dember effektidan keng foydalaniladi. Dember effekti — bu yarimo‘tkazgich materiallarida yorug‘lik ta’sirida hosil bo‘ladigan fotoelektrik hodisa bo‘lib, unda elektronlar va teshiklarning harakatlanish tezliklari farqi tufayli elektr maydon yuzaga keladi. Ushbu effekt nemis fizigi Garri Dember tomonidan 1920-yillarda kashf etilgan. Hozirgi kunda bu effekt yuqori chastotali texnologiyalar, ayniqsa teraherts (THz) diapazonidagi qurilmalarda keng qo‘llaniladi. Yarimo‘tkazgich material yorug‘lik bilan yoritilganda, fotonlar energiyasi yetarli bo‘lsa, valent zonasidan o‘tkazuvchanlik zonasiga elektronlar o‘tadi va natijada erkin elektronlar hamda teshiklar paydo bo‘ladi. Elektronlarning harakatchanligi yuqori bo‘lganligi sababli ular teshiklarga nisbatan tezroq harakatlanadi. Bu esa zaryadlar ajralishiga olib keladi va material ichida ichki elektr maydon — Dember maydoni — hosil bo‘ladi. Dember kuchlanishi quyidagi formulaga asosan aniqlanadi:

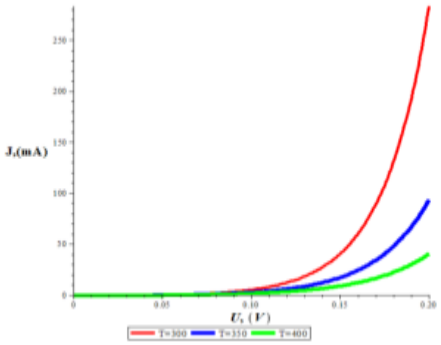
$$V_k = \frac{kT}{e} ln \frac{\mu_n}{\mu_p} \quad (1)$$

Bu ifodada V_k - Dember kuchlanishi, k- Boltsman doimiysi, T-absolyut harorat (Kelvin), e-elektron zaryadi, μ_n-elektron harakatchanligi, μ_p-teshik harakatchanligi.

Ushbu ifodani yarimo'tkazgichlarga yorug'lik ta'sirini Volt-Amper harakteristikasiga ta'sirini ko'radigan bo'lsak, (1) ifoda quyidagi ko'rinishni oladi.

$$J = J_s\left(e^{\frac{U+\frac{kT}{e}ln\frac{\mu_n}{\mu_p}e}{kT}} - 1\right) - J_f \qquad (2)$$

(2) ifoda grafigiga harorat ta'siri ko'radigan bo'lsak va yarimo'tkazgich to'laligicha qiziydi deb olsak, u holda grafikni quyidagicha surilishini ko'rishimiz mumkin.



1-rasm. Dember effektining harorat ta'sirida VAX o'zgarishi

Grafikdan ko'rinib turibdiki, Dember effektiga harorat ta'sir ettirganimizda yarimo'tkazgichdagi zaryad tashuvchilar tezligi ortadi, bu esa harakatchanlik ortishiga olib keladi. Natijada dember kuchlanishi qiymati ortishi hisobidan umumiy kuchlanish ortishini ko'rishimiz mumkin. Yanada harorat ortganda zaryad tashuvchilarning harakatchanligi kamayadi. Sababi fononlarning tebranishi ortib, tashuvchilarni tarqalishiga to'sqinlik qiladi. Bu harakatchanliklar orasidagi farqni kamaytirib, Dember effektini kuchayishiga to'sqinlik qiladi. Shuning uchun na'munaga qarab haroratni ortirish yoki kamaytirish orqali Dember effektini boshqarish mumkin. Bu zamonaviy optoelektronika va fotonika sohalarida katta ahamiyatga ega bo'lgan hodisadir. U fizik asoslarining nisbatan sodda bo'lishiga qaramay, yuqori texnologiyali qurilmalarda keng qo'llanilmoqda. Kelajakda ushbu effekt asosida yangi avlod sensorlar va tasvirlash texnologiyalari yaratilishi kutilmoqda.

SHAFFOFLIK KOEFFITSIENTINING O'TA YUQORI CHASTOTALI MAYDON TA'SIRIDA O'ZGARISHI

M.G'. Dadamirzayev, M.O. Qosimova, A.K. G'aniyeva
Namangan Davlat Texnika Universiteti

Kvant tunnellanish hodisasi zamonaviy yarim o'tkazgich texnologiyalarida, ayniqsa, tunnel diodlar va rezonansli tunnellanish strukturasi (RTD) kabi qurilmalarda muhim rol o'ynaydi. Tashqi elektromagnit maydon, ayniqsa o'ta yuqori chastotali maydon ostida, elektronlarning tunnellanish ehtimoli sezilarli darajada o'zgaradi. Bu hodisani Tien–Gordon modeli orqali tahlil qilish mumkin.

Agar sistemaga tashqi O'YuCh maydon qo'llansa, tunnellanish hodisasi fotonlar bilan o'zaro ta'sirlashuv natijasida o'zgaradi. Bu jarayonda zarracha tunnellanish paytida n ta fotonni yutishi yoki chiqarishi mumkin bo'ladi. Bu foton-yordamli tunnellanish deb ataladi. Tien va

Gordon tomonidan ishlab chiqilgan modelga ko‘ra, bu jarayon elektronning to‘lqin funksiyasi fazasiga O‘YuCh maydon kuchlanish ta’sir etgan holatda quyidagicha ifodalanadi:

$$V(T) = V_{dc} + V_{ac}\cos(wt) \quad ((1)$$

$$E(T) = E + eV_{ac}\cos(wt) \quad ((2)$$

Elektronning to’lqin funksiyasi quyidagi ko’rinishni oladi:

$$\varphi(t) \approx \exp\left(-\frac{i}{\hbar}\int E(t)dt = e^{\frac{-iEt}{\hbar}} * e^{i\alpha\sin(wt)}\right. \quad (3)$$

Bu yerda, V_{ac} — O’YuCh maydon amplitudasi, w— maydonning burchak chastotasi, $\alpha = \frac{eV_{ac}}{\hbar\omega}$ — modulyatsiya parametri.

Elektronning to‘lqin funksiyasi eksponensial faza ko‘paytuvchisiga ega bo‘ladi, bu esa Bessel funksiyalari orqali yoyiladi:

$$e^{i\alpha\sin(wt)} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(\alpha) * e^{-inwt} \quad (4)$$

Bu kvant fizikasida shuni anglatadi, elektron n ta fotonni yutib yoki chiqarib, energiyasini $E + n\hbar\omega$ ga oshiradi yoki kamaytiradi. Ushbu energiya bilan tunnellanishga harakat qiladi.

Shu tarzda, umumiy tunnellanish ehtimoli quyidagi formula orqali aniqlanadi:

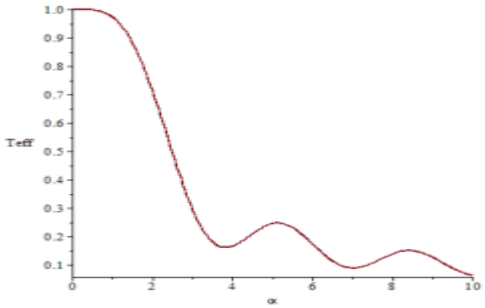
$$T_{eff}(a) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(\alpha)^2 * T_0(E + n\hbar\omega) \quad (5)$$

$T_{eff}(a) -$ O‘YuCh maydon ta’siridagi umumiy tunnellanish ehtimoli,

$J_n(\alpha) -$ n $-$ darajali Bessel funksiyasi, $T_0(E + n\hbar\omega)$

$-$ har bir energiya darajada tunnellanish ehtimoli.

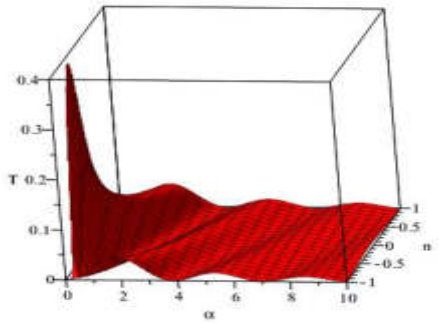
Ushbu formulada har bir n-fotonli kanal o‘zining tunnellanish ehtimoliga ega bo‘ladi va u Bessel funksiyasi kvadrati bilan og‘irlashtiriladi**.** Natijada, umumiy shaffoflik koeffitsienti bu ehtimollarning yig‘indisidan iborat bo‘ladi.



1-rasm. Tunnellanish koeffitsienting modulyatsiya parametriga bog’liqligi.

Grafikdan ko‘rinib turibdiki, O‘YuCh elektromagnit maydon modulyatsiya parameteri α ning qiymati oshgan sari tunnellanish koeffitsienti tebranuvchan shaklda o‘zgaradi. Bu holat Bessel funksiyalarining xususiyatlari bilan bog‘liq bo‘lib, modulyatsiya parametri ortishi bilan fotonli tunnellanish kanallarining hissasi sezilarli darajada kuzatiladi.Kichik α qiymatlarida tunnellanish ehtimoli asosan asosiy n=0 kanal orqali amalga oshadi, ya’ni elektromagnit maydon deyarli ta’sir qilmaydi.O‘rta va katta α qiymatlarida esa yuqori tartibli n≠0 kanallarning roli kuchayadi. Bu hol tunnellanishning foton yordamida yuzaga kelayotganini anglatadi. Grafikdagi maksimumlar va minimumlar esa Bessel funksiyalarining kvadratlari orqali og‘irlashtirilgan holdagi har bir kanalning hissasi o‘zgaruvchan ekanini bildiradi. Bu natijalar O‘YuCh

elektromagnit maydon ostida elektronlarning kvant holatlari qanday modulyatsiyalanganini va fotonlar bilan o‘zaro ta’siri natijasida tunnellanish ehtimolining tebranishini ko‘rsatishga yordam beradi.



2-rasm: Shaffoflik koeffitsientining α va n ga bog‘liqligi

Tien–Gordon modeliga ko‘ra, zarracha tashqi elektromagnit maydon bilan o‘zaro ta’sirlashganda**,** u tunnellanish jarayonida n ta fotonni yutishi yoki chiqarishi mumkin. Bu jarayonda tunnellanish ehtimoli har bir kanal uchun Bessel funksiyasi kvadratiga proportsional ravishda o’zgaradi.

Ushbu ishda kvant tunnellanish jarayonida shaffoflik koeffitsientining o‘ta yuqori chastotali elektromagnit maydon ta’sirida qanday o‘zgarishi nazariy jihatdan o‘rganildi. Ma’lum qiymatlardagi α va n fotonli juftliklarida tunnellanish ehtimoli maksimal bo‘ladi, ya’ni rezonansli foton-yordamli tunnellanish holatlari yuzaga keladi. Bu esa kuchli elektromagnit maydon ostida kvant tunnellanish jarayonini modulyatsiya qilish orqali boshqarish mumkinligini nazariy jihatdan isbotlaydi. Natijalar tunnel diodlar, kvant nuqtalar, va rezonansli tunnellanish qurilmalarida yuqori chastotali boshqaruv imkoniyatlarini ochadi va kelajakdagi nanoelektron qurilmalar uchun asos bo‘lib xizmat qiladi.

KREMNIY MONOKRISTALIDA VOLFRAM DIFFUZIYASINING SOLISHTIRMA QARSHILIKKA TA’SIRI

Sh.X. Daliyev, Y.Z.Mardiyev, S.B.Erkinova
O‘zbekiston Milliy universiteti huzuridagi Yarimo‘tkazgichlar fizikasi va mikroelektronika instituti, Toshkent, O‘zbekiston

Yarimo‘tkazgich materiallar orqali turli xil elektronika qurulmalari uchun materiallarni ishlab chiqish va takomillashtirish zamonaviy fan va texnikaning asosiy yo‘nalishlari bo‘lib qolmoqda [1]. Yarimo‘tkazgichli qurilmalar uchun asosiy material bo‘lgan kremniy o‘ziga xos xususiyatlarga ega [2]. Biroq, uni yanada takomillashtirish uchun turli xil element tomlarini qo‘shish kerak. Kremniy kristall panjarasiga boshqa elementlarning atomlarini kiritish uning xususiyatlarini sezilarli darajada o‘zgartirish va yuqori samarali elektron qurilmalarni yaratish uchun yangi imkoniyatlar ochish imkonini beradi.

Kremniy strukturasiga va elektro fizik xususiyatlariga tasir o‘rganish uchun qiyin eruvchi materialalrda biri volfram atomlaridan foydalanildi. Yarimo‘tkazgichlar sohasida qiyin eruvchi materiallar bilab kremniy monokristalini legirlash orqali kristal panjaraning o‘zgarishlar, sirt

hodisalari, yuqori temperaturaga chidamli hamda raditsiyaga chidamli elektron qurulmalar tayorlash bugungi kunning dolzard masalasidan biri bo‘lmoqda.

Volfram bilan legirlangan kremniy tarkibida o‘zgarishlarni bir qancha zamonviy qurulmalar va metodlardan foydalanish orqali o‘rganildi. Qilingan tajriba va o‘lchashlar orqali kremniy namunasi tarkididagi solishtirma qarshiligini to‘rt zond qurulmasida va turli molekulyar bog‘lanishlar hosil bo‘lishi raman sepektroskopiyasi yordamida o‘rganildi. Bundan tashqari, kristall tuzulishidagi nuqsonlar tahlil qilindi.

Tajribani bajarish KDB-0,3 om·sm (p-Si) qarshilikka ega bo‘lgan monokristalli kremniy namunalari tanlangan. Namunalarning dastlabki qalinligi do=2000 mkr bo‘lib, sirtdan ifloslantiruvchi moddalar va oksid qatlamlarini olib tashlash uchun M=20, M=14, M=8 korborund kukun yordamida namuna ikki tomonini 20 mkr dan olib tashlandi. So‘ngra 7-bosqichda to‘liq kimyoviy tozalash bosqichidan o‘tkazildi. Bunga kislota-peroksidni yuvish, so‘ngra ftorid kislota (HF) eritmasida ishlov berish orqali erishildi, bu oksidlarni butunlay olib tashladi va keyingi yotqiziladigan qatlam uchun toza kremniy sirtini ta’minladi.

Tozalashdan so‘ng, kremniy yuzasiga yuqori toza (99,999%) volfram (W) qatlami bug‘lantirildi. Volfram qatlamni hosil qilish uchun VUP-4 qurulmasi orqali, yuqori vakuum sharoitida (10^{-6} Torr) bug‘lantirish amalga oshirildi, bu kremniy yuzasida volfram atomlarining bir xil taqsimlanishini ta’minladi. Qotishma jarayoni termal diffuziya usuli yordamida amalga oshirildi. Tayyorlangan p-Si namunalari toza kvarts ampulalariga joylashtirildi. Dastlab ampula ichida vakuum (10^{-4} Torr) hosil qilindi va kiyingi holatda ochiq havoda 5 soat davomida 1573 K (1300 °C) haroratda diffuziya qilindi. Keyinchalik nuqsonlarning paydo bo‘lishini o‘rganish va kremniy kristall panjarasida volfram atomlarini hosil bo‘lishini o‘rganish uchun namunalar tez sovutildi. Tez sovutish, shuningdek, nanokristallitlarning shakllanishiga va boshqa tarkibiy o‘zgarishlarga ta’sir ko‘rsatishi mumkin bo‘lgan namunalarda ichki nuqsonlarni ortib ketmasligiga yordam berda. Termal diffuziyadan so‘ng, volfram kirb borgan chuqur qatlamlarni tekshirish uchun namunalarning 3 mkm qalinlikdagi sirt qatlamidan bosqichma bosqich olib tashlandi. Bu mexanik ishlov berish va kimyoviy tozalash yordamida amalga oshirildi, bu strukturaviy o‘zgarishlarni turli xil chuqurliklarda solishtirma qarshiligini o‘rganish imkonini berdi.

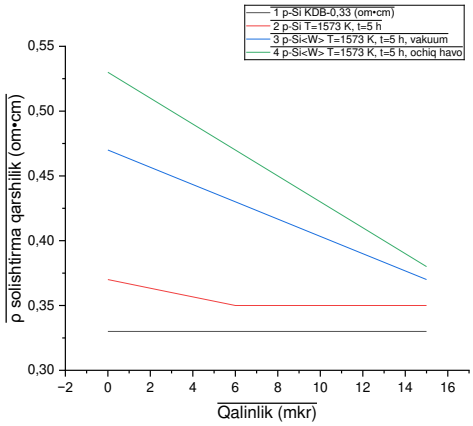
Volfram bilan legirlangan kremniyni 4 zont orqali solishtirma qarshiligini o‘rganishda ham natijalar tahlil qilindi. Bunda biz dastlabki namunani, so‘ngra termal diffuziya bosqichidan o‘tgan na’munani hamda ochiq havoda va vakuum sharoitda termik ishlov berilgan namunalarni aniq qalinlik bo‘yicha o‘zgarishini tahlil qilindi. Toza p-Si kremniy solishtirma qarshiligi $\rho = 0.3\ om \cdot cm$ bo‘lgan bo‘lsa, termal diffuziyadan o‘tgan namunalarni sirtidan 3 mkrdan bosqichma bosqich olib borilganda solishtirma qarshilikgini o‘zgarishi $\rho = 0.53 - 0.35\ om \cdot cm$ ga ortganni ko‘rish mumkin. Tajriba davomida termal diffuzyadan keyin namuna sirtidan bosqichma bosqich 15 mkr olib o‘lchaganimizda so‘ng solishtirma qarshilikning o‘zgarishini 1 rasimda ko‘rish mumkin.

1-natija: Dastlabki p-Si (KDB-0.33 om·cm) namunaga tegishli bo‘lib, qatlam bo‘yicha solishtirma qarshilik deyarli o‘zgarmagan.

2-natija: p-Si (KDB-0.33 om·cm) namunasi vakuum (10^{-4} Torr) sharoitida, T=1573 K da 5 soat termik ishlovdan so‘ng tez sovutilgan. Solishtirma qarshilik 15 mkm chuqurlikkacha ρ = 0.37–0.35 om·cm oralig‘ida o‘zgargan. Bu holat termik ishlov natijasida sirt kovaklarining kamayishi, bor atomlarining bug‘lanishi va terma donalarning hosil bo‘lishi bilan izohlanadi.

3-natija: p-Si<W> namunasi vakuum sharoitida, T=1573 K da 5 soat davomida diffuziya qilingan va tez sovutilgan. Solishtirma qarshilik sirtida ρ = 0.47 om·cm, 15 mkm chuqurlikda ρ = 0.36 om·cm bo‘lgan. Bu volfram atomlarining kremniy sirtida ko‘proq kontsentratsiyada joylashganligi bilan bog‘liq. Volfram atomlari n-tip o‘tkazuvchanlik hosil qilgan, bunda

elektronlar p-Si sirtidagi kovaklar bilan birlashib, ularning konsentratsiyasini kamaytirgan va natijada solishtirma qarshilik oshgan.



1-rasm. 1 p-Si KDB-0,33 (om•cm), 2 p-Si T=1573 K, t=5 h, 3 p-Si<W> T=1573 K, t=5 h, vakum, 4 p-Si<W> T=1573 K, t=5 h, ochiq havo

4-natija: p-Si<W> namunasi ochiq havoda, T=1573 K da 5 soat davomida diffuziya qilingan va tez sovutilgan. Bunda sirtida SiO_2 oksid qatlami hosil bo‘lib, volfram atomlarining kristall panjaraga kirib borishiga to‘sqinlik qilgan. Shu sababli volfram sirtida ko‘proq to‘plangan va n-tip o‘tkazuvchanlik hosil qilgan. Solishtirma qarshilik $\rho = 0.53$ om·cm, 15 mkm chuqurlikda esa $\rho = 0.38$ om·cm bo‘lgan.

O‘tkazilgan tadqiqotlar natijasida volfram bilan legirlangan p-tip kremniy monokristallarining elektrofizik xossalari va struktura o‘zgarishlari tizimli tarzda o‘rganildi. Termal diffuziya jarayoni yuqori harorat (T = 1573 K) va turli muhit sharoitlarida (vakuum va ochiq havo) amalga oshirildi. Natijalarga ko‘ra, volfram atomlarining kremniy kristall panjarasiga kirib borishi va ular ta’sirida yuzaga kelgan o‘zgarishlar solishtirma qarshilik qiymatlariga sezilarli ta’sir ko‘rsatdi.

Xususan, vakuum sharoitida diffuziya qilingan namunada volfram atomlari kremniy sirtiga nisbatan chuqurroq kirib borib, solishtirma qarshilikning $\rho = 0.47$ dan $\rho = 0.36$ om·cm gacha kamayishiga olib keldi. Ochiq havoda amalga oshirilgan diffuziya esa, sirtida hosil bo‘lgan SiO_2 qatlam tufayli volframning kirib borishiga to‘sqinlik qildi va bu holat sirt qarshiligining yanada ortishiga sabab bo‘ldi ($\rho = 0.53$ om·cm).

Shuningdek, volfram atomlari n-tip elektr o‘tkazuvchanlikka ega bo‘lgani sababli p-tip kremniyda kovaklar konsentratsiyasining kamayishi kuzatildi. Bu holat, o‘z navbatida, elektr xossalarning o‘zgarishiga olib keldi va kremniy strukturasida yangi faza holatlarning shakllanishiga zamin yaratdi.

Ushbu natijalar, volfram bilan legirlangan kremniyning yuqori haroratga va radiatsiyaga chidamli yarimo‘tkazgich qurilmalari uchun istiqbolli material ekanligini ko‘rsatadi. Shu bilan birga, diffuziya muhiti va termal ishlov parametrlarining kremniy xossalariga ta’siri chuqur o‘rganilishi lozim bo‘lgan muhim yo‘nalishlardan biri ekanligi isbotlandi.

ADABIYOTLAR.

1. Л.Т. Кэнхэм, «Изготовление массивов кремниевых квантовых проводов путем электрохимического и химического растворения пластин», Appl. Phys. Lett. 57, 1046-1990. https://doi.org/10.1063/1.103561
2. Ф. Хейскен, Х. Хофмайстер, Б. Кон, М.А. Лагуна и В. Пайяр, «Лазерное производство и осаждение светоизлучающих кремниевых наночастиц», Appl. Surf. Sci. 154–155, 305 (2000). https://doi.org/10.1016/s0169-4332(99)00476-6

VARIABENTLI YARIMO'TKAZGICH ELEMENTLARI YORDAMIDA TERMOELEKTRIK GENERATORLARNING ELEKTR YURITUVCHI KUCHINI (EYuK) OSHIRISH

A.Z. Raxmatov, A.B. Myagkiy, J.J. Hamdamov, F.O. Boboyev
Mirzo Ulug‘bek nomidagi O‘zbekiston milliy universiteti huzuridagi Yarimo‘tkazgichlar fizikasi va mikroelektronika ilmiy-tadqiqot institute
e-mail: jonibek.uzmu@gmail.com

Energiyaga bo‘lgan global talabning ortishi va an'anaviy yoqilg‘i zaxiralarining cheklanganligi muqobil, ekologik toza energiya manbalarini rivojlantirishni taqozo etadi. Ular orasida issiqlikni to‘g‘ridan-to‘g‘ri elektr energiyasiga aylantiruvchi termoelektrik generatorlar (TEG), ayniqsa, variabentli yarimo‘tkazgichlar va geterobirlashmalarga asoslanganlari istiqbolli texnologiya hisoblanadi. Ushbu qurilmalarning keng qo‘llanilishini cheklovchi asosiy muammo ularning nisbatan past elektr yurituvchi kuchi (EYuK) bilan bog‘liq. Ushbu ishda Germaniy-Kremniy (Ge-Si) yarimo‘tkazgich qotishmalari asosidagi tuzilmalarni yaratish va tahlil qilish orqali bunday qurilmalarning EYuKini oshirish usuli o‘rganiladi [1, 2].

Bir jinsli bo‘lmagan yarimo‘tkazgichda termo-EYuKning paydo bo‘lishi zaryad tashuvchilarning qo‘llanilgan harorat gradientiga bo‘lgan reaksiyasi bilan bog‘liq. Materialdagi natijaviy tok zichligi (j) standart transport tenglamasi orqali ifodalanadi [3]:

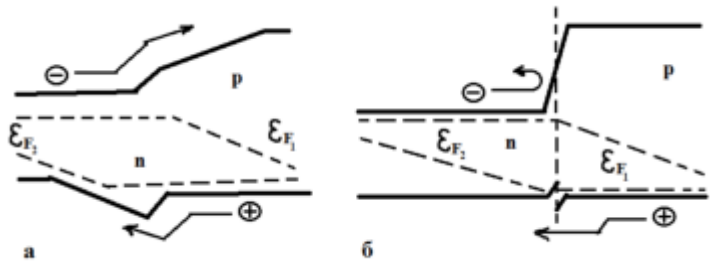
$$j = -\sigma(\nabla\varphi + \alpha\nabla T) \qquad (1)$$

bu yerda σ — elektr o‘tkazuvchanlik, φ — elektrokimyoviy potensial, α — Zeebek koeffitsiyenti, ∇T esa — harorat gradienti.

Ochiq zanjir sharoitida ($j = 0$) hosil bo‘lgan umumiy EYuK (ε) quyidagi umumiy ifoda orqali topiladi:

$$\varepsilon = \int_B^A \alpha\nabla T \cdot dl \qquad (2)$$

Variabentli yarimo‘tkazgichda Zeebek koeffitsiyenti α fazoviy koordinatalarga ham bog‘liq bo‘lishi mumkin, bu esa "hajmiy" EYuKning paydo bo‘lishiga olib keladi. Ushbu effektni kuchaytirish uchun 1-rasmda ko‘rsatilgan, p-n geterobirlashmaga ega ikki qatlamli SiGe tuzilmasi taklif etiladi [4].

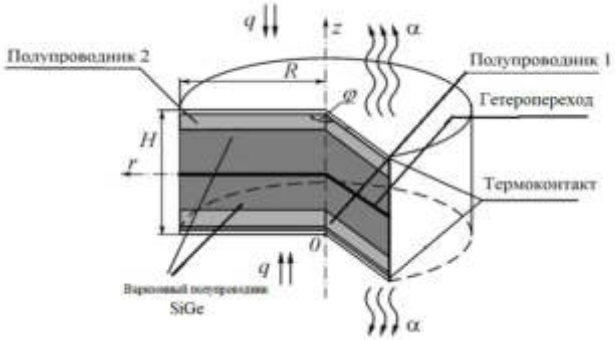


1-rasm. Geterobirlashmada zaryad tashuvchilarning injeksiyasi.

Issiqlik fizikasi modeli va hisoblash. EYuKni aniq hisoblash uchun avvalo qurilma bo‘ylab harorat taqsimotini, ya'ni $T(r,z)$ ni aniqlash zarur. Harorat maydoni stasionar issiqlik o‘tkazuvchanlik tenglamasi bilan boshqariladi. Modelning silindrik simmetriyasini (2-rasm) hisobga olgan holda, tenglama quyidagicha ifodalanadi:

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\lambda(T)\cdot r\frac{\partial T}{\partial r}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\lambda(T)\frac{\partial T}{\partial z}\right)+q_v=0 \quad (3)$$

bu yerda $\lambda(T)$ — materialning issiqlik o‘tkazuvchanlik koeffitsiyenti. Ushbu tenglama qurilma sirtlaridan issiqlik oqimi (q) va konvektiv issiqlik yo‘qotilishini (α) hisobga oluvchi chegraviy shartlar bilan birgalikda sonli usulda, masalan, Chekli Elementlar Usuli (FEM) bilan yechiladi .



2-rasm. Variabentli yarimo'tkazgichning silindrik koordinatalardagi issiqlik fizikasi modeli.

Issiqlik fizika modelini yechish orqali olingan harorat maydoni $T(r,z)$ (2)-tenglamaga qo‘yilib, umumiy EYuK hisoblandi. Tahlilning asosiy maqsadi taklif etilayotgan variabentli SiGe geterotuzilmasining samaradorligini an'anaviy, gradientsiz termoelektrik element bilan solishtirish edi. Modellashtirish natijalari shuni ko‘rsatadiki, variabentli qatlamlar va p-n geterobirlashmaning kiritilishi umumiy chiqish EYuKining sezilarli darajada oshishini ta'minlaydi. Aniqroq aytganda, taklif etilgan tuzilma **1.1 V** miqdorida qo‘shimcha EYuK hosil qildi. Bu ko‘rsatkich, bir xil termal sharoitlarda, bazaviy qurilmaga nisbatan **15-18%** lik nisbiy o‘sishni anglatadi. Ushbu yaxshilanish kompozitsiyasi o‘zgaruvchan qatlamlardagi hajmiy termoelektrik effekt va geterobirlashmadagi energiya to‘sig‘i effektlarining birgalikdagi ta'siri bilan izohlanadi.

Ushbu ishda ikki qatlamli, variabentli SiGe geterotuzilmasiga asoslangan termoelektr generatorning kompleks modeli taqdim etildi. Termoelektrik ko‘chishning standart modelini va issiqlik taqsimotining batafsil issiqlik fizikasi modelini birlashtirgan o‘zaro bog‘liq nazariy asos yaratildi. Model shuni ko‘rsatadiki, p-n geterobirlashma bilan birgalikda variabentli SiGe qatlamlaridan foydalanish termoelektrik qurilmaning umumiy EYuKini oshirishning samarali strategiyasidir.

Bashorat qilingan samaradorlikning o‘sishi sezilarli darajada bo‘lib, taklif etilgan tuzilma chiqish EYuKini taxminan **1.1 V** ga oshiradi, bu an'anaviy qurilmaga nisbatan **15-18%** lik yaxshilanishga mos keladi. Bu esa ushbu dizaynning yanada samarali termoelektr generatorlarni yaratishda katta salohiyatga ega ekanligini namoyish etadi.

Adabiyotlar ro'yxati

1. Saidov, A., Leyderman, A. Y., & Karshiev, A. B. (2019). Photothermovoltaic Effect in a Si_xGe_{1-x} Variband Solid Solution. *Applied Solar Energy*, *55*(1), 12–17.
2. Khvorostyany, A. D., & Genzel, V. (2017). *Thermoelectric generator* (Utility Model Patent No. 119222).
3. Gurevich, Y. G., & Yurchenko, V. B. (1991). Problems of EMF formation in semiconductors and its output to an external circuit. *Semiconductors*, *25*(12).
4. Fakhri, M. A., Alwahib, A. A., Salim, E. T., et al. (2023). Preparation and Characterization of UV-Enhanced GaN/Porous Si Photodetector using PLA in Liquid. *Silicon*.

CAPACITANCE PROPERTIES OF METAL–DIELECTRIC–SEMICONDUCTOR STRUCTURES AND VARIATIONS IN THEIR VOLTAGE–CAPACITANCE (C–V) CHARACTERISTICS

O.O.Mamatkarimov[1], M.O.Turgunov[2], B.Kh.Kuchkarov[3]

[1]Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor, Senator of the Legislative Chamber of the Oliy Majlis of the Republic of Uzbekistan.

[2]Assistant at Namangan State Technical University [3]Impulse Medical Institute PhD

bmphddsc1991@gmail.com

The capacitance of MDS (Metal–Dielectric–Semiconductor) structures is studied, and it includes the dielectric capacitance in accordance with the relevant expressions. The capacitance can vary depending on the structure's geometric parameters (such as the thickness of the dielectric), band bending at the surface, application of a constant displacement voltage

$$C_g = \frac{C_D(C_{sv} + C_{ss})}{C_D + C_{sv} + C_{ss}}$$

the presence of surface states and energy states, and the frequency of the test voltage. Different components of the total capacitance contribute differently under these conditions. In recent years, the study of the C–V characteristics of MDS structures has become a primary research method for investigating semiconductor surfaces and MDS systems. Although this method provides less information compared to MS (Metal–Semiconductor) systems—e.g., it does not yield data on carrier mobility—its simplicity (a two-electrode system) ensures wide applicability.

Before analyzing the capacitance characteristics of such systems, it is useful to briefly consider the role of the metal and dielectric layers in this configuration. When a dielectric layer is deposited onto the semiconductor surface, various physical and chemical processes can occur during the formation of the metal–dielectric contact, which may fundamentally alter the initial band bending and surface states of the semiconductor. The role of the dielectric deposition technology is significant here and cannot be fully predicted theoretically.

In some dielectric deposition methods, such as semiconductor anodization, charges referred to as "fixed charges" may appear in the dielectric layer. Although these charges may be locally neutral in the dielectric's bulk, they can influence the initial band bending as an external field would. If these charges, originating from defects or impurities in the dielectric, are sufficiently mobile under low-frequency test voltages when a constant displacement field is applied, they can contribute to a form of migrational polarization in the dielectric, thereby affecting the overall capacitance. This means the capacitance becomes frequency-dependent, particularly at low frequencies.

Charges may also be injected or extracted at the dielectric–semiconductor or metal–dielectric interfaces, which can cause hysteresis effects—that is, the C–V characteristics during the voltage increase and decrease do not coincide. Applying a metal film onto the semiconductor–dielectric system also alters the potential distribution in the semiconductor due to the contact potential difference between the metal and the semiconductor. This effect is similar to applying a constant bias and changes the initial band bending.

Consider an n-type semiconductor and high-frequency test signals (so that the capacitance of the inversion layer does not manifest, nor does the space charge region capacitance . (Figure 1).

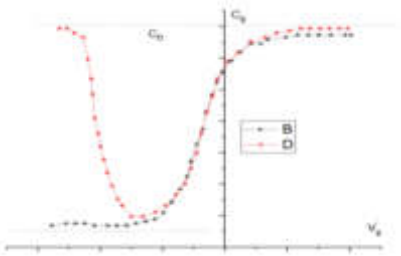


Figure 1. In MDS structures, the high-frequency and low-frequency (dashed) capacitances depend on the applied bias voltage

$$C_g = \frac{C_D C_{sv}}{C_D + C_{sv}} \quad (1)$$

$$L_\infty = L_i \int_0^{\ln\lambda} \frac{dy}{F(y)} \approx 2L_i\sqrt{2|\ln\lambda|} \quad (2)$$

Assume that the metal contact is connected to the positive terminal of a DC voltage source. Among the series-connected capacitances, the smallest one dominates the overall behavior, so it is reasonable to expect that the C–V characteristic of such an MDS structure will have a step-like profile.

$$(C_{sv})_{\min} = \frac{\varepsilon}{4\pi L_\infty}$$

The position of the step along ($V_g = 0$) the voltage axis is determined by the magnitude of the initial band bending in the semiconductor. In practice, this is influenced by the initial surface charge and may also be affected by the contact potential difference and the fixed charges in the dielectric.

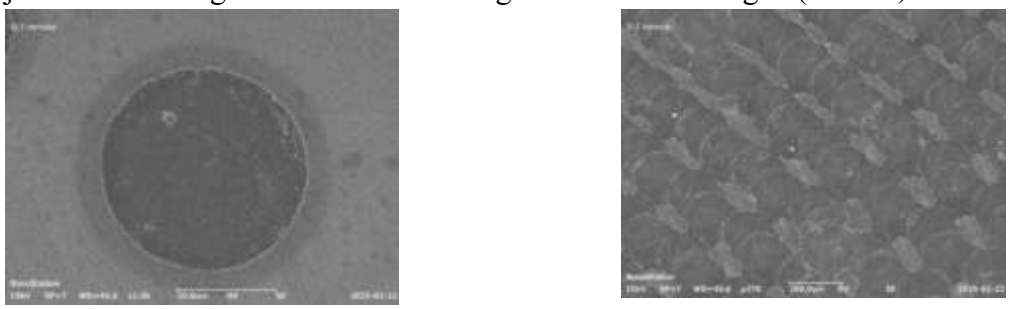
KREMNIYDA FEMTOSEKUND IMPULSLI LAZER NURI TA'SIRIDA NANO O'LCHAMLI SIRTIY DAVRIY TUZILMALAR SHAKLLANISHIGA TO'SQINLIK QILUVCHI OMILLAR

M.E. Vapayev[1*], I.Y Davletov[1], G.S. Boltaev[2]
[1]Urganch davlat universiteti. Urganch 220100, O'zbekistan
[2] Sharja Amerika universiteti, 26666, Sharja, BAA
**murodbek.v@urdu.uz*

Hozirgi kunda qisqa impulsli lazer nurlanishlari ta'sirida yario'tkazgichlarda LIPSS (Laser-Induced Periodic Surface Structures) sirtiy davriy tuzilmalar shakllantrish orqali yarimo'tkazgichlarning yangi fizik va kimyoviy hususiyatlarini ochish uchun ko'plab tadqiqotlar o'tkazilmoqda. Yarimo'tkazkichlarda yuqori fazoviy va past fazoviy chastotali nano o'lchamli davriy tuzilmalar hosil qilish orqali ushbu elementlarni optik, namlanish, sirtda elektr o'tkazuvchanlik hususiyatlarini yaxshilashga erishilmoqda [1-2]. Sirtiy davriy tuzilmalarni shakllanishi asosan lazer nurlanishining parametrlariga, tanlangan namuna hususiyati va tashqi muhit ta'sirlariga uzviy bog'liq [3-4]. Bugungi kunda ushbu bog'liqliklarni har bir material uchun

o’rganish hamda yangi hususiyatlarini ochish muhim masalalardan biridir. Lekin davriy tuzilamarning hosil bo’lishiga to’sqinlik qiluvchi omillarni ham o’rganish zarurdir

Ushbu ishda kremniyda femtosekundli lazer nurlanishi tasirida hosil qilingan sirtiy davriy tuzilmaning morfologiyasi tadqiq qilindi. Tadqiqotda 260 fs impulsli, 1064 nm to’lqin uzunlikdagi, 10 kHz chastotali diod (Diode-Pumped Solid-State Laser) lazeridan foydalanildi. Namuna sifatida kremniy plastinkasi olindi. Sirt morfologiyasi CX-200 rusumli skanerlovchi elektron mikroskop (SEM) yordamida o‘rganildi. Lazer nurlanishini bilan kremniy sirtiga ta’sir qilish natijasida hosil bo’lgan tuzilmani morfologik tasvirlari keltrilgan (1-rasm).



1-rasm. Kremniy sirtini morfologik tasvirlari. a) bitta impulsda b) 50 mm/min skanerlash tezligida

LIPSS sirtiy davriy tuzilmalar lazer nurlanishining chiziqli polaryatsiyasi hisobiga yuzada elektromagnit to‘lqinlar interferensiyasi natijasida hosil bo‘ladi. Kremniy sirtini morfologik tasvirlaridan ko’rishimimiz mumkinki sirtiy davriy tuzilma hosil bo’lmadi (1a.-rasm). Bunda polaryarizatsiya tasodifiy yoki aylanuvchi bo‘lganligi yoki qutublanishi yuzaga ko‘ndalang bo’lmagan tarzda tushganligi sababli sirtiy davriy tuzilma hosil bo‘lmadi. Kremniy sirtini 50 mm/min tezlikda skanerlash natijasida hosil bo’lgan sirt morfologiyasida (1b.-rasm) ham sirtiy davriy tuzilma hosil bo’lmadi. Kremniy plastinkasini sirti juda silliq yuzadaligi hamda kremniy sirtida oksid qatlamlari bo‘lishi mumkinligi, bu lazer nuri bilan to‘g‘ridan-to‘g‘ri o‘zaro ta’sirni kamaytirganligi sababli LIPSS shakllanishi murakkablashadi.

Xulosa qilib aytadigan bo’lsak kremniyda nano o‘lchamli sirtiy davriy tuzilmalar shakllanishiga to’sqinlik qiluvchi asosiy omillar: lazer nurlanishi parametrlari mos emasligi, qutublanish tekisligi, namunani sirtiy hususiyatlari, impulslar soni, skanerlash tezligidir. Ushbu omillarni bartaraf qilish orqali kerakli sirtiy davriy tuzilmalarni olish mumkin.

Adabiyotlar:

1. G. Miyaji, K. Miyazaki, K. Zhang, T. Yoshifuji, and J. Fujita, “Mechanism of femtosecond-laser-induced periodic nanostructure formation on crystalline silicon surface immersed in water,” *Opt. Express*, vol. 20, no. 14, p. 14848, Jul. 2012, doi: 10.1364/OE.20.014848.
2. J. Bonse, J. Krüger, S. Höhm, and A. Rosenfeld, “Femtosecond laser-induced periodic surface structures,” *J. Laser Appl.*, vol. 24, no. 4, p. 042006, Sep. 2012, doi:10.2351/1.4712658.
3. M. E. Vapaev, F. M. Tojinazarov, B. R. Sobirov, S. R. Kamalov, I. Y. Davletov, and G. S. Boltaev, “Laser fluence-dependent LIPSS formed on the surface of niobium alloys,” *EPJ Web Conf.*, vol. 318, p. 05005, Feb. 2025, doi: 10.1051/epjconf/202531805005.
4. C. Florian, S. V. Kirner, J. Krüger, and J. Bonse, “Surface functionalization by laser-induced periodic surface structures,” *J. Laser Appl.*, vol. 32, no. 2, May 2020.

МОРФОЛОГИЧЕСКИЕ И ХИМИЧЕСКИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ПРИ ДИФФУЗИИ МАРГАНЦА В МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЙ КРЕМНИЙ

Ш.Б. Утамурадова, Х.Ж. Матчонов, Ф.Р. Йўлдошов

НИИ физики полупроводников и микроэлектроники при НУУз, Ташкент, Узбекистан

Марганец (Mn) представляет собой перспективный элемент для модификации кремния в целях улучшения его электрофизических и оптоэлектронных свойств. В отличие от широко исследованных примесей, таких как бор, фосфор и золото, марганец формирует глубокие энергетические уровни в запрещённой зоне кремния, что делает его интересным объектом для создания чувствительных структур, датчиков, а также фоточувствительных приборов. В ряде работ описаны возможности образования силицидов марганца в кремнии, включая MnSi, $MnSi_{1.7}$ и другие интерметаллические фазы, обладающие интересными магнитными и электрическими свойствами.

Цель настоящей работы - исследовать морфологические изменения и пространственное распределение Mn в монокристаллическом Si после диффузии, выполненной в условиях высоковакуумного напыления и термического отжига.

В данной работе исследовано поведение Mn, нанесённого методом высоковакуумного испарения (установка ВУП-4, $P<5\times10^{-6}$ Торр) на поверхность p-Si (111) ($\rho \approx 30$ Ω·см). После термообработки при 1200 °C в течение 2 ч выполнены структурные и элементные исследования. Сканирующая электронная микроскопия (SEM, 10 кВ) выявила формирование агломератов размером 100–250 нм и пор 20–40 нм, что свидетельствует о выходе Mn из пересыщенного раствора и образовании фазы $MnSi_{1.7}$. Энергодисперсионная спектроскопия (EDS) зафиксировала поверхностную концентрацию ≈ 22 ат.% Mn при ≈ 75 ат.% Si и ≈ 3 ат.% O; на глубине ~0,5 мкм содержание марганца снизилось до ≈ 8 ат.%.

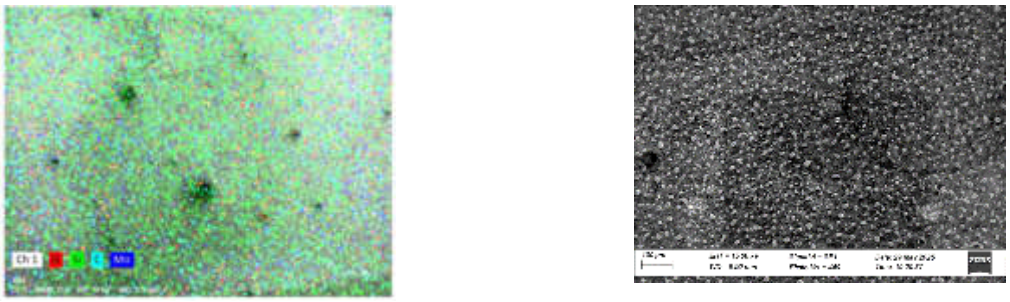


Рисунок 1. Сканирующая электронно-микроскопическая (СЭМ) визуализация поверхности кремния после легирования марганцем

Особенность ориентации (111) — более плотная упаковка плоскостей — приводит к меньшей скоростной анизотропии поверхностной диффузии по сравнению с Si(100), что проявляется в более однородном распределении агломератов и менее выраженной пирамидальной текстуре. Полученные результаты подтверждают возможность целенаправленного формирования глубокоуровневых дефектов в p-типовом кремнии Si(111) посредством высокотемпературной диффузии марганца, что важно для создания радиационно-стойких фотодетекторов, быстродействующих сенсоров и элементов спинтроники.

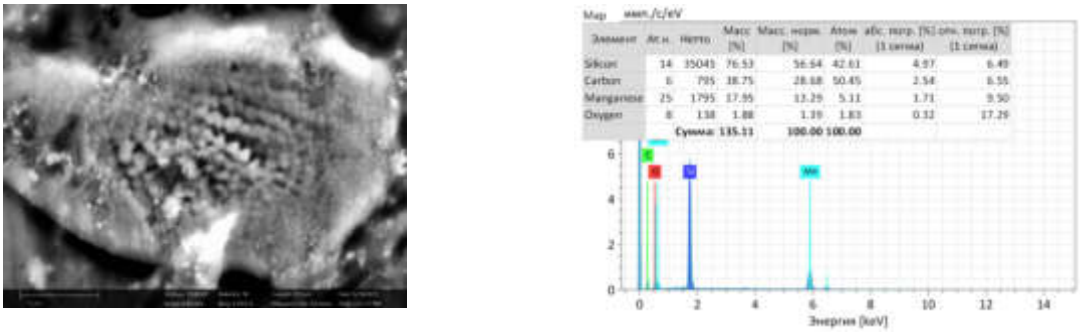


Рисунок 2. ЭДС-спектр кремния после диффузионного легирования марганцем, полученный методом сканирующей электронной микроскопии.

Особенность ориентации (111) - более плотная упаковка плоскостей приводит к меньшей скоростной анизотропии поверхностной диффузии по сравнению с Si (100), что проявляется в более однородном распределении агломератов и менее выраженной пирамидальной текстуре. Полученные результаты подтверждают возможность целенаправленного формирования глубокоуровневых дефектов в p-Si (111) посредством высокотемпературной диффузии Mn, что важно для создания радиационно-стойких фотодетекторов, быстродействующих сенсоров и элементов спинтроники.

Поверхностная микроструктура характеризуется равномерным распределением агломератов $MnSi_{1.7}$ размером 100–250 нм, а также развитой сетью нанопор, способствующей увеличению оптической шероховатости. Образующиеся комплексы Mn формирует амфотерные энергетические уровни, обеспечивающие рекомбинационное время жизни носителей заряда в диапазоне 10^{-7}-10^{-6}с. Эти характеристики указывают на перспективность полученного материала для применения в быстродействующих радиационно-стойких фотосенсорах и спинтронных транзисторах.

Кристаллографическая ориентация (111) способствует более равномерному распределению структурных дефектов по сравнению с ориентацией (100), что является значимым фактором при масштабировании технологических процессов на крупноразмерные кремниевые пластины.

СОСТАВ И СТРУКТУРА СКРЫТЫХ СЛОЕВ CdBaTe, СОЗДАННЫХ В ПРИПОВЕРХНОСТНОЙ ОБЛАСТИ CdTe

Б.Е.Умирзаков[а], А.А.Абдуваитов[а], Ж.Б.Хужаниязов[а], Х.Х.Болтаев[а], И.К.Кодирова[а], Х.М.Шамаев[б]

[а]Ташкентский государственний технический университет им. Ислама Каримова,
[б]Национальный университет Узбекистана имени Мирзо Улугбека, Ташкент
e-mail: ftmet@mail.ru

В последнее 15-20 лет активно изучаются полупроводниковые наноструктуры [1, 2], созданные на основе бинарных полупроводников типа A^2B^6 обладающие специфическими эмиссионными, оптическими, магнитными и транспортными свойствами [3–4]. В частности, тонкие пленки оксида CdTe имеют несколько практических применений, например, при производстве высокоэффективных солнечных элементов [4].

В данной работе впервые методом ионной имплантации и последующим отжигом получены скрытые наноразмерные фазы и слои CdBaTe в CdTe и изучены их состав, структура и физические свойства. В качестве объекта исследования использовалась монокристаллические образцы CdTe(111). Все технологические операции (прогрев, имплантация) и исследования состава и электронной структуры проводились) в одном и том же сверхвысоковакуумном приборе (P≈ 10^{-7} Па) с использованием методов электронной оже-спектроскопии (ЭОС) и ультрафиолетовой фотоэлектронной спектроскопии (УФЭС). Исследование кристаллической структуры и параметры энергетических зон проводились рентгеновским дифрактометром (XRD-6100) и спектрофотометром типа UV-1280 (Shimadzu, Япония). Имплантация ионов Ba^+ проводилась с $E_0 \geq 10$ кэВ разными дозами.

Перед исследованием пленка CdTe (111) обезгаживалась при T=800 К в течение 3-4 часов и кратковременно при T=900 К в сочетании с мягким травлением поверхности ионами Ar^+ с E_0 = 2 кэВ под углом 80° относительно поверхности при вакууме 10^{-7} Па. При этом поверхностная концентрация углерода уменьшалась до ~ 0,5 – 1 ат.%, кислорода – до 0,5 ат.%, а серы – до 0 ат.% (в пределах чувствительности оже-спектрометра). Полученный на рентгеновском дифрактометре, видно, что CdTe (111) имеет кубическую решетку с постоянной решеткой a = 6,42 Å. Степень кристалличности составляет ~ 28 %. Зависимости поверхностной концентрации атомов Cd, Te и Ba от дозы ионов для CdTe(111), имплантированного ионами Ba^+ с E_0=15 кэВ. что сначала с ростом дозы ионов до D=10^{14} $см^{-2}$ концентрация Cd увеличивается на 10-15 ат.%, в интервале D=10^{14}-10^{16} $см^{-2}$ резко уменьшается до ~8-10 ат.%, затем при D≥5×10^{16} $см^{-2}$ заметно не меняется. Поверхностная концентрация Te сначала при D≈(2-3)×10^{14} $см^{-2}$ проходит через минимум (~40 ат.%), затем при D≈5×10^{16} $см^{-2}$ через максимум (~85-90 ат.%).

Начиная с D=10^{16} $см^{-2}$ на поверхности появляются атомы Ba и при D≈10^{17} $см^{-2}$ концентрация C_{Ba} составляет 5-6 ат.%. При D ≈ 10^{17} $см^{-2}$ поверхностные концентрации Te, Cd и Ba устанавливаются соответственно на уровне 82-84 ат.%, 10-12 ат.%, 6-8 ат.%. Дальнейшее увеличение D не приводит к заметному изменению состава поверхности. Поверхностные слои CdTe, начиная с дозы ионов D ~10^{15} $см^{-2}$, полностью раз упорядочиваются.

Постимплантационный отжиг в зависимости от температуры приводит к перераспределению атомов Ba, Cd и Te в ионно-легированном слое и кристаллизации разупорядоченных слоев. Отжиг при каждой температуре проводили в течение 30 мин. Полная кристаллизация наблюдается при T = 1000 К. При этом концентрация Ba в максимуме увеличивается до 25-28 ат.%, общая концентрация Ba (площадь под кривой $C_{Ba}(d)$) немного уменьшается и положение максимума смешается к поверхности . При этом на глубине d = 9 – 10 нм формируется слой с примерным составом $Cd_{0.5}Ba_{0.5}Te$ толщиной ~ 6 – 7 нм. В результате образуется трехслойная система $CdTe/Cd_{0.5}Ba_{0.5}Te/CdTe$. Между этими слоями содержится переходной слой типа $Cd_{1-x}Ba_xTe$ (x=0-0.5).

Аналогичные результаты получены при увеличении энергии до ~30 кэВ. В таблице 1 приведены значения h_m (глубина, которая соответствует максимуму распределения Ba), C_m (концентрация Ba в максимуме), Δd (толщина слоя $Cd_{0.5}Ba_{0.5}Te$), полученные для CdTe, имплантированного ионами Ba^+ с энергиями 15 и 30 кэВ при D = $D_н$ до и после прогрева (в случае E_0 = 30 кэВ доза насыщения ~3×10^{17} $см^{-2}$, $T_{опт}$ = 1100 К). Из таблицы 1 видно, что с ростом энергии ионов максимум распределения смещается в сторону больших энергий,

полуширины кривой распределения увеличиваются, а концентрация бария в максимуме уменьшилась. Для E_0=30 кэВ значение h_m до и после прогрева не отличаются друг от друга и составляют 18 нм. До прогрева концентрация Ba в максимуме составляет ~ 15 ат.%, а после прогрева концентрация Ba увеличивается до 20 – 21 ат.% и образуется слой $Cd_{0.6}Ba_{0.4}Te$ толщиной ~ 9 нм.

Таблица 1.

Значения h_m, C_m, Δd и x для CdTe, имплантированного ионами Ba^+ до и после прогрева при T = 1100 K.

Параметр	Прогрев	E_0, кэВ	
		15	30
h_m, нм	до прогрева	~ 10	18
	после	~ 9	17
C_m, ат.%	до	~ 20	15
	после	27	21
Δd, нм	до	–	–
	после	6	9

Таким образом, впервые изучено изменение состава, структуры и электронных свойств поверхности и приповерхностных слоев CdTe при имплантации ионов Ba^+ с E_0>10 кэВ. Показано, что ионно-легированные слои имеют сложный, изменяющийся по глубине состава и обладают свойствами узкозонного полупроводника, ширина запрещенной зоны которого составляет ~ 0,42 эВ. После прогрева при T=1000 К CdTe, имплантированного дозой насыщения, в приповерхностном слое образуются соединения типа $Cd_{0.5}Ba_{0.5}Te$ с E_g=1,32 эВ и формируется трехслойная гетероэпитаксиальная система $CdTe/Cd_{0.5}Ba_{0.5}Te/CdTe$.

Список литературы

1. Palomera R.C.; Martínez O.S.; Pantoja-Enriquez J.; Mathews N.R.; Reyes-Banda M.G.; Krishnan B.;Mathew X. Appl. Eng. 2017, 114, 1169–1175.
2. Alexandra M. Bothwell; Jennifer A. Drayton; Pascal Jundt; James R. Solar Cells 2019 IEEE 46th Photovoltaic Specialists Conference (PVSC)
3. M.A.Green et al., "Solar cell efficiency tables (version 50)", *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*, vol. 25, no. 7, pp. 668-676, 2017.
4. Ergashov E.S., Tashmukhamedova D.A., Djurabekova F.G., Umirzakov B.E., Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys., 2016, vol. 80, p. 138.

por-Si/c-p-Si ҚАТЛАМЛАРАРО ЧЕГАРАДАГИ ЗАРЯДЛИ ҲОЛАТЛАР ВА УЛАРНИ ВФХ ГА ТАЪСИРИ

У.С. Бабаходжаев, М.А. Усманов, И.Ш Вохобжонов

Наманган Давлат Университети

Сўнги йилларда кристалл кремний асосидаги қуёш элементларини самарадорлигини ортириш учун c-n-Si/c-p-Si структура сиртига турли қатламлар ўстирилмокда. Шундай

қатламларнинг бири сифатида por-Si дан ҳам фойдаланилмоқда, чунки қуёш элементи сиртига ўстирилган por-Si қатлам қуйидаги вазифаларни бажаради:

– қуёш нурини сиртдан қайтишини камайтиради
– метал/p-c-Si контакт соҳадаги рекомбинацион токни камайтиради.

por-Si қатлам ҳам c-n-Si/c-p-Si асосидаги қуёш элементини таркибий қисми бўлгани учун ушбу қатлам ва қатламлараро соҳани ҳоссалари қуёш элементини самарадорлигига сезиларли таъсир кўрсатади [1]. Шунинг учун por-Si/c-Si структурани қатламлараро ҳоссасини тадқиқ этиш долзарб ҳисобланади.

por-Si асосидаги қатлам тадқиқотига оид бир қанча ишлар эълон қилинган [2,3,4] ва ушбу тадқиқотларга кўра por-Si/c-Si қатламлар чегарасида гетероўтиш ҳосил бўлади [2,3] ёки por-Si қатлам диэлектриклик ҳоссасини намоён қилади [4] деб ҳисоблаш мумкин.

Ушбу нуқтаи назардан яъни гетеробарьер катталиги ва диэлектрик хоссасидан келиб чиқиб por-Si/p-c-Si қатламлар ўртасидаги сиртий ҳоссаларни тадқиқ қилишда ушбу қатламга МДЯ-структура сифатида қараш мумкин. Шунинг учун ушбу ишимизда por-Si/p-c-Si қатламлар чегарасидаги зарядли ҳолатни тадқиқ қилишда МДЯ-структурани Вольт-фарад характеристикаси ва сиртий ўтказувчанлиги учун олинган ифодалардан фойдаландик.

Маълумки ҳар қандай қурилмалар турли шароитларда ишлатилади, яни турли ҳарорат, босим, электромагнит мойдон таъсирида бўлади. Шундан келиб чиқиб ВФХ ва сиртий ўтказувчанликка ҳароратни таъсирини ўрганилди. МДЯ-структуралар учун ВФХ ва сиртий ўтказувчанлик учун график олишда (5) даги ифодадан фойдаландик.

$$C = \frac{\varepsilon\varepsilon_0\lambda^{-1}\left(1-\exp\left(\frac{e\varphi_S}{kT}\right)\right)}{2L_D\left(\left(\lambda^{-1}exp\left(\frac{e\varphi_S}{kT}\right)-1\right)+(\lambda+\lambda^{-1})\frac{e\varphi_S}{kT}\right)^{\frac{1}{2}}}$$

$$\sigma = -kT\mu_{pS}L_D n_0 exp\left(\frac{e\varphi_B}{kT}\right)\int_0^{\varphi_S}\frac{\lambda\left(\exp\left(-\frac{e\varphi_S}{kT}\right)\right)+b\lambda^{-1}\left(\exp\left(-\frac{e\varphi_S}{kT}\right)-1\right)}{\left(\left(\lambda^{-1}exp\left(\frac{e\varphi_S}{kT}\right)-1\right)+(\lambda+\lambda^{-1})\frac{e\varphi_S}{kT}\right)^{\frac{1}{2}}}d\varphi$$

Ушбу ифодадаги ҳароратга боғлиқ параметрларни аниқлаб олдик. Бу ифодадан қатнашган λ ва L_D-ҳадларни ҳароратга боғлиқлигини кўриш мумкин.

$$\lambda = \frac{P_0}{n_i} = \frac{n_i}{n_0}$$

бўлиб,

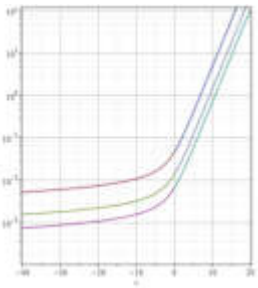
$$n_i = n_0\exp\left(-\frac{e\varphi_B}{kT}\right), \qquad \lambda = \exp\left(-\frac{e\varphi_B}{kT}\right).$$

ёки

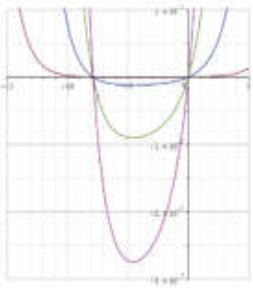
$$L_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0\varepsilon_S kT}{2e^2 n_i}} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0\varepsilon_S kT}{2e^2 n_0}\exp\left(\frac{e\varphi_B}{kT}\right)}$$

бу ерда φ_B-яримўтказгич ҳажмидаги электрик потенциал, φ_S-por-Si/p-c-Si чегарасидаги сиртий потенциал.

Ушбу формулалардан фойдаланиб турли ҳароратлар учун олинган графиклар 1 ва 2-расмларда келтирилган.



1-расм



2-расм

ВФХ графикдан кўриш мумкинки ҳарорат ортиши билан сиғим камаяди, чунки эркин зарядлар концентрациясини ортиши сиртий соҳа кенглигини ортишига олиб келади, С ~$\frac{1}{d}$ бўлгани учун сиғим камаяди. Эркин зарядлар концентрациясини ортишини 2-расмда келтирилган графиклар ҳам тасдиқлайди. Демак ҳар икки ифодадан фойдаланган ҳолда por-Si/p-c-Si контакт соҳасидаги кинетик жараёнларни тадқиқ қилиб p-c-Si/n-c-Si қуёш элементларини самарадорлигини ортириш учун оптимал вариантларни таклиф қилиш мумкин.

Фойдаланилган адабиётлар рўйхати

1. В.В. Трегулов, В.Г. Литвинова, А.В. Ермачихин “Дефекты с глубокими уровнями в фотоэлектрическом преобразователе с антиотражающей пленкой пористого кремния, сформированной окрашивающим химическим травлением” Письма в ЖТФ, 2019, том 45, вып. 4 стр. 24-27.
2. Мельник Н.Н, Трегулов В.В. и другие «Механизмы токопереноса в полупроводниковой структуре с пленкой пористого кремния». Физика и техника полупроводников, 2022, т. 56, вып. 4, с. 420–425.
3. Зимин С.П. “Классификация электрических свойства пористого кремния” Физика и техника полупроводников, 2000, т. 34, вып, с. 358–362.
4. Спивак Ю.М и другие “Диэлектрическая релаксация в слоях por-Si в области низких частот” физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов. Твер. 2020, вып. 12, с. 170–174.
5. Бормонтов Е.Н. и Хухрянский М.Ю. “Моделирование поверхностных свойств полупроводников” Воронеж, 2002. 23 с.

МОРФОЛОГИЯ, СОСТАВ И ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА ПОВЕРХНОСТИ ТОНКИХ ПЛЕНОК CdS /Mo(111)

Б.Е.Умирзаков[a], Д.А.Ташмухамедова[a], А.А.Абдувайитов[a], З.А.Исаханов[b], Х.Х.Болтаев[a]

[a]Ташкентский государственный технический университет имени Ислама Каримова, 100095 Ташкент, Узбекистан

[b]Институт ионно-плазменных и лазерных технологий имени У.А. Арифова. Академии наук Республики Узбекистан. 100125 Ташкент, Узбекистан

В последние годы в центре внимания ученых находятся наногетероструктуры на основе однокомпонентных и бинарных полупроводников контролируемого изменения их

электронных и оптических параметров [1-3]. Нано гетероструктуры на основе нанопленок CdS-Me оказались полезными в крупномасштабных (передовых в науке) приложениях, таких как химические датчики и биометрии [4], в фотоуправляемом производстве водорода [5], в устройствах памяти [6], в солнечных элементах CdS [7]. CdS является одним из наиболее полезных фотокатализаторов из-за его ограниченной ширины зоны, которая хорошо адаптирована к спектру солнечного света.

Данная работа посвящена исследованию морфологии, состава, электронной структуры поверхности нанопленок CdS/Mo (111) (θ ≈ 100-200 нм). Для сравнение, в этой же установке исследовано состав и структура массивного монокристаллического образца CdS.

Объектами исследования являлись пленки CdS с толщиной от ~ 150 до 400 нм, выращенных на поверхность Mo (111) методом термического осаждения при вакууме 10^{-4} Па. Исследования проводились с использованием методов оже-электронной спектроскопии (ОЭС), атомно-силовой микроскопии (АСМ), спектроскопия характеристических потерь энергии электронами (СХПЭЭ), спектроскопия упруго-отраженных медленных электронов (УОМЭ), ультрафиолетовая фотоэлектронная спектроскопия (УФЭС).

Основные исследования проводились для пленок CdS с θ ≈ 200 нм. Сначала была исследована морфология и структура поверхности пленки CdS/Mo(111). Анализ АСМ-изображения приведенный показывает, что пленка имеет поликристаллическую структуру, которая состоит из островков с поверхностными диаметрами ~0.5–2 мкм. Границы этих островков перекрываются друг с другом, и образуется сплошная поликристаллическая пленка с шероховатостью поверхности ≤ 6–8 нм. Затем для исследования состава и структуры, эти образцы установлены в СВВ приборе и перед исследованием CdS/Mo(111) и CdS(111) очищались прогревом при T = 1000 К в течение 3 часа и кратковременным (~10 мин) до T = 1200 К при вакууме ~10^{-7} Па в сочетании с травлением поверхности ионами Ar^+. После такой обработки шероховатость поверхности уменьшалась до 2-3 нм. В таблице 1 приведено элементный состав поверхности пленки CdS/Mo(111) и образца CdS(111), которая определены методом ОЭС.

Из таблицы видно, что в случае пленки CdS поверхностная концентрация Cd немного меньше, чем концентрации S, а общая концентрация примесных атомов составляет ~3–4 ат.%. Известно [18], что избыточные атомы Cd внедряются в междоузлия и являются наиболее электрически активными и обеспечивают n-тип проводимости. В случае монокристаллического образца концентрации Cd и S практически равны и составляют 48–49 ат.%.

Изучены спектры фотоэлектронов для чистого монокристаллического образца CdS (111) и пленки CdS/Mo, измеренных при hν=10.8 эВ. В случае чистой пленки CdS обнаруживаются особенности при $E_{св}$=–0.4; –1.3; –2.1 и –3.8 эВ. Известно, что особенность при $E_{св}$=–0.4 эВ обусловлена возбуждением электронов из поверхностных состояний, максимум при $E_{св}$ = –1.3 эВ – возбуждением электронов 5s состояний Cd, а максимум при $E_{св}$ = –3.8 эВ – возбуждением электронов из гибридизированных уровней 5sCd+3pS. Кроме того, в области $E_{св}$ ~2 эВ обнаруживается пик с очень малой интенсивностью, по-видимому, связанный с присутствием в междоузлиях решетки CdS электрически активных атомов Cd. В случае монокристаллического CdS, положения и интенсивности максимумов немного отличаются от таковых для пленки CdS.

Таблица 1.

Концентрация основных и примесных атомов (в ат.%) на поверхности пленки CdS/Mo(111) и монокристаллические CdS(111)

Элемент / Образец	Cd	S	O	C	K	N	Na
CdS/Mo	47	50	1,3	1,4	0,3	0,5	0,5
CdS(111)	48,3	49,4	1,5	–	0,5	0,4	0,3

Изучены спектры фотоэлектронов для чистого монокристаллического образца CdS (111) и пленки CdS/Mo, измеренных при hν=10.8 эВ. В случае чистой пленки CdS обнаруживаются особенности при $E_{св}$=–0.4; –1.3; –2.1 и –3.8 эВ. Известно, что особенность при $E_{св}$=–0.4 эВ обусловлена возбуждением электронов из поверхностных состояний, максимум при $E_{св}$ = –1.3 эВ – возбуждением электронов 5s состояний Cd, а максимум при $E_{св}$ = –3.8 эВ – возбуждением электронов из гибридизированных уровней 5sCd+3pS. Кроме того, в области $E_{св}$ ~2 эВ обнаруживается пик с очень малой интенсивностью, по-видимому, связанный с присутствием в междоузлиях решетки CdS электрически активных атомов Cd. В случае монокристаллического CdS, положения и интенсивности максимумов немного отличаются от таковых для пленки CdS.

Об электронной структуре материалов можно получить дополнительные сведения методами спектроскопии ХПЭЭ и УОМЭ.

Показано, что нанопленки CdS/Mo(III) имеют полукристаллическую структуру, состоящие из островков с поверхностными диаметрами 0.5–2 мкм. После очистки поверхности CdS в вакууме 10^{-7} Па шероховатость поверхности составляет ~2–3 нм. Впервые с использованием комплект методом фотоэлектронные и вторично-электронные спектроскопии определены параметра энергетических зон и оценки плотности состоянии электронов валентной зоны и зоны проводимость.

Список литературы

1. *Ji P.F., Li Y., Song Y.L., Zhou F.Q., Tian M.L., Yuan S.Q.* // Physics Letters A. 2019. V. 383. №. 26. P. 125841.
2. *Umirzakov B.E., Tashmukhamedova D.A., Muradkabilov D.M., Boltaev K.* // Technical Physics. 2013. V. 58. №. 6. P. 841-844.
3. *Umirzakov B.E., Tashmukhamedova D.A., Ruzibaeva M.K., Djurabekova F.G., Danaev S.B.* // 2014. V. 326. P. 322-325.
4. *Jiang W., Singhal A., Zheng J., Wang C., Chan W. C.* Optimizing the Synthesis of Red-to Near-IR-Emitting CdS-Capped $CdTe_x$ Se_{1-x} Alloyed Quantum Dots for Biomedical Imaging // Chemistry of Materials. 2006. V. 18. №. 20. P. 4845-4854.
5. *Lu H., Hu R., Bai H., Chen H., Lv F., Liu L., Wang Sh., Tian H.* Efficient conjugated polymer–methyl viologen electron transfer system for controlled photo-driven hydrogen evolution //ACS Applied Materials & Interfaces. 2017. V. 9. №. 12. P. 10355-10359.
6. *Li F., Son D.I., Ham J.H., Kim B.J., Jung J.H., Kim, T.W.* // Applied Physics Letters. 2007. V. 91. №. 16. P. 162109.
7. *Tinedert I.E., Pezzimenti F., Megherbi M.L., Saadoune A.* Design and simulation of a high efficiency CdS/CdTe solar cell // Optik. 2020. V. 208. P. 164112.

ВЛИЯНИЕ УЛЬТРАЗВУКА НА ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК *InP*

М.Шарибаев, М.Тагаев, А.Шамуратова

Каракалпакский государственный университет имени Бердаха, Узбекистан)

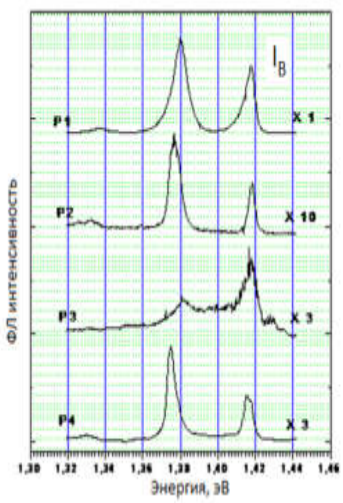
В ряду полупроводниковых соединений типа A^3B^5 широко использующихся в оптоэлектронике,*InP* и.его твердые растворы обладают специфическими механическими свойствами: пороговая плотность тока для рекомбинационно-стимулированного скольжения дислокации в монокристаллах *InP* на два порядка превышает его значение для GaAs [1]; гетеролазеры на основе твердых растворов *InGaAsP* также являются более „деградационно стабильными" по сравнению с изготовленными на основе *AlGaAs*. В последнее время в монокристаллах и эпитаксиальных слоях (ЭС) GaAs, было обнаружено и изучено [2] зарождение и миграция собственных точечных дефектов на макрорасстояния от области механического воздействия (эффект дальнодействия) при температуре Т ≈ 300 К. Выяснению возможности обнаружения и изучения эффекта дальнодействия в ЭС *InP* посвящена настоящая работа.

Изучалось влияние механического утонения подложки на спектры низкотемпературной фотолюминесценции (ФЛ) (4.2-80 К) ЭС *InP*, весьма чувствительные к изменению дефектной структуры. Структурное совершенство всей системы ЭС-подложка изучалось с помощью рентгено-дифракционных методов и металлографии. Со стороны ЭС проводились съемки рентгеновских топограмм с использованием двухкристального спектрометра в параллельной геометрии (*n ; -m*), в асимметричных (333) и симметричных (400) отражениях на CuK_α-излучении. Для качественной оценки дефектности приповерхностный области глубиной ~ 30 мкм, т.е. включающей ЭС и приповерхностную область пленка-подложка, измерялась интегральная отражательная способность ($R_i^Э$).

Использовался травитель HF ; HBr $^\beta$ *5* : 1. Далее производилась шлифовка подложки свободным абразивом "ι'^{1} М 10 от исходной толщины ^300 мкм до толщины ^100 мкм. На рис-1 показано спектры фотолюминесценции ЭС *InP* исходного образца (l) после шлифовки (2) и после ультразвуковой· обработки 0). Т^80 К.

Полоса I^B, по мнению авторов [4], связана с излучательной рекомбинацией свободных электронов с дырками, локализованными на нейтральном акцепторе, образованном, по-видимому, комплексами *Zn* (энергия активации акцептора [Zn_{In}]$^-$ в *InP* Δ_E =30-50 мэВ), а $I_Д$ -со структурными дефектами. При хранении образцов при комнатной температуре в течение времени *t*^ происходило частичное восстановление интенсивности. полосы *1∂* (рис. 1, вставка), полоса *Tд* не восстанавливалась. Уменьшение интенсивности краевой люминесценции после обработки можно связать с увеличением концентрации центров безыэлучательной рекомбинации (например, *Vu-a.*) и оттоком неравновесных носителей на безызлучательные каналы.

Расчет распределения деформационных полей *£ (Z)* (*í* - координата, перпендикулярная гетерогранице) в ЭС при утонении подложки от толщины 350 до 100 мкм с учетом упругопластического состояния всей системы пленка-подложка, выполненной аналогично показал увеличение статической упругой деформации в пленках не более, чем на 15%.



Несмотря на относительно малое изменение статической упругой деформации £ (Z) в пленках *InP* после шлифовки, ее дефектная структура существенно изменяется (эффект дальнодействия), что проявляется в трансформации спектров низкотемпературной ФЛ (см. рис. 1). Трудно объяснить дефектообраэование в пленках *InP* диффузией собственных точечных дефектов из мощного источника, каким является нарушенный механической обработкой слой, т.к. при этом надо воспользоваться коэффициентами диффузии, на несколько порядков превышающими известные значения с учетом, что обработка проводилась при комнатной температуре. Для объяснения дефектообразова- ния в пленках можно привлечь влияние знакопеременных упругих волн, возникающих в зоне действия абразива, проникающих на всю глубину структуры и в сочетании с изменением перераспределением статических деформационных полей, способствующих образованию френкелевских пар. С целью проверки последнего предположения образцы до и после шлифовки были подвергнуты ультразвуковой обработке (УЗО). Такая обработка не привела к дополнительному дефектообразованию в пленках, о чем свидететьствует частичное восстановление спектров ФЛ. Из этого следует, что данная УЗО (частота ~150 кГц) не эквивалентна шлифованию, т.е. что осциллирующие упругие волны, возникающие при шлифовке, имеют гораздо большую амплитуду и мощность <3'^>>10"-5.

Частичное восстановление интенсивности краевой полосы люминесценции при хранении, сопровождающееся уменьшением величины упругих деформаций, может быть связано с медленными диффузионными процессами оттока собственных точечных дефектов на стоки, например, на границу раздела.

Литература

1. Т.А., Хаврошин Д.Л. XII- Всес. конф. по физике полупроводников. 1990. WT. 1. С. 75-76.
2. К π а д ь к о В.П., К ρ ы ш т а б Т.Г., Семенова Г.Н., Х а з а н Л.С. // ФТП. 2021. Т. 26. В. 2. С. 368-372
3. К л а д ь к о В.П., К ρ ы ш т а б Т.Г., С е м ё н о в а Г.Н., Х а з а н Л.С. // ФТТ. 1991. Т. 33.
4. А.Е., Соловьев В.Н. //ФТТ. 2017;Т. 22. В. 9. С. 2575

ВЛИЯНИЕ РАЗУПОРЯДОЧЕНИЕ ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ НА СПЕКТР ВАЛЕНТНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ Si (111)

Д.А. Ташмухамедова, М.Б. Юсупжанова, С.Т. Абраева, А.У.Хужаниязова, Ш.А. Толипова, В.Х. Халмухамедова

Ташкентский государственный технический университет им. Ислама Каримова, Ташкент, Узбекистан

*e-mail: *ftmet@mail.ru*

В последние годы резко возрос интерес к получению и изучению свойств наноразмерных многослойных полупроводниковых гетероструктур. Эти структуры перспективны для создания СВЧ-транзисторов, диодов, оптических резонаторов, электронных и магнитных запоминающих устройств, а также омических контактов и барьерных слоев для наноразмерных структур [1, 2]. Низкоэнергетическая ионная бомбардировка является одним из перспективных методов создания наноразмерных структур на поверхности и в приповерхностной области материалов различной природы [3-5]. Установлено, что ширина запрещенной зоны E_g в нанокристаллических фазах силицидов металлов в зависимости от их объемов может изменяться в пределах 0,6 – 1 эВ.

В работах [6] методом компьютерного моделирования исследовано, проанализировано и получено новые данные о рассеянии низкоэнергетических ионов чистым монокристаллом InGaP (001) <110> multicomponent в условиях падающей ионной бомбардировки. Разработаны и созданы эффективные оригинальные алгоритмы и компьютерные коды вышеуказанных ионно-ударных процессов.

Нами ранее [7-8] экспериментально изучены влияния ионной бомбардировки на электронную структуру Si, CaF_2 и GaP. Установлено, что во всех случаях разупорядочения приповерхностных слоев и образования новых соединений приводит к резкому изменению структуры кривых энергетического распределения фотоэлектронов.

В данной работе изучено влияния разупорядочения приповерхностных слоев на плотность состояния валентных электронов кремния при бомбардировке ионами Ar^+.

Объектом исследования являлся монокристаллический Si(111) *p*-типа. Разупорядочение поверхности Si(111) осуществлялось бомбардировкой ионами Ar^+ с вариацией дозы ионов в пределах $5\cdot10^{13}$ – до $8\cdot10^{16}$ cm^{-2}. Бомбардировка Ar^+ проводилась перпендикулярно поверхности. Для изучение изменении плотности состояния валентных электронов Si(111) при ионной бомбардировке использовался метод ультрафиолетовой фотоэлектронной спектроскопии.

Перед ионной бомбардировкой поверхность Si(111) очищался длительным прогревом при T=1200 K и кратковременным прогревом до T=1500 K в сочетании травлением поверхности ионами Ar^+ с E_0=2 keV под углом 5-10° относительно поверхности. При этом общая концентрация примесных атомами C и O на поверхности кремния не превышала 0,5-1 ат.% и практически не влияло на структуру спектра фотоэлектронов. На рис. 1 приведена динамика изменения спектра фотоэлектронов Si при бомбардировке ионами Ar^+ с E_0=1 keV разными дозами D.

В основном будем рассматривать изменения положения и формы основного пика A кремния. Видно, что с ростом дозы облучения происходить уширении пика A, уменьшение

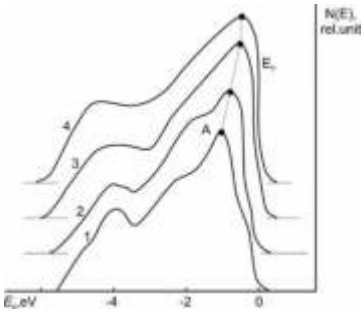


Рис. 1. КЭР фотоэлектронов для Si(111), бомбардированного ионами Ar^+ с E_0= 1 кэВ при D, cm^{-2}: 1-0, 2- $2\cdot10^{14}$, 3-10^{15}, 4-10^{16}.

его амплитуды и смешение положение в сторону больших энергии (верхнему краю валентной зоны E_v). При ионной бомбардировке состав поверхности Si практически не меняется, поэтому наблюдаемые изменения в основном объясняются разупорядочением приповерхностных слоев. При $D=6\cdot10^{15}$ cm^{-2} происходить полная аморфизация и дальнейшие увеличение D не приводит к заметному изменению спектра фотоэлектронов.

Таким образом в работе изучено влияние степени разупорядочения поверхностных слоев Si (111) при бомбардировке ионами Ar^+ с разными дозами на распределение плотности состояния валентных электронов. Теоретически описано влияние разупорядочения поверхности кристаллов на структуру спектра валентных электронов. Величина сдвига энергии составляет ~0,4 eV.

Список литературы

1. N.G. Galkin *et al* 2020 *Jpn. J. Appl. Phys.* **59** SFFA11. **Doi:** 10.35848/1347-4065/ab6b76
2. Р. Х. Гайнутдинов, М. А. Хамадеев, Е. В. Зайцева, М. Х. Салахов // Наносистемы: физика, химия, математика, 2012, том 3, выпуск 1, С. 56–63
3. Lo Savio R., Repetto L., Guida P., Angeli E., Firpo G., Volpe A., Ierardi V., Valbusa U. // Solid State Commun. 2016. V. 240. P. 41 – 45. https://doi.org/10.1016/j.ssc.2016.04.023
4. D.A. Tashmukhamedova, "Study of composition and electronic structure of $CoSi_2$/Si interface," Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, **70**(8), 1409 (2006). (in English)
5. В.В. Воробьев, А.М. Рогов, В.И. Нуждин, В.Ф. Валеев, А.Л. Степанов Журнал технической физики, 2020, том 90, вып. 7. С. 1202 – 1208. DOI: 10.21883/JTF.2020.07.49457.153-19
6. U.O. Kutliev, M.U. Otabaev, M.K. Karimov, F.K. Masharipov, I. Woiciechowski. Scattering of low-energy Ne^+ ions from the stepped surface of InGaP(001)<110> at the small angles of incidence. Physics and Chemistry of Solid State, 2023, 24(3), pp. 542–548. https://doi.org/10.15330/pcss.24.3.542-548
7. Umirzakov B.E., Pugacheva T.S., Tashatov A.K., Tashmuchamedova D.A. // NIM – B. 2000. V. 166-167. P. 572. Doi: 10.1016/S0168-583X(99)01151-9
8. Abduvayitov A.A., Boltaev Kh.Kh., Umirzakov B.E., Tashmukhamedova D.A., Abdurakhmanov G. Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. 2024. Vol. 88. Iss. 11. P. 1850 – 1854. **Doi:** 10.1134/S1062873824708353

ИЗУЧЕНИЕ СОСТАВА И СТРУКТУРУ ИОННО-ЛЕГИРОВАННЫХ СЛОЕВ Ge ПОСЛЕ ТЕМПЕРАТУРНОГО ОТЖИГА

З.А. Исаханов, Б.Е. Умирзаков, М.М. Махмудов

Институт ионно-плазменных и лазерных технологий АН РУз, 100125 Ташкент, Узбекистан, E-mail: za.isakhanov@gmail.com

В настоящее время хорошо изучены состав, структура, фотоэлектрические и оптические свойства наноразмерных систем и квантовых точек Ge и Si , полученных методами молекулярно-лучевой эпитаксии [1], термического осаждения [2] и ионной имплантации [3]. Имплантация ионами Ge^+ сопровождается аморфизацией поверхности слоя Si с образованием мелкозернистого композиционного слоя GeSi. Меняя процентное соотношение аморфной и кристаллической фазы в пленках (что задается режимами получения пленок), можно изменять ширину запрещенной зоны получаемых нанокомпозитных пленок Ge и контролировать. Однако до сих пор отсутствуют результаты экспериментальных исследований по влиянию низкоэнергетической имплантации ионов активных металлов на состав, плотности состояния валентных электронов и параметров зон Ge.

В данной работе изучены влияния температурного отжига на состав и структуру ионно-легированных слоев Ge. Перед ионной бомбардировкой поверхность Ge обезгаживали при T = 1000 K в течении 4 – 5 часов в сочетании с кратковременными прогревами до T = 1200 K при вакууме не хуже 10^{-7} Па. Имплантация проводилась ионами Na^+ с энергиями от 0,5 до 5 keV при дозе насыщения $D=D_{нас} = (6 – 8)\cdot10^{16}$ cm^{-2}. Основные исследования проводились при энергии E_0 = 0,5 кэВ. Отжиг, ионная бомбардировка и все измерения проводились в одной и той же экспериментальной установке при вакууме не хуже 10^{-6} Pa. Исследования проводились с использованием методов оже-электронной спектроскопии (ОЭС), фотоэлектронной спектроскопии (ФЭС) и метода ВИМС. Профили распределения атомов по глубине d определялись методом ОЭС в сочетании с послойным травлением поверхности ионами Ar^+ с E_0 = 2 keV под углом 5 – 10° относительно поверхности образца[4].

Масс-спектры вторичных ионов поверхности чистого Ge и Ge, легированного ионами Na^+ с E_0 = 1 кэВ, при дозе D = $8\cdot10^{16}$ $см^{-2}$ представлены на рис 1. Видно, что в спектре необлученного Ge кроме пиков матрицы, обнаруживаются малоинтенсивные пики O, C, P, K, Ca и Si. Отметим, что их общая концентрация не превышает 1 ат.%. После ионной имплантации большинство оже-пиков примесных атомов исчезают. В спектре ионно-легированного Ge обнаруживаются линии Na (23 эВ, 46), Ge (36, 73), NaO (39), Na_2O (62) и NaGe (96 эВ). Появление соединений типа NaO и Na_2O обусловлено внедрением кислорода в приповерхностный слой в процессе ионного легирования. После ионной бомбардировки только часть атомов Ge образуют химической связь с атомами Na. Масс-спектры дают информацию о составе поверхности с высокой разностью (~0,11 ат%).

Концентрация атомов примеси и матрицы, входящих в состав исследуемого образца, определялась методом ОЭС с использованием коэффициентов (факторов) элементной оже-чувствительности с матричными поправками по формуле

$$C_x = (I_x/S_x) / (\sum_{i=2}^{n} (I_i / S_i))$$

При этом концентрации атомов определены по высокоэнергетичным пикам исследуемых элементов, а низкоэнергетические пики связаны переходами электронов валентной зоны использовались для выяснения образование химических связей. Влияние температурного отжига на концентрационные профили распределения атомов легирующей примеси для Ge, легированного ионами Na^+ с E_0 = 1 кэВ и дозой D = $6 \cdot 10^{16}$ $см^{-2}$ представлены на рис. 2, а и б. Видно, что температурный прогрев при T = 600 К приводит к небольшому (~ 5 ат.%) возрастанию концентрации атомов Na на поверхности, что связано с некоторой диффузией «избыточных» атомов Na к поверхности. При увеличении температуры до T = 800 К концентрация Na вблизи поверхности заметно уменьшается, что в основном обусловлено усилением диффузии Na вглубь мишени. При этом образуются соединения типа $NaGe_2$ с толщиной ~ 30 – 35 Å. С дальнейшим увеличением температуры наряду с диффузией начинается интенсивная десорбция натрия из области внедрения. Последнее должно приводить к убыванию общей концентрации атомов Na, что подтверждается уменьшением площади под кривой $C_{Na}(d)$ (рис. 2, а). При T ≥ 1000 К зависимости $C_{Na}(d)$ приобретают вид спадающей кривой, т.е. с ростом глубины концентрация натрия монотонно убывает. Это обстоятельство играет определенную роль при получении многокомпонентных трехмерных структур с монотонно изменяющейся постоянной решетки.

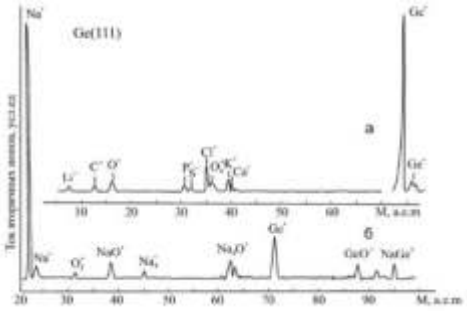


Рис. 1. Масс-спектры вторичных ионов чистого (а) и легированного ионами Na^+ с E_0 = 1кэВ при D = $8 \cdot 10^{16}$ $см^{-2}$ (б) германия.

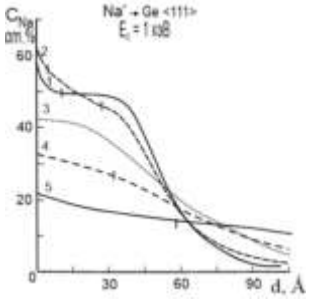


Рис. 2. Влияние отжига при различной температуре на распределение концентрации атомов натрия в германии, легированного ионами Na^+ с E_0 = 1 кэВ и D = $6 \cdot 10^{16}$ $см^{-2}$. а) Т, К: 1 – 300; 2 – 600; 3 – 900; 4 – 1100; 5 – 1300.

После высокодозной имплантации приповерхностные слои Ge обогащаются атомами Na и обладают «металлическими» свойствами. Кратковременный отжиг при температуре T≈800К приводил к улучшению стехиометрического состава и кристаллической структуры NaGe и $NaGe_2$.

Можно предполагать, что образуется соединение NaGe и имеет кубическую структуру с параметрами решетки ~5,6 Å (для Ge a=5,12 Å).

Наши дальнейшие исследования показали, что прогрев при $T \leq 700$ К образцов Ge, легированных ионами Na^+ с $E_0 \geq 3$ кэВ приводит к возрастанию концентрации натрия в приповерхностном слое и смещению положений максимума кривой $C_{Na}(d)$ в сторону меньших глубин.

Литература

1. Ray S.K., Das S., Singha R.K, Manna S., Dhar A., Nanoscale Research Letters, 6, 224 (2011). DOI: 10.1186/1556-276X-6-224
2. Камаев Г.Н., Володин В.А., Кривякин Г.К., Письма в ЖТФ, 47 (12), 13 (2021). DOI: 10.21883/PJTF.2021.12.51060.18728.
3. Степанов А.Л., Воробьев В.В., Нуждин В.И., Валеев В.Ф., Осин Ю.Н., Письма в ЖТФ, 44(8), 84(2018).DOI:10.21883/PJTF.2018.08.45971.16808
4. Ташмухамедова Д.А., Юсупжанова М.Б., Ташатов А.К., Умирзаков Б.Е., Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 9, 78 (2018). DOI: 10.1134/S0207352818090111.

SRIM MODELI YORDAMIDA ZnO VA Si QATLAMLARIDA IONLARNING ENERGIYA YO‘QOTISH TAQSIMOTINI TAHLIL QILISH

N.Y.Yunusaliyev, B.D.G‘ulomov, D.D.Dilshodbekov, A.Y.Isayev

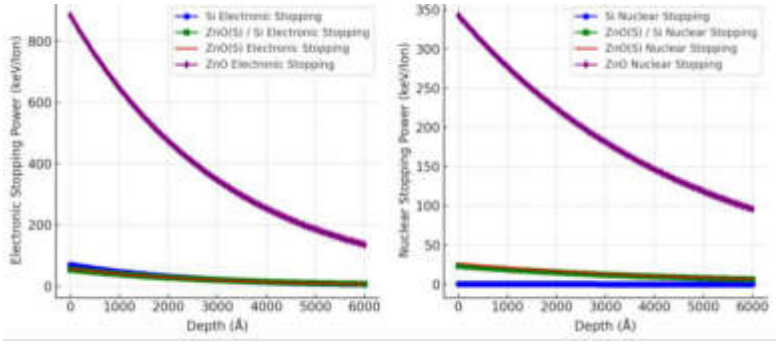
Z.M.Bobur nomidagi Andijon davlat universiteti, Andijon, O‘zbekiston

Ushbu tezisda SRIM dasturi yordamida simulyatsiya qilingan kobalt (Co) ionlarining kremniy (Si), rux oksidi (ZnO) va oltingugurt (S) bilan legirlangan rux oksid (ZnO:S) yupqa plyonkalari hamda ZnO:S/Si geterotuzilmalarida elektron va yadro to‘xtatuvchi quvvatlarini o‘rganish natijalarini taqdim etadi. Tadqiqotda har bir material uchun kobalt ionlarining chuqurlik bo‘yicha energiya yo‘qotish xususiyatlari tahlil qilinib, tuzilmaviy nuqsonlar yuzaga kelish ehtimoli va ionlarning kirib borish chuqurligi baholandi. Olingan natijalar ZnO materiali Co ionlari uchun eng yuqori elektron va yadro to‘xtatuvchi quvvatga ega ekanligini, legirlanish orqali bu quvvatning kamayishini va Si taglikli tuzilmalarda ionlarning nisbatan chuqurroq kirishini ko‘rsatadi[1].

1-rasmda kobalt (Co) ionlarining ZnO, 3 at.% oltingugurt (S) bilan legirlangan ZnO (ZnO:S) hamda ZnO:S/Si geterotuzilmalarida elektron va yadro to‘xtatuvchi quvvatlarining chuqurlik bo‘yicha taqsimoti ko‘rsatilgan. Simulyatsiya natijalariga ko‘ra, ZnO qatlamlarida Co ionlari tomonidan eng yuqori to‘xtatuvchi quvvat (ya’ni energiya yutilishi) qayd etilgan bo‘lib, bu ularning nisbatan yuqori ion zichligi va panjara zichligi bilan bog‘liq. ZnO:S tuzilmasi esa S atomlari kiritilishi natijasida panjara parametrlari va zichlikda yuzaga kelgan o‘zgarishlar sababli, to‘xtatuvchi quvvat qiymatining pasayishini ko‘rsatadi. ZnO:S/Si gibrid tuzilmasida esa to‘xtatuvchi quvvat ikki bosqichda kuzatiladi [2]: ZnO:S yuzasida yuqori bo‘lgan qiymatlar, Si taglikga yaqinlashganda keskin kamayadi. Bu esa tuzilmaning ichki chegarasida ionlarning kinetik energiyasi kamaygan holda chuqurroq kirib borishini ko‘rsatadi. Mazkur o‘zgarishlar ZnO:S qatlamida yuzaga keladigan nuqsonlar va energiya taqsimotining chuqurlik bo‘yicha noaniqligini ifodalaydi. SRIM natijalariga ko‘ra, ZnO:S tuzilmalarida hosil bo‘ladigan nuqsonlar zichligi va

ion kirib borish chuqurligi Nelson–Reilly usuliga o‘xshash tarzda ekstrapolyatsiya (urinma o‘tkazilib) qilinib baholanishi mumkin. Bu yondashuvlar materiallardagi energiya yutilishning qatlamlararo farqlarini aniqlashda muhim hisoblanadi [3].

1.25 MeV energiyaga ega kobalt (Co) ionlarining ZnO, S bilan legirlangan ZnO (ZnO:S), monokristall kremniy (Si) va ZnO:S/Si geterotuzilmalarida SRIM dasturi yordamida hisoblangan elektron (1a) va yadro (1b) to‘xtatuvchi quvvat (stopping power) qiymatlari keltirilgan. 1-*a* rasmda elektron to‘xtatuvchi quvvat ion energiyasining oshishi bilan kuchayib, Bethe formulasi bilan tavsiflanadigan eksponent o‘sish xatti-harakatini namoyon etadi va yuqori energiyalar sohasida yassi (asintotik) holatga yaqinlashadi. ZnO va ZnO:S qatlamlari uchun elektron to‘xtatuvchi quvvat egri chiziqlari deyarli bir-biriga yaqin, biroq ZnO:S har doim biroz pastroq qiymatlar bilan tavsiflandi. Bu holat S legirlovchi atomi (Z = 16) kislorodga (Z = 8) nisbatan og‘irroq bo‘lsa-da, ZnO:S tuzilmasidagi umumiy elektron zichligining pasayishi va plyonka zichligining nisbatan kamayishi bilan izohlanadi. Shuningdek, kislorod o‘rniga kiritilgan oz miqdordagi S (3 at.%) butun tuzilma bo‘ylab elektron to‘xtatuvchi quvvatga faqat cheklangan ta’sir ko‘rsatdi. Si materiali esa ancha yengil bo‘lib, Zn va O atomlariga nisbatan past atom raqamiga (Z = 14) ega. Shu sababli, Si tuzilmasida Co ionlarining elektron to‘xtatuvchi quvvati butun energiya diapazonida pastroq qiymatlar bilan ifodalanadi [4].



1-rasm. Kobalt (Co) ionining energiyasi (MeV) va Si, ZnO, ZnO:S hamda ZnO:S/Si materiallari uchun to‘xtatuvchi quvvat qiymatlari (MeV/g/sm²). (a) Elektron to‘xtatuvchi quvvat (b) Yadro to‘xtatuvchi quvvat

ZnO:S/Si geterotuzilmasida esa egri chiziq ikki sohadan iborat bo‘ldi. Dastlabki boshlang‘ich energiya yutilish profili ZnO:S qatlamiga xos bo‘lib, chuqurlik oshgani sayin ionlar Si taglikga o‘tgach, egri chiziq Si ga xos pasaygan qiymatlar bilan davom etdi. 1-b rasmda tasvirlangan yadro to‘xtatuvchi quvvat past energiyali sohalarda ancha sezilarli bo‘lib, bu xatti-harakat yadro to‘qnashuvlarining aynan sekin harakatlanuvchi ionlar bilan bog‘liq bo‘lganligini ko‘rsatdi. 1.25 MeV energiyali Co ionlari uchun esa elektron to‘xtatuvchi quvvat dominant komponent bo‘lib qoldi, yadro to‘xtatuvchi quvvat qiymati esa nisbatan kichik va pasayuvchi xususiyatga ega. ZnO va ZnO:S materiallari yadro to‘xtatuvchi quvvat bo‘yicha deyarli bir xil xatti-harakatni ko‘rsatdi, bu esa legirlanish darajasining pastligi (faqat 3 at.% S) sababli yadro bilan o‘zaro ta’sir kuchlarida katta farq yo‘qligini bildiradi. Si materialining atom massasi past bo‘lganligi sababli, Co ionlari Si ga kirganda yadro to‘xtatuvchi quvvat yanada pasaydi, bu esa grafikda aniq ko‘zga tashlanadi. ZnO:S/Si tuzilmasida esa ionlarning chuqurlikka kirib borish jarayonida dastlab ZnO:S ga xos energiya yutilishi kuzatilib, keyinchalik Si taglikga o‘tilgach, yadro to‘xtatuvchi quvvat qiymatlari ham Si ga xos tarzda keskin pasaydi. Umuman olganda, SRIM simulyatsiyasi orqali olingan natijalar shuni ko‘rsatadiki, 3 at.% S legirlanish ZnO ning umumiy to‘xtatuvchi quvvatiga sezilarli darajada ta’sir ko‘rsatmaydi, biroq ZnO:S/Si tuzilmasida

qatlamlararo o‘tish zonasi va material chegaralari ionlarning energiya yutish dinamikasiga muhim ta’sir ko‘rsatdi. Bunday murakkab tuzilmalar, ayniqsa, ion kiritilishi orqali nuqson muhandisligi va optoelektronika qurilmalarini modellashtirishda alohida ahamiyatga ega[5].

SRIM 2013 dasturi yordamida kobalt (Co) ionlarining ZnO, 3 at.% oltingugurt bilan legirlangan ZnO (ZnO:S) hamda ZnO:S/Si geterotuzilmalaridagi o‘zaro ta’siri modellashtirildi. Simulyatsiya natijalariga ko‘ra, ZnO va ZnO:S qatlamlarida Co ionlari uchun elektron va yadro to‘xtatuvchi quvvatlarning chuqurlik bo‘yicha taqsimoti baholandi. Olingan taqsimotlar ZnO materialida yuqori to‘xtatuvchi quvvat qayd etilganini, ZnO:S tuzilmasida esa legirlanish tufayli bu quvvat biroz pasayganini ko‘rsatdi. ZnO:S/Si geterotuzilmasida esa to‘xtatuvchi quvvat ikki bosqichda namoyon bo‘lib, ZnO:S qatlamida yuqori qiymatlar, Si taglikga o‘tilganda esa keskin pasayish kuzatildi. Kobalt ionlari 1.25 MeV energiyada yuborilgan holatda ZnO:S qatlamida energiyaning asosiy qismi elektron to‘xtatuvchi quvvat orqali yutilgan bo‘lib, bu jarayon chuqurlik bo‘yicha silliq pasayuvchi taqsimotga ega. Yadro to‘xtatuvchi quvvat esa ayniqsa past energiyali chuqurlik zonalarida nisbatan kuchli ifodalangan. Si taglikga o‘tilganda esa umumiy to‘xtatuvchi quvvatning keskin kamayishi natijasida ionlarning chuqurroq qatlamlarga erkin kirib borishi mumkinligi kuzatildi. Bu xulosa tuzilma chegarasidagi energiya yutilish sohalari farqini va bo‘linish chegarali zonasida ionlarning kinetik energiyasini asosan saqlab qolishini tasdiqlaydi. Modellashtirish natijalari shuni ko‘rsatdiki, ZnO:S/Si tuzilmalari ichki qatlamlararo o‘tish zonalarida ionlarning to‘xtatuvchi quvvatidagi tafovutlar asosida nuqsonlar paydo bo‘lishi, energiya taqsimoti va ionlar ta’sir doirasining qatlamlar xossasiga bevosita bog‘liqligini ifodalaydi. Ushbu tahlil SRIM orqali olingan energiya yutilish modellari yordamida ko‘p qatlamli tuzilmalarda ion harakati va nuqson holatini tahminiy baholashda muhim metodologik asos yaratadi.

Adabiyotlar

1. J.F. Ziegler, M.D. Ziegler, J.P. Biersack, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 268, 1818–1823 (2010).
2. V. N. Popok, S. Vučković, J. Samela, T. T. Järvi, K. Nordlund, E. E. B. Campbell, Physical Review B, 80, 205419 (2009).
3. M. Nastasi, J. W. Mayer, J. K. Hirvonen, Ion-Solid Interactions: Fundamentals and Applications, Cambridge University Press (1996). https://doi.org/10.1017/CBO9780511565007\
4. A. Singh, B.K. Gupta, R. Kumar, Applied Surface Science, 456, 123–130 (2018).
5. S. Kumar, A.K. Srivastava, P.K. Kulriya, Vacuum, 171, 109000 (2020).

ВЛИЯНИЕ МИКРОДЕФЕКТОВ НА ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК ZnSe/GaAs

М.Б. Шарибаев, М.Б. Тагаев, А. Шамуратова

Каракалпакский государственный университет имени Бердаха (г.Нукус., Узбекистан)

Известно, что при выращивании эпитаксиальных слоев (ЭС) полупроводников A_2B_6 на подложках GaAs вблизи границы раздела образуется переходной слой с высокой плотностью дислокаций и других протяженных дефектов. По этой причине мы исследовали

распределение структурных дефектов (типичных и протяжённых) по глубине специально нелегированных ZnSe, ZnTe, и CdTe ЭС разной толщины, выращенных МПЭ на GaAs подложках, методами низкотемпературной (T=4.2-77 K) ФЛ и дифракцией рентгеновских лучей.

Низкотемпературные спектры ФЛ слоев A^2B^6 разделяются на три спектральные области [3]: 1) область экситонных переходов, 2) область рекомбинации донорно-акцепторных пар, 3) ФЛ переходы, связанные с глубокими уровнями. На рис.1 приведены типичные спектры ФЛ при 4.2 K для трех ЭС ZnSe/GaAs с различными толщинами, которые были выращены в одинаковых условиях. Спектры ФЛ образцов толщиной >1 мкм (кривые b, c) в краевой области состоят из узких линий с максимумами $h\nu_1$=2.802 эВ (442 нм), $h\nu_2$=2.796 eB(443.5 нм), $h\nu_3$=2.772 эВ (446.8 нм), и $h\nu_4$=2.602 эВ (476.5). Согласно литературным данным [4] первые две полосы соответствуют излучательной рекомбинации свободного экситона I_{FX} и экситона, связанного на нейтральном доноре $I_2(D^0,X)$, соответственно.

Экситонная природа этих переходов подтверждается соответствующими особенностями в спектрах отражения (см.4.6 и 4.13). Последние две полосы I_V^0 (446, нм) и Y_0(476.5) связывают с экситонными переходами на структурных дефектах, а именно прорастающих дислокациях и дислокациях несоответствия [5]. С высокоэнергетической стороны полосы I_V^0 в исследуемых образцах часто наблюдается плечо максимумом при 446 нм I_x. Положение этого пика близко к положению двухэлектронного сателита (EL) перехода (D^0 ,X) [110], или к экситону, связанному на нейтральном акцепторе (связанного с As или его комплексами) .

Последние вызваны несогласованием в постоянных решетках ЭС и GaAs подложки, а также разницей в коэффициентах термического расширения между ZnSe и GaAs, которая возникает при охлаждении ЭС от температуры роста.

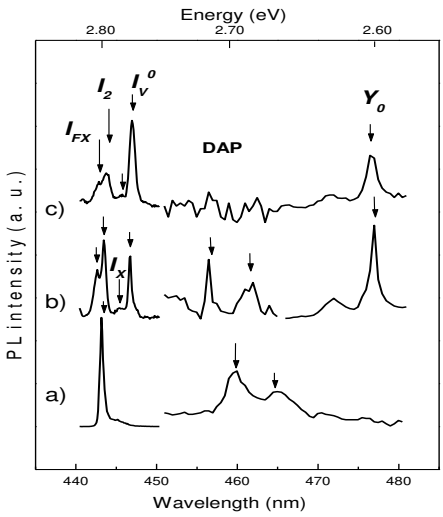


Рис.1 Типичные спектры ФЛ нелегированных образцов ЭС ZnSe/GaAs разной толщиной: 0.5 мкм (кривая а), 1.3 мкм (кривая б), 2 мкм (кривая в).

Положение lh пика чувствительно к напряжениям и поэтому оно смещается в низкоэнергетический бок спектра с увеличением толщины образцов, так как с ростом толщины растет напряжение растяжения. Высокое значение отношения интенсивности линий экситона, связанного на нейтральном доноре, к пикам свободного экситона $\zeta=I_2(D^0,X)/IFX=1$ подтвёрждает высокую оптичискую доскональность исследуемых образцов [5]. Спектры ФЛ более тонких образцов (рис.1 кривая а) существенно отличаются от выше приведенных спектров. В экситонной области спектра наблюдается лишь полоса

443.5 нм, полуширина которой изменяется от W=1,25 нм (для образца №34) до W=1.07 нм (для образца №1). Этот экспериментальный результат подтвержден также измерениями Холл-эффекта, где получена высокая плотность для электронов $n=8*10^{17}$ $см^{-3}$-$1,3*10^{18}$ $см^{-3}$, соответствующая случаю вырождения. Как, правило, пик $I_2(D^0,X)$, который наблюдается в чистых образцах, связывают с Ga_{Zn}, хотя возможны интерпретации и другими элементами Cl_{Se} и In_{Zn}. Загрязнение атомами галлия эпитаксиальной пленки ZnSe, вероятно, происходит с GaAs подложки. Это объясняется уменьшением отношения интенсивности I_2/I_{FX} с ростом толщины пленки (I_2 полоса связана с атомами Ga) . Тогда возможным кандидатом в доноры III группы, которые отвечают, за полосу ФЛ 620 нм в тонких образцах, является также Ga_{Zn}.

Литература

1. E. Korsunskaya, V.P. Klad`ko, B. Embergenov, L.V. Borkovskaya, M.P. Semtsiv, and M. Sharibaev, “Molecular-beam epitaxial growth of CdZnTe/ZnTe QW structures and superlattices on GaAs (100) substrates for optoelectronics”, *SPIE Proceeding,* 2001, v.**3890**, P.537-541.
2. V.I. Kozlovski, A.B. Krysa, Yu.G. Sadofyev, and A.G. Turyansky, “ZnTe epilayers and CdZnTe/ZnTe QWs grown by MBE on GaAs (100) substrates with use of solid-phase crystallization on seeded amorphous ZnTe layers*”.*//Sol. Fiz. Techn. Poluprov. 2001, v.**33** (7), P.810-814.
3. E.F. Venger, Yu.G. Sadof’ev, G.N. Semenova, N.E. Korsunskaya, V.P. Klad’ko, L.V. Shechovtsov, M.P. Semtsiv, L.V. Borkobskaya, and S.Yu. Sapko, “Lateral and depth inhomogeneities in Zn-based heterostructures in grown on GaAs by MBE” *Thin Solid Films,* 2000, v. **367**(1,2), P.184-188.
4. Козловский В. И., Крыса А. В., Садофьев Ю. Г. и др. ZnTe epilayers and ZnCdTe/ZnTe QW structures grown by MBE on GaAs (100) substrates using solid phase crystallization of amorphous ZnTe buffer layer.//ФТП. 1999, т.33, В7, С.810.
5. Багаев В. С., Зайцев В. В., Калинин В. В. и др. Экситонная люминесценция и резонансное КР субмонослоев CdTe в пленках ZnTe, полученных методом МВЭ.//Письма в ЖЭТФ. 2018, т.**58**, В.2, С.82.

InAsP NANOIP ICHIDAGI InAs NANONUQTANING O‘LCHAMIGA BOG’LIQ ENERGIYA SATHLARINING O’ZGARISHI

A. Davlatov[1], D. O’rinboyev[2]

[1]Namangan davlat universiteti, 2Namangan davlat texnika universiteti.

E-mail: dostonbek0408@gmail.com

So‘nggi yillarda kvant o‘ralar, kvant iplar va kvant nuqtalarning fizik xossalarini o‘rganish nanofizikaning dolzarb yo‘nalishlaridan biriga aylandi. Xususan, kvant iplar (quantum wires) – bu zarrachalar faqat bitta yo‘nalishda erkin harakatlana oladigan, boshqa ikki yo‘nalishda esa kvant chegaralanish mavjud bo‘lgan tuzilmalardir. Kvant nuqtalar (quantum dots) esa uchala yo‘nalishda ham chegaralangan, nol o‘lchamli (0D) zarrachalarni ifodalaydi va ularning xossalari ko‘plab hollarda atomlarga o‘xshash bo‘ladi [1-2].

Nanotuzilmalar, ayniqsa, InAs/InP/InAsP kabi geterotuzilmalar, kvant chegaralanish natijasida diskret energiya sathlariga ega bo‘ladi. Bu ularning optoelektron qurilmalarda – masalan, lazer diodlari, infraqizil detektorlar va quyosh elementlarida - qo‘llanish imkoniyatlarini kengaytiradi. Ushbu tadqiqotda $InP/InAs_{0.25}P_{0.75}/InP$ nanoip ichida joylashgan InAs nanonuqtaning o‘lchami energiya sathlariga qanday ta’sir qilishini tahlil qilamiz. Buning uchun

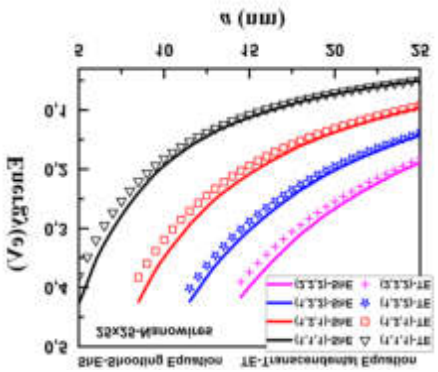
Shredinger tenglamasining analitik yechimlari va cheklangan farqlar (finite difference) usuli qo‘llanildi. Hisob-kitoblarda dispersiya nonparabolikligi va effektiv massaning energiyaga bog‘liqligi ham inobatga olindi.

Tadqiqotda energiya darajalari analitik usul va raqamli (finite difference) metod orqali hisoblangan. Shuningdek, dispersiyaning noparabolikligi va effektiv massaning energiyaga bog‘liqligi ham hisobga olingan.

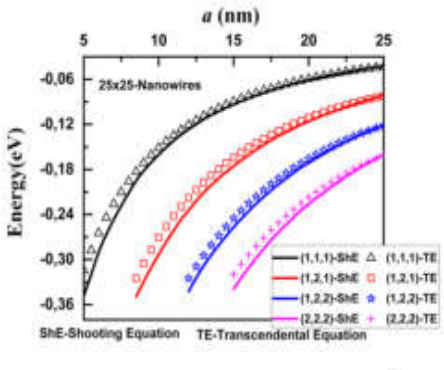
1-rasmda elektronlarning, 2-rasmda esa yengil kovak (teshik)larning energiya darajalari nanonuqta o‘lchamiga bog‘liq ravishda qanday o‘zgarishi tasvirlangan. Grafiklardan ko‘rinib turibdiki, nanonuqtaning o‘lchami ortgani sayin kvant chegaralanish effekti susayadi va natijada elektron va teshiklarning energiya sathlari pasayadi. Bu hodisa kvant mexanikasida zarracha fazodagi harakat erkinligining cheklanishiga bog‘liq bo‘lib, o‘lcham kichik bo‘lganda energiya yuqori bo‘ladi, katta o‘lchamlarda esa bu sathlar pastga siljiydi.

Masalan, elektronning asosiy (1,1,1) holati uchun energiyasi 5 nm o‘lchamda taxminan 0.24 eV bo‘lsa, 25 nm da u 0.15–0.18 eV oralig‘ida bo‘ladi. Teshiklar (yengil kovaklar) holatida esa energiya sathlari manfiy qiymatga ega bo‘lib, ularning modul qiymati o‘lcham ortganda kamayadi. Bu natijalar nanonuqta o‘lchamlarini moslashtirish orqali optik o‘tishlar chastotasini va yutilish spektrini nazorat qilish imkonini beradi.

Ushbu energiya darajalarining aniqlanishi nanostrukturalar asosida qurilayotgan optoelektron qurilmalar uchun muhim ahamiyatga ega bo‘lib, kvant lazerlar, bir foton manbalari va yuqori sezuvchanlikka ega infraqizil detektorlarni loyihalashda qo‘llanilishi mumkin.



1-rasm. InP/InAs$_{0.25}$P$_{0.75}$/InP geterotuzilmasining 25×25 o‘lchamli InAs$_{0.25}$P$_{0.75}$ nanoip ichidagi kubik shakldagi InAs kvant nuqtaning o‘lchamiga bog‘liq holda elektronlarning energiya satxlari o‘zgarishi.



2-rasm. InP/InAs$_{0.25}$P$_{0.75}$/InP geterotuzilmasining 25×25 o‘lchamli InAs$_{0.25}$P$_{0.75}$ nanosimi ichidagi kubik shakldagi InAs kvant nuqtaning o‘lchamiga bog‘liq holda yengil kovaklarning energiya satxlari o‘zgarishi.

Ushbu ishda InAs nanonuqtaning InP/InAs$_{0.25}$P$_{0.75}$/InP nanoip ichida joylashgan holatda o‘lchamiga bog‘liq ravishda elektron va yengil teshiklarning energiya sathlari qanday o‘zgarishi nazariy jihatdan o‘rganildi. Shredinger tenglamasi analitik va raqamli (cheklangan farqlar) usullari orqali yechildi, dispersiya nonparabolikligi va energiyaga bog‘liq effektiv massa inobatga olindi.

Hisoblash natijalari shuni ko‘rsatdiki, nanonuqta o‘lchami ortishi bilan energiya darajalari pasayadi, bu esa kvant chegaralanish kuchining kamayishiga bog‘liq. Ushbu natijalar nanostruktura asosidagi optoelektron qurilmalarni optimallashtirishda katta ahamiyatga ega bo‘lib, ayniqsa, lazer diodlari, infraqizil detektorlar va bitta foton manbalarining spektral xususiyatlarini boshqarish imkonini beradi.

Shunday qilib, nanonuqta geometriyasini nazorat qilish orqali yarimo‘tkazgichli qurilmalarning funksional parametrlarini moslashtirish mumkin. Bu esa zamonaviy nanoelektronika va fotonika uchun istiqbolli yo‘nalish hisoblanadi.

Adabiyotlar

1. D. Sumanth Kumar, B. Jai Kumar, H.M. Mahesh, Quantum nanostructures (QDS): An overview. In Synthesis of Inorganic Nanomaterials. (Elsevier, 2018), pp. 59–88. https://doi.org/10. 1016/B978-0-08-101975-7.00003-8
2. S.V.P. Vattikuti, C. Byon, C.V. Reddy, J. Shim, B. Venkatesh, Co-precipitation synthesis and characterization of faceted MoS2 nanorods with controllable morphologies. Appl. Phys. A **119**(3), 813–823 (2015). https://doi.org/10.1007/s00339-015-9163-7

IKKI O’LCHAMLI ELEKTRON GAZINING TURLI HARORATLARDAGI KIMYOVIY POTENSIALI

B.T. Abdulazizov[1], M.S. Tohirjonov[1], O.M. Yunusov[2], A.A.Saydaliyev[3]

[1]Namangan davlat universiteti, Namangan, 160119, O’zbekiston.

[2]O’zbekiston Fanlar Akademiyasi S.A. Azimov nomidagi Fizika-texnika instituti, Toshkent, 100084, O’zbekiston.

[3]Namangan davlat texnika universiteti, Namangan, 160100, O’zbekiston.

Agar ikki o’lchamli elektron gazining temperaturasi T, Landau sathlarining kengligi Γ, umumiy kontsentratsiyasi n_S va magnit maydon qiymati B ma’lum bo’lsa, kimyoviy potentsialni shu fizik parametrlarning funktsiyasi sifatida qarab $\mu(T,B,\Gamma)$ ni quyidagi ifoda yordamida toppish mumkin[1-2]:

$$n_S = D\hbar\omega\sum_n\int_0^\infty \frac{1}{\sqrt{2\pi}\Gamma}\exp\left[-\frac{(\varepsilon-\varepsilon_n)^2}{2\Gamma^2}\right]f(\varepsilon,\mu,T)d\varepsilon \quad (1)$$

$$f(\varepsilon,\mu,T)=\frac{1}{e^{\frac{\varepsilon-\mu}{k_BT}}+1} \quad (2)$$

$$\varepsilon_n=\left(n+\frac{1}{2}\right)\hbar\omega\,,\quad \hbar\omega=\hbar\frac{eB}{m^*}=\frac{1.16\times10^{-4}}{m^*/m_0}B\left[\frac{eV}{T}\right] \quad (3)$$

$$D\hbar\omega=\frac{eB}{\pi\hbar},\qquad D=\frac{m^*}{\pi\hbar^2}=\frac{m^*}{m_0}\frac{413\cdot10^{12}}{\text{eV}\cdot\text{cm}^2} \quad (4)$$

Bu yerda $f(\varepsilon,\mu,T)$ Fermi-Dirak taqsimoti, k_B - Bolsman doimiysi, ε_n - Landau sathi energiyasi, $\hbar\omega$ - siklatron energiya, m^* - elektronning effektiv massasi, D -magnit maydon yo’qligida $B=0$ minizonaning energiya holatlar zichligi.

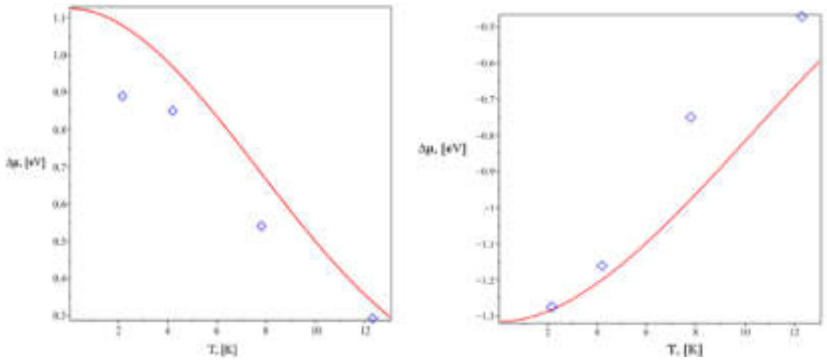
Xulosa. Ikki o’lchamli elektron gaz kimyoviy potensial o’zgarishi adabiyotlarda o’rganilgan. Yuqoridagi rasmdan ko’rish munminki, nazariy olingan natijalar eksperiment qiymatlariga yaqin keldi. O’zgarmas magnit maydonidagi kimyoviy potensial magnit maydon yo’qligidagi qiymatga nisbatan farqi eksperimentdagi qiymati bilan ossilyatsiyaning musbat

qismlarida yuqori haroratlarda, manfiy qismida esa past haroratlarda mos kelishini ko'rish mumkin.

1-Jadval. O'zgarmas magnit maydonida turli haroratda kimyoviy potensial o'zgarishi

B, [T]	3.93	3.71	4.13	4,83	4.6	5.11
T, [K]	Δμ, [eV]					
2,17	0.89	0.59	0.642	-1.27	-1.17	-0.895
4,2	0.85	0.58	0.642	-1.16	-1.036	-0.894
7,8	0.54	0.346	0.443	-0.75	-0.61	-0.64

$$\Delta\mu = \mu(B) - \mu(0)$$



1-rasm. Kimyoviy potensial o'zgarishining haroratga bog'lanishi.

Foydalanilgan adabiyotlar

1. E. Gornik, R. Lassnig, G. Strasser, H. L. Stormer, A. C. Gossard, and W. Wiegmann, "Specific heat of two-dimensional electrons in GaAs-GaAlAs multilayers," Physical Review Letters, vol. 54, no. 16, pp. 1820–1823, 1985.
2. J. P. Eisenstein, H. L. Stormer, V. Narayanamurti, A. Y. Cho, A.C. Gossard, and C. W. Tu, "Density of states and de Haas-van Alphen effect in two-dimensional electron systems," Physical Review Letters, vol. 55, no. 8, pp. 875–878, 1985.

InP/InAs$_{1-x}$P$_x$/InP KVANT O'RA GETEROTUZILMALARINING CHIZIQLI VA NOCHIZIQLI OPTIK XUSUSIYATLARIGA BOSIM VA HARORATNING TA'SIRI

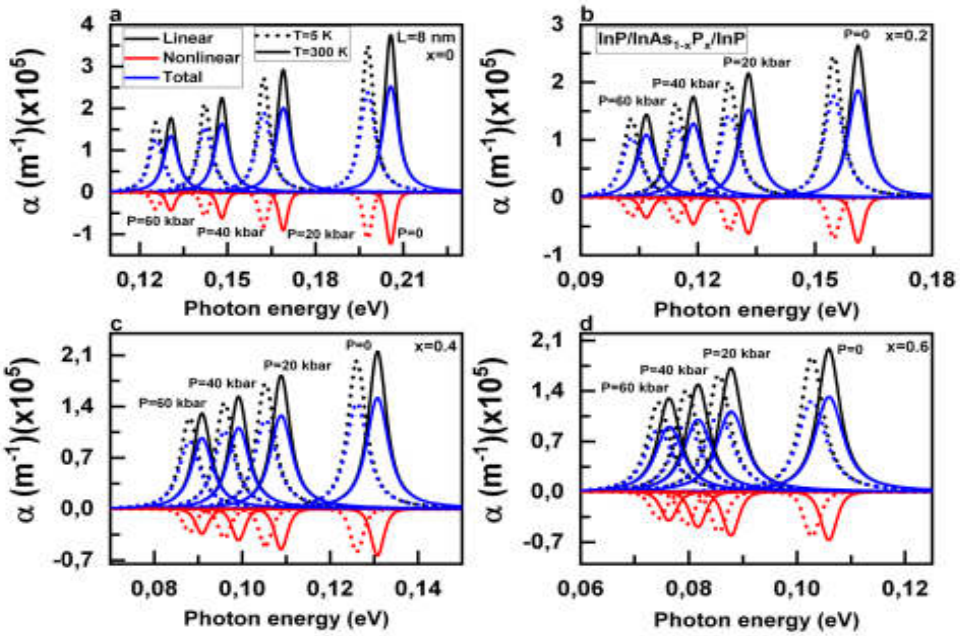
A.A.Abdukarimov
Namangan davlat universiteti
E-mail: azamjonabdukarimov578@gmail.com

Yuqori sirtiy hajm nisbatiga ega bo'lgan kvantlangan tuzilmalar elektronika, optoelektronika, fotonika, spintronika, energiyaning aylanishi kabi turli sohalarda hajmiy tuzilmalarga nisbatan ustunroqdir. Ular detektorlar, kondensatorlar va sensorlar bo'lishi mumkin. Ushbu nanotuzilmalarda ularning xossalarini sozlash ko'plab parametrlarni optimallashtirish orqali amalga oshiriladi; masalan, energiya holatlarini siljitish ularning chiziqli va nochiziqli

ta'sirini o'zgartirishi mumkin. InAsP/InP kvant qudug'i (QW) tizimini boshqaruvchi parametrlarni optimallashtirish ushbu tizimning eng yuqori samaradorlikka erishishi uchun nihoyatda muhimdir. Tizimni optimallashtirish orqali, masalan issiqlik va kimyoviy barqarorlik, va optoelektronik xususiyatlarini olish uchun jarayonni boshqarishda bir necha parametrlarni kombinatsiyasi haqida muammolar vujudga keladi. [1] *InP/InAs$_{1-x}$P$_x$/InP* kvant quduqlaridagi energiya sathlari va to'lqin funksiyalarini hisoblash, InP va InAs$_{1-x}$P$_x$ qatlamlari tomonidan hosi qilingan potensial profil ichida chegaralangan zaryad tashuvchilari (elektron va kovaklar) uchun Shredinger tenglamasini yechishni talab qiladi. Bu hisoblashlar kvant effektlarini chuqur tahlil qilish va tizimning optoelektron xossalarini to'g'ri baholash uchun zarurdir.

$$-\frac{\hbar^2}{2}\frac{\partial}{\partial z}\frac{1}{m^*(z)}\frac{\partial}{\partial z}\psi(z)+V(z)\psi(z)=E\psi(z) \qquad (1)$$

Ushbu ish QW energiya sathlari va impuls matrissasi elementini hisoblashdan boshlab, InAsP/InP kvant qudug'idagi chiziqli va nochiziqli yutilish shuningdek sinish koeffitsientidagi o'zgarishlarni aniqlash va tahlil qilishni davom ettiradi. Tadqiqot turli o'lchamdagi kvant o'ralari uchun energiya sathlarini hisoblashdan boshlanadi hamda ularni turli xil molyar ulushi, kvant o'ra o'lchamlari, bosim va harorat sharoitida o'rganadi. O'rganishlar shuni ko'rsatadiki, kvant qudug'i sathlari orasidagi energiya farqini o'zgartirishda bosimning ta'siri haroratnikiga nisbatan sezilarli darajada kuchliroq bo'lib, bosim ortgani sari ushbu energiya farqi kamayib boradi. Natijalar shuni ko'rsatadiki, bunday tadqiqotning muhimligi shundaki optik xususiyatlar bitta parametrli ta'sirga ega emas, balki natijlarni ishlab chiqish uchun bir necha ta'sirlarni hisobga olish kerak.



1-rasm. InP/InAs$_{1-x}$P$_x$/InP kvant o'rasi uchun yutilish koeffitsientining foton energiyasiga bog'liqligi

1-rasmda ikki xil harorat va bosimning turli qiymatlarida foton energiyasiga nisbatan chiziqli, nochiziqli va umumiy yutilish koeffitsientlari tasvirlangan. Rasmdan ko'rinadiki, bosim yutilishni kamaytiradi, harorat esa uni oshiradi. Fosforning molar ulushi oshgani sayin yutilish

koeffitsienti kamayadi, biroq molar ulush yuqori qiymatlarga yetganda, yutilish deyarli barqarorlashadi va o'zgarmas daraja saqlanadi. Tadqiqot natijalar ilmiy adabiyotlarda berilgan natijalar bilan mos tushadi. Bosim ta'sirida yutilish koeffitsientining kamayishi-kvant o'ra parametrlaridagi o'zgarishlar, xususan taqiqlovchi potensialning kengligi va balandligi, shuningdek samarali massaning bosim ostidagi o'zgarishi bilan bog'liq bo'lib, bu ilmiy adabiyotlarda ham keng e'tirof etilgan xulosadir/

Foydalanilgan adabiyotlar ro'yhati:

1. A.B.Davlatov, A.H.Hameed, K,Feddi, P.J.Baymatov, B.T.Abdulazizov, A.A.Abdukarimov, A.G.Al-Shtravi, A.H.Al-Khursan, L.M.Perez, D.Laroze, E.Feddi. Strain, pressure and temperature effects on linear and nonlinear optical properties of InP/$InAs_{1-x}P_x$/InP quantum well heterostructures. Applied Physics A (2025), 131:1, 1-15-p.
2. A. Davlatov, G. Gulyamov, A. Nabiyev, E. Feddi, K. Feddi, A. Abdukarimov, A. Botirjonov, Unraveling the effects of nonparabolicity on electron energy levels in InP/InAs/InP heterostructures. Phys. Scr. **99**, 075933 (2024). 1-14-p

ЭФФЕКТИВНОСТЬ РАБОТЫ CIGS ФЭМ В УСЛОВИЯХ НОРМАЛЬНОГО СОЛНЕЧНОГО ОСВЕЩЕНИЯ ПРИ НАХОЖДЕНИИ НА ГАЗОНЕ

Ф.А.Акбаров, Х.А.Муминов, Н.З.Махмудов, Ш.Б.Турсунов
Ташкентский государственный технический университет имени Ислама Каримова, г. Ташкент, Узбекистан

В настоящее время во всем мире интенсивно развивается агровольтаика, область применения фотовольтаических модулей в аграрном секторе, где под ФЭМ выращивается различные сельхозпродукты. В данном статье были проведены исследования влияния зеленого насаждения, такого как газон, на выходные энергетические параметры ФЭМ на основе ТП CIGS СЭ. Исследования проводились при нормальных условиях освещенности солнечным светом в городе Ташкенте. Мощность солнечного освещения $P_{рад}$, падающего на ФЭМ, имело значение 800 Вт/м^2. Под действием солнечного освещения изменилась температура T ФЭМ в диапазоне от 32°C до 60°C, при температуре окружающей среды T=32°C. Исследованный ФЭМ состоял из 36 последовательно соединенных СЭ с эффективной площадью 27,8×27,8 см^2. Мощность падающего солнечного излучения измерялась с помощью датчика беспроводного анализатора Solmetric Sol Sensor. Температура на поверхности ФЭМ измерялась с помощью инфракрасного термометра Fluke 62 MAX. нагрузочных ВАХ ФЭМ исследовались с помощью Анализатора солнечного модуля PROVA-210.

На рис.1 и рис.2 представлены экспериментальные результаты температурной зависимости тока короткого замыкания $I_{кз}$ и напряжения холостого хода $V_{хх}$ CIGS ФЭМ. Из эксперимента следует, что $I_{кз}$ растет линейно с температурой, от 0.46 А до 0.54 А, с двумя наклонами. В температурном интервале 305–315 К, температурный коэффициент тока

короткого замыкания $I_{кз}$ CIGS ФЭМ, составлял $K_{кз1} \approx 0.19\%/°К$, а в интервале температур 315 – 335 °К, составлял $K_{кз2} \approx 0.77\%/°К$ [1].

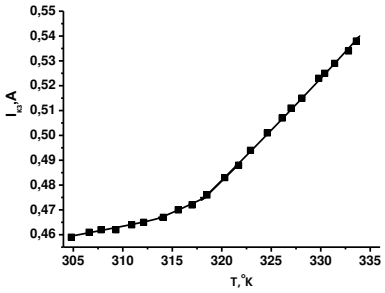


Рис.1. Температурная зависимость $I_{кз}$ CIGS ФЭМ

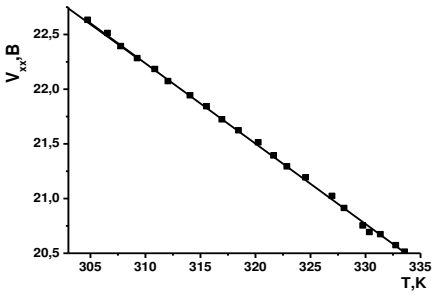


Рис.2. Температурная зависимость V_{xx} CIGS ФЭМ

Напряжение холостого хода V_{xx} ФЭМ рис.2 линейно уменьшается с ростом температуры, от 22.6 В до 20.54 В. Из эксперимента следует, что V_{xx} уменьшается линейно, с одним наклоном, во всем исследованном температурном интервале 305–333°К и, температурный коэффициент напряжения холостого хода V_{xx} имеет значение $K_{xx} \approx$ -0.033%/°К.

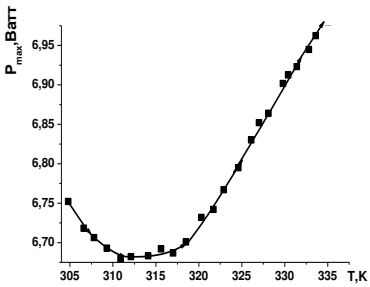


Рис.3. Температурная зависимость P_{max} CIGS ФЭМ

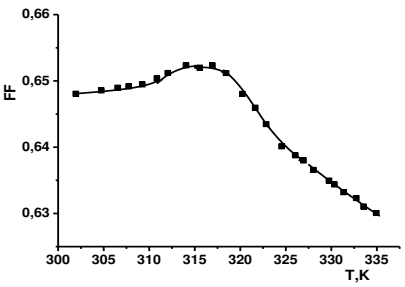


Рис.4. Температурная зависимость FF CIGS ФЭМ

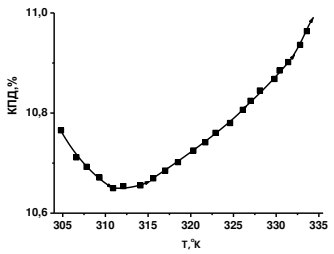


Рис.5. Температурная зависимость КПД CIGS ФЭМ

На рис.3 и рис.4 представлены экспериментальные результаты температурной зависимости максимальной выходной мощности P_{max} и коэффициента заполнения ВАХ FF CIGS ФЭМ. Из рис.5 следует, что P_{max} в температурном диапазоне 305–311 К уменьшается с температурой, с 6.75 Вт на 6.68 Вт, но в температурном диапазоне 311 – 319 не изменяется,

а в температурном интервале 319–333°К растет, в котором температурный коэффициент P_{max} CIGS ФЭМ, составляет $K_{Pмах}$≈2,8%/°К.

Фактор заполнения FF CIGS ФЭМ (рис.4) в интервале температур 302–314°К растет незначительно, достигая величины 0,652 до температуры T=318°К имеет постоянное значение FF≈0,652, и в дальнейшем падает до T=333°К, достигая величины FF=0,651, где имеет температурный коэффициент K_{FF} ≈ - 0.019%/°К

На рис.5 представлены экспериментальные результаты температурной зависимости КПД CIGS ФЭМ. Как видно, КПД ФЭМ линейно уменьшается с ростом температуры в диапазоне 305–311°К, от 10,8 до 10.65%, имеет температурный коэффициент КПД K_{Eff2}≈-0,23 %/°К. В температурном интервале 316–333°К наблюдается рост КПД ФЭМ с положительным температурным коэффициентом КПД K_{Eff1} ≈ 0,17%/°К.

Проведенные экспериментальные исследования показали, что ФЭМ на основе CIGS СЭ слоев в условиях нормального освещенности $P_{рад}$≈800 Вт/м^2, при нахождении на поверхности газона, в температурном диапазоне, 44–60°С, имеет положительный температурный коэффициент КПД K_{Eff1} ≈ 0,17%/°К. Для кремниевых Si СЭ этот параметр равен значению 0,45 %/°К. То есть, в исследованных CIGS ФЭМ этот коэффициент фактически в 2.5 раза меньше чем в кристаллических кремниевых СЭ. Наблюдаемая на рис. 4.10 температурная зависимость тока короткого замыкания $I_{кз}$, с двумя накло-нами, во втором участке ток резко возрастает с температурой, что связано с уменьшением рекомбинации фотогенерированных неосновных носителей заряда в области относительно высоких температур, которая наблюдается при перезарядке дефектных состояний [2]. Температурная зависимость напряжения холостого хода V_{xx} CIGS ФЭМ, по аналогии со стандартными кремниевыми и другими СЭ, уменьшается с повышением температуры, за счет уменьшении высоты потенциального барьера перехода.

Сопоставление экспериментальных результатов указывает на то, что такие выходные параметры ФЭМ, как $I_{кз}$, V_{xx}, ведут себя, так же, как и в случае (рис.1 и рис.2). Однако параметры P_{max}, FF и КПД ведут себя аномально, что может быть связано с влиянием спектра излучения отраженного от поверхности газона, в результате чего даже температура на поверхности ФЭМ уменьшается.

Список использованной литературы.

1. R.R. Kobulov, N.A. Matchanov, O.K. Ataboev, F.A. Akbarov. Applied Solar Energy. 55, 2, 83 (2019).
2. R.R.Kobulov, N.A.Matchanov, O.K.Ataboev, Applied Solar Energy. 54, 2, 91 (2018).

ZnO:S/SI GETEROSTRUKTURASINING ELEKTRON NURLANISHGA BARDOSHLILIK XOSSALARI

M.B.Rasulova, M.O.G‘ofurjonova, M.M.Arabboyeva
Z.M.Bobur nomidagi Andijon davlat universiteti, Andijon, O‘zbekiston

Zamonaviy optoelektron va sensor qurilmalarida yuqori nurlanishga bardoshli yarim o‘tkazgich materiallardan foydalanish dolzarb masalaga aylanmoqda. Shu jihatdan, rux oksid (ZnO) asosidagi geterostrukturalar, xususan, oltingugurt bilan ligerlangan ZnO:S/Si qatlamli

tuzilmalarning radiatsion barqarorligini o‘rganish katta amaliy ahamiyat kasb etadi. Ushbu ishda 3, 5 va 7 keV energiyali elektron nurlanishning ZnO:S/Si geterostrukturasidagi fizik va optik xossalarga ta’siri Geant4 Monte-Karlo simulyatsiyasi orqali tahlil qilindi.

Geant4 Monte-Karlo simulyatsiyasi natijalari shuni ko‘rsatadiki, ZnO:S/Si geterostrukturasiga 3, 5 va 7 keV energiyali elektron nurlanish ta’sirida penetratsiya chuqurligi va energiyaning qatlamlar bo‘ylab taqsimoti izchil o‘zgarib boradi. Past energiyali, ya’ni 3 keV elektronlar asosan ZnO:S plyonkasining yuqori qatlamlarida o‘z harakatini tugatadi; ular 300–350 nm chuqurlikda to‘xtaydi va umumiy yutilgan energiyaning qariyb 85% ini, aynan, plyonka sohasida qoldiradi, kremniy tagligiga esa elektronlar deyarli o‘ta olmaydi. Elektron energiyasi 5 keV ga oshirilganda, penetratsiya (elektronlarning materiallarga kirish) chuqurligi 600–700 nm gacha yetib boradi va energiya taqsimotida plyonka va bo‘linish chegaralari o‘rtasida sezilarli almashuv yuzaga keladi. Bu bosqichda yutilgan energiyaning taxminan 62% i ZnO:S qatlamida, qolgan qismi esa kremniy tagligiga yaqin hududlarda so‘riladi. 7 keV energiyada esa elektronlar plyonkaga to‘lioq kiradi va kremniy tagligining boshlang‘ich qatlamigacha yetib boradi; maksimal penetratsiya chuqurligi 900 nm gacha yetadi. Bu holatda yutilgan energiyaning 56% ga yaqini hali ham plyonkada saqlanadi, biroq 44% i allaqachon kremniy tagligida to‘planadi. Ayniqsa, 7 keV energiyada plyonka–taglik chegarasida energiya almashinuvi eng yuqori darajaga chiqadi va bu zona radiatsion modifikatsiyaning asosiy o‘chog‘iga aylanadi. Shunday qilib, elektron energiyasi oshgani sayin, nafaqat elektronlarning kirish chuqurligi ortadi, balki energiyaning taglikka o‘tishi ham keskin kuchayadi va, natijada, plyonka va taglik chegarasida radiatsiyaviy ta’sirlar eng yaqqol namoyon bo‘ladi [1].

Elektron energiyasi (keV)	Penetratsiya chuqurligi (nm)	ZnO:S qatlamida yutilgan energiya (%)	Si tagligida yutilgan energiya (%)
3	300–350	85	15
5	600–700	62	38
7	900	56	44

Penetratsiya chuqurligi ortib borishi bilan, har bir energiya darajasida elektronlarning ionlanish zonasi va maksimal ehtimollik nuqtasi ham o‘ziga xos tarzda taqsimlanadi. 3 keV energiyali elektron nurlanishda asosiy ionlanish jarayoni ZnO:S plyonkasining 200–350 nm chuqurligida, ya’ni sirtga yaqin qatlamlarda yuzaga chiqadi. Bu bosqichda maksimal ehtimollik nuqtasi 300 nm atrofida joylashib, nuqsonlarning va elektron–kovak juftliklarining asosiy qismi aynan shu qatlamda shakllanadi. Elektron energiyasi 5 keV ga yetkazilganda, ionlanish zonasi ancha chuqurlashib, 300–600 nm oralig‘ini qamrab oladi. Bu oraliqda maksimal ehtimollik nuqtasi 450 nm atrofida joylashadi va elektronlarning energiya almashinuvi, shuningdek nuqsonlar shakllanishi yanada faollashadi. 7 keV energiyali elektronlar esa yanada chuqurroq qatlamlarga yetib boradi, natijada ionlanish zonasi 400–900 nm oralig‘ini to‘liq egallaydi. Bu bosqichda maksimal ehtimollik nuqtasi 700 nm atrofida qayd etiladi va eng faol ionlanish jarayoni, ayniqsa, plyonka-taglik chegarasi hamda taglikning ustki qatlamlarida sodir bo‘ladi. Natijada nuqsonlar va zaryad tashuvchilarining maksimal zichligi ham aynan shu sohalarda kuzatiladi, bu esa tuzilmaning elektr va optik xossalariga sezilarli ta’sir ko‘rsatadi.

Turli energiyali elektron nurlanish ZnO:S/Si geterostrukturasida ionlanish natijasida ko‘plab ikkilamchi elektronlar va defektlar yuzaga keladi. 3 keV energiyada ikkilamchi elektronlar soni taxminan $1{,}8 \times 10^6$ ni, 5 keV da esa $3{,}4 \times 10^6$ ni tashkil etadi, 7 keV da bu ko‘rsatkich maksimal darajaga — $4{,}1 \times 10^6$ gacha yetadi.

Elektron energiyasi (keV)	Ionlanish zonasi (nm)	Maksimal kirish nuqtasi (nm)
3	200–350	300
5	300–600	450
7	400–900	700

Dastlabki energiyalarda ikkilamchi elektronlar va nuqsonlar, asosan, plyonkaning yuqori qatlamlarida hosil bo‘lsa, energiya ortishi bilan ular chuqurroq qatlamlarga — interfeys va taglikka yaqin zonalarga siljiydi. Aynan 7 keV energiyada nuqsonlar va zaryad tashuvchilar zichligi plyonka-taglik interfeysi va kremniy tagligining yuzaki qatlamida maksimal qiymatga ega bo‘ladi, bu esa tuzilmaviy, elektr va issiqlik xossalarining o‘zgarishiga sabab bo‘ladi [2].

Elektron nurlanish plyonkaning optik xossalariga ham sezilarli ta’sir ko‘rsatadi. 3 keV energiyada plyonkaning yorug‘lik o‘tkazuvchanligi 85% dan yuqori saqlanadi va optik shaffoflik deyarli o‘zgarmaydi. 5 keV da yorug`lik yutuvchanligi 80–85% oralig‘iga tushadi, plyonka yuzasida mikrodefektlar paydo bo‘lishi natijasida yorug‘lik sochilishi kuchayadi, natijada plyonkaning shaffofligi pasayadi. 7 keV energiyada esa optik xossalarning buzilishi ancha kuchayadi: yorug`lik yutuvchanlik 70% ga tushib, plyonkaning umumiy ko‘rinishida tumanlanish va rangli dog‘lar paydo bo‘ladi. Bu holatlar nuqsonlarning yuqori qatlamlardan taglik tomon siljishi va chuqur penetratsiya natijasida yuzaga keladi. O‘rganilgan energiya diapazonlarida ZnO:S/Si geterostrukturasida yuzaga keladigan ionlanish, nuqson va optik xossalardagi o‘zgarishlar, elektron energiyasi ortishi bilan chuqurroq qatlamlarga siljishi va interfeys hududida maksimal ta’sir yuzaga chiqishini ko‘rsatadi. Simulyatsiya natijalariga ko‘ra, 3 keV da asosan plyonkaning yuqori qatlamlari, 5 keV da interfeys zonasi, 7 keV da esa kremniy tagligiga yaqin sohalar kuchli ta’sirlanadi. Ushbu xulosalar, nurlanishga bardoshli va sensor sifatida ishlatiladigan yarim o‘tkazgich strukturalarni loyihalashda energiyani optimal tanlash muhimligini tasdiqlaydi.

Foydalanilgan adabiyotlar

1. S. Zaynabidinov, AY Boboev, va NY Yunusaliyev, “γ-nurlanishning S-doped ZnO plyonkalarining tuzilishi va elektrofizik xususiyatlariga ta’siri”, *East Eur. J. Fizika.* (2), 321 (2024). DOI: 10.26565/2312-4334-2024-2-37
2. NY Yunusaliyev, “Qalay dioksid plyonkalarining gazga sezgir xususiyatlari”, *Eur. J. Fizika.* **4**, 439 (2024). DOI: https://doi.org/10.26565/2312-4334-2024-4-52

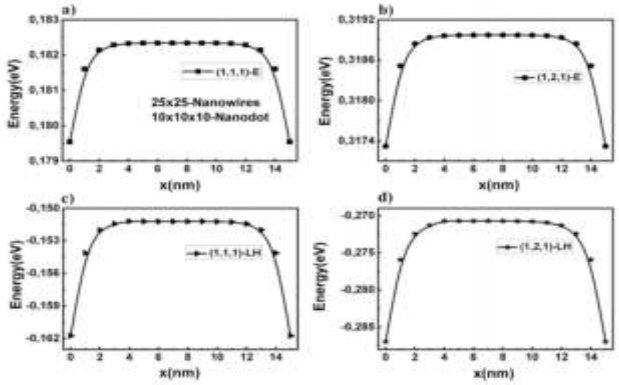
NANONUQTANING KOORDINATASI VA NANOIP O‘LCHAMINING KVANT ENERGIYA SATHLARIGA TA’SIRI

A. Davlatov[1], D. O’rinboyev[2]
[1]Namangan davlat universiteti. [2]Namangan davlat texnika universiteti.
E-mail: dostonbek0408@gmail.com

Hozirgi kunda tajriba yo’li bilan nanoiplar ichida yoki sirtida nanonuqtalar o’stirilmoqda.[1], [2] ishlarda vapor liquid-solid MOCVD method yordamida GaAs/InP nanoipi sirtida InAs kvant nuqtasi o’stirilgan va optik spektrlari o’rganilgan. [3] ishda GaAs nanoipida

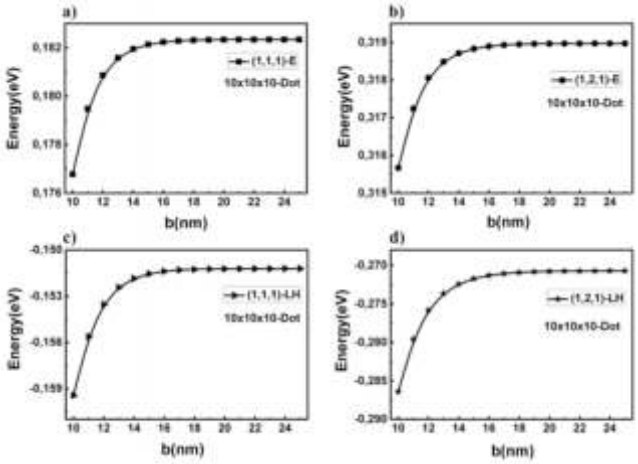
In0.22Ga0.78As/GaAs kvant nuqtasi tuzilmalarining juda bir xil va zich to'plamini namoyish etilgan. [4] ishda InP nanoipida InAsP kvant nuqtasini o'stirilgan va fotolyumensension spektrlar olingan. Bu gibrid strukturalar infraqizil lazerlar, optik detektorlar, kvant kompyuterlar va quyosh batareyalari kabi yuqori samarali nanoiplarga asoslangan optoelektron qurilmalarda muhim element bo'lib xizmat qilishi mumkin. Nanoiplar ichidagi nanonuqtali heterostrukturalar yuqori samarali bitta fotonli manbalarni ishlab chiqarish, yangi kvant-optik tajribalar, shuningdek uchinchi avlod fotovoltaiklari, kvant kompyuterlar va oraliq diapazonli quyosh batareyalarini ishlab chiqarish uchun yangi yo'l ochadi.

1- va 2-rasmlar asosida nanonuqtaning joylashuvi (koordinatasi) va nanoip o'lchamining elektron hamda yengil teshiklarning energiya darajalariga qanday ta'sir ko'rsatishi chuqur tahlil qilinadi. Bu tahlillar ushbu tizimlarning optoelektron qurilmalarda qanday ishlashini tushunishda muhimdir.



1-rasm. InAs nanonuqta (10×10×10 nm) InP/InAs$_{0.25}$P$_{0.75}$/InP nanonaycha (25×25 nm) ichida har xil koordinatalarda joylashtirilganda elektron va yengil teshiklarning energiya darajalari qanday o'zgarishi ko'rsatilgan.

Natijalar shuni ko'rsatadiki: 1.Elektronlar uchun (1,1,1) energiya holati: markazda: 0.1795 eV ,chekka holatda: 0.1825 eV.Yengil teshiklar uchun: markazda: 0.162 eV, chekkada: −0.151 eV. Demak, nanonuqta markazda joylashganda energiya darajalari barqaror, chekka tomon siljiganda esa o'zgaradi. Bu fazoviy simmetriya buzilishi va chegaraviy sharoitlarning assimmetrik taqsimlanishi bilan izohlanadi.



2-rasmda nanonuqtaning hajmi doimiy (10×10×10 nm), lekin nanoipning kesim o'lchami 10×10 dan 25×25 nm gacha o'zgartirilgan.

2-rasmdagi geometrik o‘zgarishlar energiya darajalariga sezilarli ta’sir ko‘rsatgan.Elektronning asosiy holati (1,1,1) kichik kesimda: 0.182 eV, katta kesimda: 0.177 eV.Yengil teshik darajasi: kichik kesimda: 0.151 eV, katta kesimda: −0.159 eV

Ya’ni, nanoipning o‘lchami kattalashgan sari kvant chegaralanish effekti zaiflashadi, bu esa energiya darajalarining pasayishiga olib keladi. Bu effekt tuzilma bo‘yicha kvant quduqning “eni” oshgani bilan bog‘liq.

Ushbu tahlil shuni ko‘rsatadiki, energiya darajalarini faqat nanoip hajmi emas, balki uning koordinatasi va nanoip o‘lchami orqali ham boshqarish mumkin. Bu esa optoelektron qurilmalar, kvant kompyuter elementlari va foton emitterlar uchun to‘g‘ri dizayn tanlashda asos bo‘lib xizmat qiladi.

Adabiyotlar

1. D. Sumanth Kumar, B. Jai Kumar, H.M. Mahesh, Quantum nanostructures (QDS): An overview. In Synthesis of Inorganic Nanomaterials. (Elsevier, 2018), pp. 59–88. https://doi.org/10. 1016/B978-0-08-101975-7.00003-8
2. S.V.P. Vattikuti, C. Byon, C.V. Reddy, J. Shim, B. Venkatesh, Co-precipitation synthesis and characterization of faceted MoS2 nanorods with controllable morphologies. Appl. Phys. A **119**(3), 813–823 (2015). https://doi.org/10.1007/s00339-015-9163-7
3. C.N.R. Rao, F.L. Deepak, G. Gundiah, A. Govindaraj, Inorganic nanowires. Prog. Solid State Chem. **31**(1), 5–147 (2003). https://doi.org/10.1016/j.progsolidstchem.2003.08.001
4. G. Gulyamov, A.G. Gulyamov, A.B. Davlatov, B.B. Shahobiddinov. Electron Energy in Rectangular and Cylindrical Quantum Wires. J. Nano-Electron. Phys. 12 No 4, 04023, (2020). https://doi.org/10.21272/jnep.12(4).04023.
5. S. Aktas, F.K. Boz, A. Bilekkaya, S.E. Okan. The electronic properties of a coaxial square GaAs/AlxGa1xAs quantum well wire in an electric field. Physica E 41 (2009) 1572–1576. doi:10.1016/j.physe.2009.04.037.

ХАЛЬКОГЕНИДНЫЕ ТОНКИЕ ПЛЕНКИ p-n- ПЕРЕХОДНОГО ТИПА

О.Х.Кулдашов, Ш.А.Исломова
Ферганский государственный университета

В специально изготовленных тонких пленках халькогенидов систематически наблюдается неоднородности p–n–переходного типа [1].

Теоретические и экспериментальные исследовании показывает, что такие халькогенидные тонкие пленки представляют собой продольного расположенную многослойную цепочки электронно-дырочных переходов и шунтирующего ее фотовольтаически неактивного, но рото проводящего «объема» пленки. Согласно теории [2,3] для такой системы вольт – амперная зависимость можно представить следующем виде,

$$I = I_S \frac{\frac{V}{R_{sh}I_S} - \frac{aB}{I_S} - 1 + \left[(1+a)\frac{aB}{I_S} + (1-\alpha)\frac{V}{R_{sh}I_S} + 1\right] expA}{1 + (1-\alpha)\cdot expA} \quad (1)$$

Где

$$A = \frac{2q}{N_{kT}}\left\{V - R\left[(2-a)\left(I - \frac{V}{R_{sh}}\right) + aB(\eta - \alpha)\right]\right\}$$

I_S-ток насыщение переходов, $R_ш$-сопротивление шунта, B-Интенсивность света, α-коэффициент переноса, R—последовательное сопротивление.

Токи насыщения переходов одинаковы $\left(I_{S_1} = I_{S_2} = I_S\right)$, фототоки различны, отсутствует компенсация фототоков, $I_{ф_1} - I_{ф_2} = \eta aB$, а-коэффициент, имеющий смысл фоточувствительности переходов [5].

Выражение (1) является зависимость вольт-амперной закономерности многослойной халькогенидной тонкой пленки с микропереходамы. В нем не учтена сопротивление утечек микропереходов.

Однако, выражения (1) в общем виде сложно для анализа. Поэтому рассмотрим его в некоторых частных случаях.

1. Темновая вольт-амперная зависимость

Если интенсивность падающего света на пленку бесконечно мала, тогда шунтирующие действие фотопроводящего «объема» можно не учитывать. В этом случае рассматривается сложная задача намного упращается и выражение (1) принимает вид [3].

$$I = I_S \frac{exp\left\{\frac{2a}{NkT}[V - RI(2-\alpha)]\right\} - 1}{1 + (1-\alpha)exp\left\{\frac{2q}{NkT}[V - RI(2-\alpha)]\right\}} \quad (2)$$

Если, длина микрофотоэлементов протяженность базового слоя мала по сравнению с длиной диффузии W<L неосновных носителей, тогда микропереходы становятся взаимосвязанными. Для такой однородной модели взаимосвязанных р-п и п-р переходов выражение принимает следующий вид:

$$I = I_S exp\left\{\frac{2q}{NkT}[V - IR]\right\} - I_S \quad (3)$$

При относительно малых токах, ток возрастает с напряжение по сверхлинейному закону. При достаточно больших токах вольт-амперная зависимость сублинейной.

С ростом толщины пленок проявляется шунтирующее действие объема. ВАХ рассмотренной модели с учетом шунта принимает вид:

$$I = \frac{V}{R_ш} + I_S\left\{exp\frac{2q}{NkT}\left[V - R\left(I - \frac{V}{R_ш}\right)\right] - 1\right\} \quad (4)$$

Это выражение описывает суперлинейную область, это означает что рекомбинационные потери инжекционного тока в р- и n-областях составляют малую долю тока насыщения единичного перехода.

2. Анализ зависимости протяженности линейного участка в начале зависимости от последовательного сопротивление переходов (R).

$$V = (I_1 - I_2)R + \frac{NkT}{2q}\left[ln\left(\frac{I_1}{I_2} + 1\right) - ln\left(\frac{I_2}{I_{S_2}} + 1\right)\right] \quad (5)$$

Вводим $X_1 = \frac{I_1}{I_S}$; $X_2 = \frac{2}{I_S}$ обозначения и разложим логарифмические члены в ряд по степеням X.

$$ln(1 + X_1) = 1 + X_1 - \frac{1}{2}X_1^2 + \frac{1}{3}X_1^3 - \cdots$$
$$ln(1 + X_2) = 1 + X_2 - \frac{1}{2}X_2^2 + \frac{1}{3}X_2^3 - \cdots \quad (6)$$

$$ln(1 + X_1) - ln(1 + X_2) = X_1 - X_2 - \tfrac{1}{2}(X_1^2 - X_2^2) + + \tfrac{1}{3}(X_1^3 - X_2^3) - \cdots X_1 - X_2 =$$

$$\frac{I_1 - I_2}{I_S} = \frac{(2-\alpha)\left(I - \frac{V}{R_ш}\right) + (\eta - \alpha)aB}{I_S} V = \left[(2-\alpha)\left(I - \frac{V}{R_ш}\right) + (\eta - \alpha)aB\right]R +$$

$$\frac{NkT}{2q}\left[\frac{(2-\alpha)\left(I - \frac{V}{R_ш}\right) + aB(\eta - \alpha)}{I_S}\right] - \frac{1}{2}\frac{(2-\alpha)\left(I - \frac{V}{R_ш}\right) + aB(\eta - \alpha)}{I_S} \cdot \frac{(2+\alpha)aB + \alpha\left(I - \frac{V}{R_ш}\right)}{I_S}; \quad (7)$$

Ограничиваясь в формуле (6) квадратичным членом, заметим что протяженность линейного участка темновой зависимости в начале координат зависит от степени шунтирования микропереходов.

Литература

1. Onarkulov, K., Yuldashev, A., & Yuldoshqori, S. (2019). INFLUENCE OF THE STRUCTURE OF TENSOR-RESISTIVE FILMS (Bi, Sb) 2Te3 ON THE PHYSICAL MECHANISMS OF TRANSFER MEDIA CHARGE. Scientific-technical journal, 23(3), 124-128.
2. Yuldashev, S. (2024, June). ANOMAL YUQORI KUCHLANISH HOSIL BO‘LISHIDA QARSHILIKNING AXAMIYATI. In Fergana state university conference (pp. 310-313).
3. Onarkulov, K., & Yuldashev, S. (2024, June). KADMIY XALKOGENIDLARI YUPQA PARDALARI O ‘LCHAMLARINING TAGLIK HARORATIGA BOG ‘LIQLIGI. In Fergana state university conference (pp. 273-277).

ЭЛЕКТРОННЫЕ И КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МНОГОСЛОЙНЫХ НАНОСТРУКТУР Ta/Ni

М.А.Махмудов, М.М.Махмудов
Институт ИПЛТ АН РУз, Ташкент, Узбекистан
e-mail: halmatov281285@mail.ru

Современное развитие нанотехнологий требует углубленного понимания взаимосвязи между структурными параметрами и функциональными свойствами материалов. Особое внимание в этом контексте уделяется многослойным многокомпонентным наноструктурам, обладающим уникальными характеристиками благодаря контролируемому варьированию состава и толщины слоев. В числе перспективных материалов находятся тантал (Ta) и никель (Ni) — элементы, обладающие высокой теплопроводностью, стойкостью к коррозии и благоприятными электрохимическими характеристиками.

Целью данной работы является исследование электронной и кристаллической структуры, а также физико-химических свойств многослойных наноструктур, сформированных с различной глубиной расположения слоев Ta и Ni. Комплексное изучение этих параметров позволит выявить фундаментальные закономерности, необходимые для дальнейшего проектирования наноструктурированных покрытий и элементов микроэлектроники.

Синтез структур. Многослойные наноструктуры формировались на монокристаллических подложках кремния методом электронно-лучевого испарения при остаточном давлении порядка 10^{-6} Торр. Для варьирования глубины залегания слоёв чередовались последовательности напыления Ta и Ni с различной толщиной от 5 до 50 нм на слой. Общее количество слоёв составляло от 10 до 40, в зависимости от серии.

Кристаллическая структура. Структурные свойства исследовались с помощью рентгеновской дифракции (XRD) в θ–2θ геометрии. Полученные дифрактограммы анализировались с использованием программ X’Pert HighScore и PDF-2 базы данных.

Электронная структура. Электронные свойства и химическое состояние поверхностных слоев исследовались методом рентгеновской фотоэлектронной

спектроскопии (XPS) с использованием монохроматического источника Al Kα (1486.6 эВ). Проведена калибровка по углеродному пику C 1s (284.6 эВ) для коррекции заряда.

Физико-химические характеристики. Электропроводность оценивалась методом четырёхзондового измерения, а коррозионная устойчивость — с помощью вольтамперометрии в 3.5% растворе NaCl.

XRD-анализ показал, что при преобладании Ni в верхних слоях наблюдается формирование выраженной кристаллической фазы с предпочтительной ориентацией по плоскости (111). При этом увеличение доли Ta и его залегание в глубинных слоях способствовало аморфизации структуры, что подтверждается снижением интенсивности и уширением пиков на дифрактограммах. Обнаружено, что при толщине слоёв менее 10 нм формируется нанокристаллическая структура с размером кристаллитов 6–8 нм.

Электронная структура. Спектры XPS продемонстрировали наличие химического взаимодействия между слоями Ta и Ni, выражающееся в сдвиге связывающих энергий по сравнению с чистыми элементами. Пики Ta 4f и Ni 2p демонстрировали признаки формирования Ta–O и Ni–O связей, особенно в образцах, экспонированных в воздухе. Это указывает на поверхностное окисление, но внутренние слои оставались металлическими.

Физико-химические свойства. Образцы с доминированием Ni в поверхностных слоях обладали повышенной электропроводностью (до 1.2×10^7 См/м), тогда как образцы с преобладанием Ta показывали лучшую термическую стабильность и стойкость к коррозии. Анализ вольтамперных кривых показал, что многослойные структуры с Ta в глубинных слоях имели меньший ток коррозии и более положительный потенциал коррозии.

Результаты подтверждают важную роль глубины залегания слоёв и соотношения компонентов в формировании как электронной, так и кристаллической структуры многослойных наноматериалов. Наблюдаемое аморфизирование при увеличении содержания Ta связано с его склонностью к формированию аморфных оксидных фаз при ограниченной толщине и высоком градиенте напряжений между слоями.

Проведённое исследование показало, что глубина и очередность нанесения слоёв в многослойных структурах на основе Ta и Ni существенно влияют на формирование их электронной, кристаллической структуры и физико-химических свойств. Комбинация кристаллического Ni и аморфного Ta позволяет достичь баланса между электропроводностью и коррозионной стойкостью, открывая перспективы для использования таких структур в наноэлектронике, сенсорике и защитных покрытиях.

Список использованных источников

1. Zhang, Y., Wang, L., Liu, H. et al. “Multilayer Ta/Ni Thin Films with Enhanced Corrosion Resistance and Electrical Conductivity.” Applied Surface Science, 556 (2021): 149752. https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2021.149752.
2. Li, X., Chen, D., Zhou, L. “XPS and XRD Investigation of Tantalum-Based Nano-Coatings for Biomedical Applications.” Surface and Coatings Technology, 402 (2020): 126287. https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2020.126287
3. Singh, A. K., Ghosh, R. “Crystallinity and Electrical Properties of Ni-Ta Multilayers Fabricated by Magnetron Sputtering.” Journal of Materials Research, 34(3), (2019): 515–524. https://doi.org/10.1557/jmr.2018.423

P-N O'TISHNI TUNNEL DIODLARIDA XIMPOTENSIALLAR O'ZGARISHINING TUNNEL TOKIGA TA'SIRI

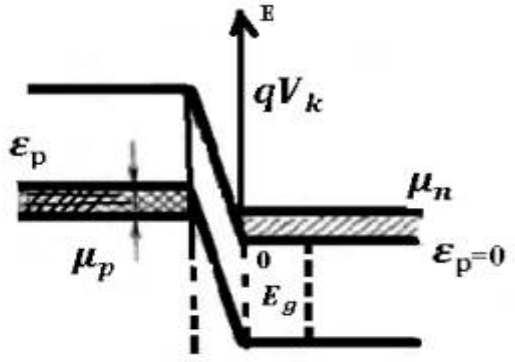
M.K.O'ktamova, S.R.Boydedayev, A.A.Mamatshoyev
Namangan davlat texnika universiteti

Tunnel diodidan o'tayotgan va tunnel tabiatiga ega bo'lgan to'g'ri tok n–yarimo'tkazgichning o'tkazuvchanlik zonasidagi elektronlar bilan to'lgan energetik sathlar zichligiga va p-yarimo'tkazgichning valentlik zonasidagi elektronlar bilan to'lmagan va berilgan energiyaga ega bo'lgan bo'sh o'rinlar zichligiga proporsionaldir. Teskari tok esa p-yarimo'tkazgichning valentlik zonasidagi to'ldirilgan valentlik sathlar bilan shunday energiyaga ega bo'lgan n–yarimo'tkazgichning o'tkazuvchanlik zonasidagi bo'sh o'rinlarga proporsionaldir.

Fermi-Dirak taqsimoti bo'yicha aynigan yarimo'tkazgichlar uchun $f_n(\varepsilon)$ va $f_p(\varepsilon)$ taqsimot funksiyalari quyidagi ifodalar orqali aniqlanadi:

$$f_n(\varepsilon)=\frac{1}{\exp\left(\frac{\varepsilon-\mu_n}{kT}\right)+1} \tag{1}$$

$$f_P(\varepsilon)=\frac{1}{\exp\left(\frac{\varepsilon+\mu_P-qV_K+E_g+qV}{kT}\right)+1} \tag{2}$$



1-rasm. Tunnel o'tishning zonalar bo'yicha sxematik ko'rinishi

Ushbu rasmga asosan energiya uchun quyidagi ifoda orqali aniqlangan:

$$\varepsilon_P = qV_K - E_g = \mu_n + \mu_p \tag{3}$$

bu yerda,– μ_n va μ_p n va p sohalar uchun mos holda ximpotensial (Fermi sathi). Shuningdek, tashqi kuchlanish qo'yilganda esa ε_P quyidagicha aniqlanadi:

$$\varepsilon_P = qV_K - E_g - qV \tag{4}$$

Elektron va kovaklar holatlari zichligi esa

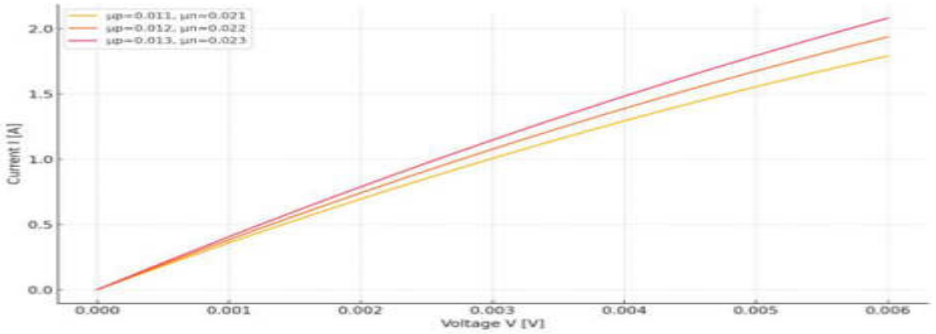
$$\rho_n(\varepsilon)=C\sqrt{\varepsilon} \tag{5}$$

$$\rho_P(\varepsilon)=C'\sqrt{qV_K-E_g-qV-\varepsilon} \tag{6}$$

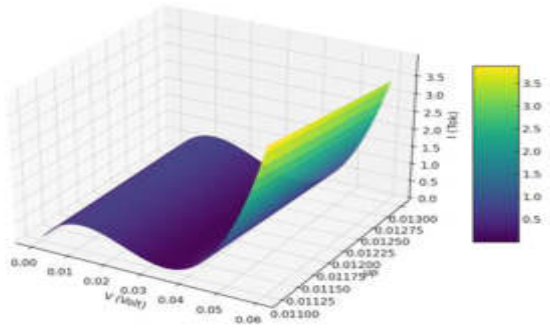
Ifodalar bilan aniqlanib, bu yerda C va C' o'zgarmas sonlar. Yuqoridagi belgilashlarni hisobga olib, tunnel toki uchun quyidagi ifodani keltirib chiqaramiz:

$$I_T = PTA\left(\int_0^{qV_K - E_g - qV}\left(\frac{1}{\exp\left(\frac{\varepsilon-\mu_n}{kT}\right)+1} - \frac{1}{\exp\left(\frac{\varepsilon+\mu_P - qV_K + E_g + qV}{kT}\right)+1}\right)\sqrt{\varepsilon\left(qV_K - E_g - qV - \varepsilon\right)}\right)d\varepsilon \qquad (7)$$

Bunda, $A = C^{'}C\frac{4\pi m_{eff} q}{\hbar^3}$



1-rasm. Yuqorida keltirilgan (7) ifodaga ko'ra ximpotensiallarning turli qiymatlarida tunnel tokining kuchlanishga bo'liqligi



2-rasm. Yuqorida keltirilgan (7) ifodaga ko'ra ximpotensiallarning turli qiymatlarida tunnel tokining kuchlanishga bo'liqligi uch o'lchamdagi ko'rinishi

Kimyoviypotensial (μ_p) va tashqi kuchlanish (V) tunnel dioddagi tunnel tokining shakllanishiga bevosita ta'sir qiladi. μ_p oshgani sari, tunnel tokida sezilarli o'sish kuzatiladi Bu yuqori darajadagi teshiklar energiyasining elektronlar bilan tunnellanish ehtimolini oshiradi. Kuchlanish (V) ortishi bilan, tunnel tok avval oshadi, so'ngra kamayadi . bu tunnel diodga xos manfiy differensial qarshilik effektining natijasida.

P-TIP VODORODLANGAN NANOKRISTALLI KREMNIY QATLAMIDAGI NUQSONLARNING FOTOELEMENT SAMARADORLIGIGA TA'SIRI

I. Sh. Voxobjonov
Namangan davlat universiteti, Namangan shahri

p-tip vodorodlangan nanokristalli kremniy qatlamining optik energiya bo'shlig'i (taqiqlangan soha, Eg) ning yupqa qatlamli kremniy quyosh batareyasidagi qisqa tutashuv toki

zichligiga (Jsc) ta'siri Shuwei Zhang va Xiangbo Zeng lar tominidan o'rganilgan [1]**.** Tadqiqot natijalariga ko'ra, Jsc maksimal qiymatga Eg optimal bo'lganida erishadi. Bu ishda, maksimal Jsc qiymati qorong'u tok va yorug'lik ostida hosil bo'ladigan tok o'rtasidagi muvozanatga bog'liqligi nazariy jihatdan o'rganildi. Ushbu qorong'u tokning manbai p-qavatdagi nuqsonlar zichligi va p- va i-qavatlar orasidagi interfeysda hosil bo'lgan to'siqdir. Olingan natijalar tajriba sinovnatijalari bilan taqqoslandi.

Qisqa tutashuv toki zichligi (Jsc) yupqa qatlamli kremniy asosidagi quyosh elementlarining ishlash samaradorligini belgilovchi eng muhim omillardan biridir. Jsc faqat i-qavatdagi (intrinsik qatlam) optik yutilishga emas, balki rekombinatsiya yo'qotishlariga ham bog'liq. Odatda, keng energiya bo'shlig'iga ega p-tip vodorodlangan amorf kremniy (a-Si:H) qatlamlari[2] ishlatiladi. Ular faol i-qavatdagi yorug'lik yutilishini va ichki elektr potensialini [3] yaxshilaydi. Natijada, yuqori Jsc va ochiq-zanjir voltaji (Voc) birgalikda hosil bo'ladi.

Tajriba sinov uchun p-nc-Si:H qatlamlarining shisha ustiga qoplangan holatdagi xossalarini o'rganilgan va to'rt xil p-nc-Si:H plyonka 70–110 °C haroratda 13.56 MHz chastotali PECVD tizimida tayyorlangan. Keyin esa, p-nc-Si:H qatlamlar quyosh batareyalarining shaffof qatlami sifatida ishlatilib, zanglamaydigan po'lat substratda bitta ulanishli n–i–p quyosh elementlari tayyorlangan. Ularning tuzilmasi: SS/n-a-Si:H (25 nm)/i-Si:H (500 nm)/p-nc-Si:H (10 nm)/ITO.

p-qatlam past haroratda tayyorlangani sabab, bu qatlamda nuqsonlar sonni yetarlicha katta va bu rekombinatsiyani keltirib chiqaradi. Bu kabi rekombinatsiyani Shockley Read-Hall-modellashtirgan bo'lib [4], rekombinatsiya tezligini quyidagicha ifodalangan:

$$R = \frac{pn - n_i^2}{(n + n_1)\tau_p + (p + p_1)\tau_n} \tag{1}$$

bu yerda n-o'tkazuvchi sohadagi elektronlar konsentratsiyasi, p-valent sohadagi kovaklar konsentratsiyasi, n_1-tutuvchi holatning elektron darajasi, p_1-tutuvchi holatning teshik darajasi, n_i-intrinsik konsentratsiya, τ_n- elektronlarning yashash vaqti, τ_p-protonlarning yashash vaqti. agar nuqsonlar p qatlam qalinligi bo'yicha turlicha zichlikda taqsimlangan bo'lsa:

$$R_{SRH}(x) = \frac{pn - n_i^2}{(n + n_1)\tau_p(x) + (p + p_1)\tau_n(x)} \tag{2}$$

Rekombinatsion tok zichligi esa quyidagichaifodalanadi:

$$J_{SRH,0} = q\int_0^d R(x)dx \tag{3}$$

p-qatlam uchun p>>n, p>>n_i^2 munosabatni o'rinli deb qarasak, hamda nuqsonlar zichligi d qalinlik bo'yicha o'zgarmas deb olsak (2) va (3) ifodalarni soddalashtirish mumkin:

$$R_{SRH} = \frac{pn}{(p + p_1)\tau_{n0}} \qquad J_{SRH,0} = qRd \tag{4}$$

p-qatlamda nuqsonlar keltirib chiqargan tokzichligi kuchlanishga bog'liqligi quyidagicha:

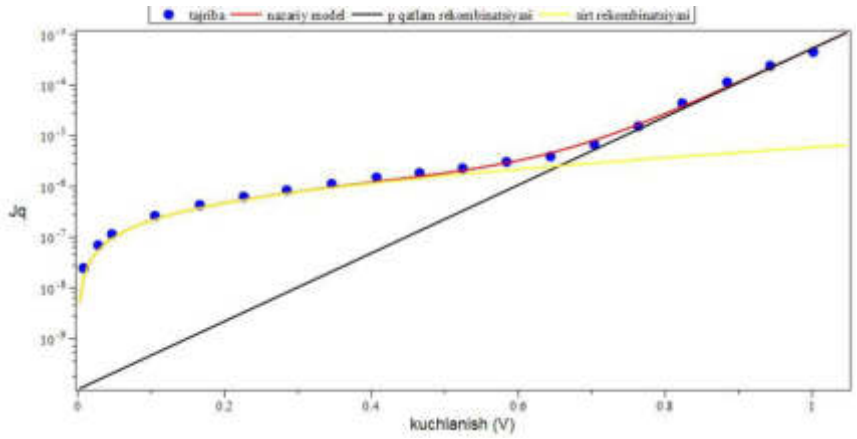
$$J_{SRH} = J_{SRH,0} * e^{\frac{qV}{nkT}} \tag{5}$$

$$R_{sirt} = \frac{p_s n_s - n_i^2}{(n_s + n_1)/S_p + (p_s + p_1)/S_n} \quad (6)$$

$$J_{sirt} = J_{sirt,0} * (e^{\frac{qV}{mkT}} - 1) \quad (7)$$

Sirtiy holatdagi rekombinatsiya ham Shockley-Read-Hall modelidan kelib chiqadi.

Umumiy qorong'u tok uchun $J_q = J_{SRH} + J_{sirt}$ ifoda o'rinli. Bu ifoda orqali olingan VAX grafigi va tajriba orqali olingan grafiklar quyida taqqoslangan.



Foydalanilgan adabiyotlar ro'yxati

1. Shuwei Zhang and Xiangbo Zeng. Influence of band gap of p-type hydrogenated nanocrystalline silicon layer on the short-circuit current density in thin-film silicon solar cells. Journal of Semiconductors. 2017, Vol. 38, No. 11
2. Tawada Y, Okamoto H, Hamakawa Y. a-SiC:H/a-Si:H hetero- junction solar cell having more than 7.1% conversion efficiency. Appl Phys Lett, 1981, 39(3): 237
3. Lee Y J, Lee S H, Schropp R E I, et al. Multi-layered hydrogenated p type microcrystalline silicon windows for a-Si:H thin film solar cells on opaque substrates. Int J Hydrogen Energy, 2016, 41(15): 6240

SILICON NANOPARTICLES IN SOLAR CELL AND IN OTHER TECHNOLOGIES: FABRICATION, ENHANCING EFFICIENCY AND INNOVATION

A. Yarbekov
Turin Polytechnic University in Tashkent

Silicon nanoparticles (Si NPs) have emerged as transformative materials in photovoltaics, addressing fundamental limitations of conventional solar cells. Their unique optical and electrical properties enable breakthroughs in light management, carrier collection, and device architectures, particularly for next-generation ultrathin and perovskite photovoltaics. Critically, scaling silicon particles below 150 nm mitigates the cracking issues experienced during repeated lithiation and delithiation, enhancing battery longevity.

In the optical domain, Silicon nanoparticles (SiNPs) exhibit fascinating properties. Sizes between 100 and 200 nm enable applications utilizing structural colors due to Mie resonance, offering vivid, angle-insensitive colors without pigments. When reduced to approximately 1 nm, SiNPs function as quantum dots, where quantum confinement dictates that smaller sizes lead to stronger luminescent properties, opening doors for bioimaging and displays.

Fabrication of Silicon Nanoparticles: The production of silicon nanoparticles involves diverse methods, each with distinct advantages for quality and scalability.

Top-Down Approaches: These methods involve breaking down bulk silicon into nanoparticles, often ensuring high purity and uniformity.

Electrochemical etching of silicon wafers, typically p-type (100) wafers in HF and H_2O solutions, yields colloidal SiNPs around 150 nm.

Mechanical grinding, using mills or blenders, is simple and cost-effective, producing SiNPs from 100–400 nm, though often with broad size distributions and reduced sphericity. Size stratification can minimize this.

Laser ablation in liquid produces spherical SiNPs by subtracting material from bulk silicon. Shorter laser pulses (femtoseconds) minimize thermal effects, yielding smaller particles.

Laser printing transfers molten silicon nanodroplets onto substrates, enabling precise placement of spherical SiNPs. This method, while volume-limited, offers high spatial control.

Bottom-Up Approaches: These methods build nanoparticles from atomic or molecular precursors, advantageous for mass production.

Pyrolysis of silane (SiH_4) via laser or plasma heating produces SiNPs, typically larger than 10 nm, in large quantities. Size control remains a challenge.

Reduction of silicon tetrachloride ($SiCl_4$) using reducing agents like Na, KSi, or NaSi, including recent organic solution-based methods, produces SiNPs larger than 10 nm at lower costs than silane pyrolysis, but also faces size control and byproduct issues.

Reduction Approaches: These methods involve reducing silica (SiO_2) nanoparticles, requiring significant energy due to the strong Si-O bond.

Carbothermal reduction heats silica nanoparticles with carbon at high temperatures (above 2000 °C), yielding SiNPs 80–200 nm in diameter.

Magnesiothermic reduction uses magnesium to reduce silica at lower temperatures (above 650 °C), producing SiNPs as small as 10 nm. A drawback is potential for incomplete reduction or impurity formation (e.g., magnesium silicide).

Doping of Silicon Nanoparticles: Doping allows for fine-tuning of SiNP energy levels. Top-down methods can use pre-doped silicon wafers. Bottom-up methods can introduce dopant gases alongside precursors. Post-fabrication doping is also possible via solution processing and annealing, as demonstrated with boron doping using boric acid.

Enhancing efficiency: Light Trapping and Absorption Enhancement: Submicron Si NPs (200–500 nm diameter) act as efficient Mie resonators, concentrating light within the absorber layer through whispering gallery modes. This significantly enhances path lengths without increasing physical thickness, enabling >90% absorption in ultrathin layers (<1 μm) compared to planar counterparts.

Multi-layer stacks of Si NPs absorb weakly penetrating long-wavelength light (>600 nm), where conventional silicon struggles. A 5-layer structure boosts absorption by 20–30% in the near-infrared spectrum.

Unlike lossy metal nanoparticles, dielectric Si NPs scatter light without parasitic absorption or heating. This makes them ideal for perovskite cells, where they enhance light harvesting without compromising stability

Electrical Properties and Junction Design: p-n Junction Formation: Densely packed Si NP layers serve as intrinsic light absorbers while enabling p-n junction functionality. Charge separation occurs at interparticle contacts, with theoretical efficiencies reaching 11% in optimized ultrathin cells.

Improved Carrier Collection**:** Ultrathin NP architectures shorten carrier diffusion paths, reducing bulk recombination (e.g., Auger losses). This is critical for radiation-hardened space applications and low-purity material utilization.

Surface Passivation: SiO_2 nanoparticles (derived from Si NPs) provide chemical passivation at silicon interfaces, reducing surface recombination velocities. This is particularly effective in PERC (Passivated Emitter Rear Cell) architectures.

Ultrathin Silicon Cells: Achieve 11% efficiency with 300-nm-radius Si NPs, rivaling thicker planar cells. Adding SiO_2 NPs atop the structure boosts photocurrent by 10%.

Perovskite Solar Cells: Si NPs increase efficiency to 19% in $MAPbI_3$ perovskites by improving light incoupling without degrading the active layer.

Hybrid Applications: SiO_2 NPs serve as anti-reflection coatings (ARCs), reducing reflectance to <5% across visible spectra.

Application: Silicon nanoparticles are primarily utilized in energy and optics, with emerging applications in other advanced fields.

Energy Applications: *Lithium-ion Battery Anodes*: SiNPs are promising anode materials due to their high capacity (over 10 times graphite). SiNPs smaller than 150 nm mitigate cracking during lithiation/delithiation, improving cycle stability. Combining SiNPs with conductive carbon materials like graphene or carbon nanotubes enhances electrical conductivity and electrode dynamics.

Photovoltaic Devices: SiNPs can serve as light-capturing absorbers in ultra-thin solar cells, improving light absorption and forming p-n junctions. Multilayered SiNP structures can achieve high short-circuit current densities (e.g., 26 mA/cm^2), outperforming traditional thin monocrystalline silicon cells.

Light-Emitting Diodes (LEDs): SiNP quantum dots (below 5 nm) are used to fabricate LEDs with tunable emission from red to yellow-orange. These LEDs offer high external quantum efficiency and low turn-on voltages.

Optical Applications: Structural Colors: SiNPs exhibit structural colors due to Mie resonance. Unlike metal nanostructures, they offer angle-insensitive, full-spectrum colors with simpler structures, making them viable for color inks. Maintaining inter-particle distance (e.g., >50 nm with PVP) is crucial for solid ink applications. Crystallinity is vital; amorphous silicon benefits battery anodes, while crystalline silicon is preferred for optics.

Nano-antennas: Mie resonance in SiNPs, when coupled with metallic substrates, can realize new resonant modes for fabricating nano-antennas.

Emerging Applications: Synaptic Optical Transistors: SiNPs are used to fabricate synaptic phototransistors responsive to optical and electrical spikes. These devices, formed by drop-casting SiNP solutions between electrodes, offer potential for low-energy neuromorphic computing.

Fluorescent Probes: Water-soluble SiNPs are emerging as compact, non-toxic fluorescent nanomaterials. Their simple composition, absence of heavy metals, robust stability, and excellent biocompatibility (metabolized into orthosilicic acid and excreted) make them ideal for fluorescent probes in bioimaging and sensing, such as rutin detection.

Innovation: Electrical Losses: Interparticle resistance at NP contacts remains a bottleneck. Solutions include conductive coatings (e.g., PEDOT:PSS) or doped NP interfaces.

Stability Optimization: Si NPs in perovskites require encapsulation against moisture. Core-shell Si/SiO_2 structures show promise.

Bandgap Engineering: Quantum-confined Si NPs (2–10 nm) could enable tandem cells by tuning bandgaps to 1.5–2.0 eV, though carrier extraction challenges persist.

Advanced Light Management: Combining Si NPs with photonic crystals or Al NPs (for UV plasmonics) may surpass the $4n^2$ absorption limit.

MAGNETIC FIELD-DEPENDENT LUMINESCENCE FEATURES OF MIXED EXCITON-POLARITON MODES

B.J. Akhmadaliyev, I.I. Yulchiyev

Fergana State Technical University Department of Physics

Introduction. Exciton-polaritons are hybrid quasiparticles resulting from strong coupling between light (photons) and excitons in semiconductors. Combining the light effective mass of photons with excitonic interactions, they are described by the Hopfield model, where coupled quantum oscillators modify photon dispersion and charge behavior. Magnetic fields enhance tunability by influencing both excitonic and photonic parts. They modify exciton wave functions, affecting polariton oscillator strength and the strong coupling regime via Zeeman splitting, dependent on Hopfield coefficients and material-specific g-factors. They also allow valley-selective phenomena in 2D materials, amplifying circular polarization effects [1]. Accurate modeling of polariton behavior in magnetic fields uses advanced numerical methods. The Gross-Pitaevskii equation is extended to include magnetic effects, while quantum kinetic theory describes luminescence [2]. Computational advances now enable detailed simulations of polariton transport and condensation, accounting for cavity losses and disorder-induced localization. These tools are essential for analyzing mixed polariton modes with complex energy structures.

Methodology. We apply a theoretical model combining the modified Gross-Pitaevskii equation and quantum kinetic theory to describe polariton dynamics under magnetic fields. The system's Hamiltonian includes exciton-photon coupling and magnetic interactions via the Holstein–Tavis–Cummings model [3]. Here, $\omega_c(k)$ is the cavity photon dispersion, $\omega_x(B)$ is the exciton energy under magnetic field, and $\Omega_R(B)$ is the Rabi frequency. The exciton energy shift follows the Zeeman effect:

$$\omega_x(B) = \omega_{x0} + \frac{1}{2} g_x \mu_B B \qquad (1)$$

with g_x as the excitonic g-factor and μ_B the Bohr magneton.

Polariton eigenstates are obtained by diagonalizing the coupled system, yielding magnetic field-dependent upper and lower polariton branches:

$$\omega_{\pm}(k,B) = \frac{1}{2}[\omega_c(k) + \omega_x(B)] \pm \frac{1}{2}\sqrt{[\omega_c(k) - \omega_x(B)]^2 + 4\Omega_R^2(B)} \quad (2)$$

We implement finite-difference spatial discretization and fourth-order Runge–Kutta temporal integration to solve the mean-field equations [4]. Simulations cover a $20 \times 20\,\mu m^2$ area with 0.1 μm resolution, capturing polariton wave packet dynamics. The magnetic field varies from 0 to 9 Tesla, with parameters extracted from experimental literature [1]. To model luminescence, we adopt the quantum kinetic approach of Doan et al. [2], which extends beyond the Gross-Pitaevskii model by incorporating collective excitations. The luminescence spectrum is computed via non-equilibrium Green functions:

$$I(\omega,k) = \frac{1}{\pi}\mathrm{Im}[G^{<}(\omega,k)] \quad (3)$$

where $G^{<}(\omega,k)$ includes condensate and bogolon contributions. The model also accounts for disorder and realistic decay rates of exciton and photon components.

Results and discussion. Our numerical simulations reveal pronounced magnetic field effects on mixed exciton-polariton luminescence modes, with several key phenomena emerging across the investigated field range. The magnetic field-induced modifications manifest most clearly in the polariton dispersion relations, where we observe systematic energy shifts and changes in the Rabi splitting magnitude. For magnetic fields up to 9 Tesla, the lower polariton branch exhibits a characteristic downward energy shift of approximately 1.8 meV, consistent with the experimental observations reported in the arXiv paper on monolayer-based polaritons [1].

The calculated Rabi splitting energy demonstrates a surprising increase with magnetic field strength, reaching values of 51.1 meV at 6 Tesla, as documented in the same monolayer study. This enhancement arises from the magnetic field-induced compression of exciton wave functions, which increases the oscillator strength according to the relationship:

$$\Omega_R(B) = \Omega_{R0}\sqrt{1 + \frac{eB}{2m_x\omega_x}} \quad (4)$$

where m_x represents the exciton effective mass. The numerical results show excellent agreement with experimental data from Physical Review B studies on magnetic field tuning of exciton-polaritons, particularly regarding the field-dependent redistribution of polariton density along the dispersion curves. Valley polarization dominates above 3 Tesla, with simulations showing circular polarization reaching 15% at 6 T and 30% at 9 T, surpassing exciton reservoir polarization by ~50%. This arises from preferential bosonic polariton relaxation in monolayers, where valley degrees couple to circular polarization. Results align with valley polarization data in transition metal dichalcogenides [1], supporting spin-valley control in quantum and spintronic devices. Mixed modes reveal rich luminescence behavior, with quantum kinetic modeling showing contributions from condensed and thermal populations, including ghost branches at intermediate fields [2].

Conclusion. This numerical analysis of mixed exciton-polariton luminescence under varying magnetic fields reveals key physical phenomena and establishes a solid theoretical basis for field-tunable polariton systems. Magnetic fields effectively control Rabi splitting, dispersion, and valley polarization, with circular polarization reaching 30% at 9 Tesla-advancing polariton spin dynamics and enabling spintronic applications. The excellent agreement with experimental data validates the combined Gross-Pitaevskii and quantum kinetic model, offering insights into many-body light-matter physics. Magnetic-field-modulated dispersion suggests new paths for

tunable photonic devices at elevated temperatures. Future work should explore more complex field configurations, topological phases, and nonlinear Rabi scaling, with applications in quantum simulation and computing. This framework is broadly applicable to other materials and supports the development of next-generation optoelectronic devices.

References

1. Lundt, N., Klaas, M., Sedov, E., Waldherr, M., Knopf, H., Blei, M., ... & Schneider, C. (2019). Magnetic-field-induced splitting and polarization of monolayer-based valley exciton polaritons. Physical Review B, 100(12), 121303.
2. Doan, T. D., Thoai, D. T., & Haug, H. (2020). Kinetics and luminescence of the excitations of a nonequilibrium polariton condensate. Physical Review B, 102(16), 165126.
3. Chng, B. X., Mondal, M. E., Ying, W., & Huo, P. (2025). Quantum Dynamics Simulations of Exciton Polariton Transport. Nano Letters.
4. Pande, V. R. (2025). Analysis of exciton-polariton condensation under different pumping schemes for 1D and 2D microcavities including the effect of strong correlation between polaritons. arXiv preprint arXiv:2501.02958.

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ БОМБАРДИРОВКИ НА СОСТАВ И СТРУКТУРУ ПЛЕНОК CaF_2/Si(111)

А.А.Абдувайитов, Б.Е.Умирзаков, Х.Х.Болтаев, Д.Т.Расулова, Ш.А.Талипова, Б.З.Шарипов

Ташкентский государственний технический университет, Ташкент Узбекистан

В создании перспективных приборов микро-, опто- и наноэлектроники на основе многослойных квантово-размерных структур и интегральных схем с трехмерной интеграцией является кремний на диэлектрике [1, 2].

Данной работы является изучение состава, структуры и морфологии поверхности пленок CaF_2 с толщиной 600 Å, созданных на поверхности Si методом сверхвысоковакуумного осаждения.

Перед электронной бомбардировкой пленки CaF_2/Si(111) обезгаживались в условиях сверхвысокого вакуума (P=10^{-7} Па) при оптимальной температуре T = 1250 K в течении 2 – 3 часов. После очистки поверхностная концентрация атомов Ca составляла ~ 34 ат.%, F ~ 65 ат.%, O ~ 1 ат.%. В процессе электронной бомбардировки наблюдалось разложение CaF_2 на составляющие, испарение фтора и обогащение поверхностных слоев атомами Ca.

На рис.1 приведено изменение концентрации Ca на поверхности при бомбардировке электронами с энергией E_e = 3 кэВ разными дозами. Видно, что с ростом D концентрация Ca на поверхности увеличивается. Это увеличение при D ≤ $5\cdot10^{18}$ $см^{-2}$ происходит линейно со скоростью, а в интервале D = $5\cdot10^{18}$ – $8\cdot10^{18}$ $см^{-2}$ скорость роста C_{Ba} имеет приблизительно экспоненциальный характер, затем с D = $8\cdot10^{18}$ $см^{-2}$ существенно не меняется и поверхность полностью покрывается атомами Ca. На вставке рис.1 приведены РЭМ изображения поверхности CaF_2, бомбардировка электронами с E_e = 3 кэВ при D = 10^{18}

$см^{-2}$ (а) и 10^{19} $см^{-2}$ (б). Видно, что при D = 10^{18} $см^{-2}$ на поверхности имеются отдельные участки, обогащенные атомами Ca. Можно полагать, что при электронной бомбардировке электроны при невысоких дозах попадают на отдельные участки пленки CaF_2. С ростом дозы ионов размеры этих участков увеличиваются и начиная с D = $8 \cdot 10^{18}$ $см^{-2}$ границы соседних фаз перекрывают друг друга и образуется сплошная пленка Ca (рис. 1, вставка б).

Для оценки толщины слоя Ca снимались профили распределения атомов Ca по глубине h для CaF_2, бомбардированного электронами при D = $D_{нас}$ с E_e = 1 и 3 кэВ. После электронной бомбардировки с E_e = 1 кэВ на поверхности CaF_2 формируется сплошная аморфная пленка Ca с толщиной d = 20 – 25 Å, а при E_e = 3 кэВ – 50 -55 Å.

В обоих случаях на границе Ca/CaF_2 образуется переходной слой обогащенный Ca с толщиной 30 – 40 Å. Для получения на поверхности CaF_2 монокристаллической нанопленки Ca проводился отжиг. Возможность получения эпитаксиальной пленки прежде всего обусловлено тем, что Ca имеет структуру ГЦК решетки и постоянная решетки “a” составляет ~ 5.48 Å, что очень близко к “a” CaF_2. Полная кристаллизация пленки Ca наблюдалась при T = 850 – 900 K. Для оценки степени кристалличности поверхностных слоев чистого, бомбардированного электронами и отожженного при T = 900 K в течении 30 мин CaF_2 записывались угловые зависимости коэффициента неупругоотраженных электронов η от угла падения первичного пучка на поверхность CaF_2. η снимались при E_p = 800 эВ. При этом глубина выхода неупругоотраженных электронов составляла ~ 200 Å.

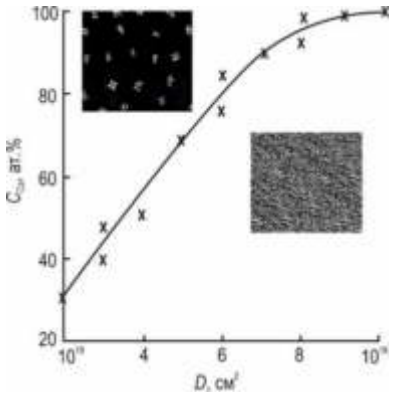


Рис. 1. Зависимость поверхностной концентрации Ca от дозы облучения для CaF_2, бомбардированного электронами с E_0=3 кэВ. На вставке РЭМ-изображения поверхности CaF_2, бомбардированного электронами с E_e = 3 кэВ при D = 10^{18} $см^{-2}$ (а) и 10^{19} $см^{-2}$ (б).

Таким образом, в работе бомбардировкой электронами на поверхности CaF_2/Si(111) нами получены тонкие пленки Ca. Установлены оптимальные режимы электронной бомбардировки и отжига позволяющие создать систему Ca/CaF_2/Si(111).

Список литературы

1. J.-P.Colinge. *Silicon-on-Insulator Technology: Materials to VLSI / 2nd Edition, published, Kluwer Academic Publishers, USA, 1997.*
2. Зиновьев В.А., Дерябин А.С., и др. // *ФТП. 2022. Т. 56. Вып. 8. С. 748.*

TECHNOLOGIES FOR PRODUCING THIN FILMS BASED ON SnO_2

Sh.Sh. Axmadjanova
Fergana State Technical University, Uzbekistan

Tin dioxide SnO_2 is a wide band-gap semiconductor material that exhibits excellent optical transparency, electrical conductivity, and chemical stability. These properties make SnO_2 thin films particularly valuable for numerous technological applications, including transparent conducting electrodes in solar cells, gas sensors, organic light-emitting diodes (OLEDs), antireflection coatings, and liquid crystal displays [1-2]. The dual valence of tin facilitates a redox mechanism that enables its application in gas sensing devices, where the sensing mechanism is based on band bending induced by the adsorption of charged molecules, causing an increase or decrease in surface conductivity [2].

SnO_2 thin films demonstrate high optical transparency (≥85%) in the visible spectrum due to their wide band gap (E_g>3 eV) and exhibit significant n-type electrical conductivity that can be modified through doping with foreign atoms such as indium (In), antimony (Sb), or fluorine (F) [2]. This semiconductor possesses a tetragonal rutile crystal structure that can be represented through the following lattice parameters: a=b=4.737 Å and c=3.186 Å, which define its unit cell dimensions [3]. The structural properties of SnO_2 films significantly influence their optical and electrical characteristics, which can be expressed through the relationship between carrier concentration (n), mobility (μ), and resistivity (ρ) as shown in equation (1):

$$\rho = \frac{1}{ne\mu} \tag{1}$$

where e represents the elementary charge. The optimization of these electrical properties requires careful control of the fabrication processes [1].

The performance of SnO_2 films in various applications depends heavily on the deposition method and processing conditions employed during fabrication. This article examines multiple technologies for producing SnO_2 thin films, comparing their capabilities, limitations, and the resulting film properties.

Physical Vapor Deposition Methods. Magnetron sputtering represents one of the most widely used methods for SnO_2 film preparation due to its good reliability, high growth rate, and better control of film characteristics. In this process, a target (typically composed of In_2O_3 90% and SnO_2 10% in weight for ITO films) is bombarded with energetic particles, causing atoms to be ejected and deposited onto a substrate positioned at a specific distance from the target [1].

As reported by Leng et al., the oxygen partial pressure percentage significantly affects the properties of magnetron sputtered SnO_2 films. Their study demonstrated that introducing oxygen suppresses the deposition and growth of SnO_2 films, while electrical measurements indicated that film resistivity decreases with increasing oxygen pressure. The relationship between substrate temperature and film properties was investigated by Fan and Reid, who observed the formation of litharge SnO and orthorhombic phase SnO_2 at intermediate temperatures during post-deposition annealing [3].

The magnetic field configuration in magnetron sputtering can be expressed using Maxwell's equations, with the Lorentz force on charged particles given by:

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (2)$$

where $\vec{F}$ is the force vector, q is the particle charge, $\vec{E}$ is the electric field, $\vec{v}$ is the particle velocity, and $\vec{B}$ is the magnetic field. This configuration confines electrons near the target surface, enhancing the ionization efficiency and sputtering rate.

A significant advantage of PLD is the ability to control intrinsic defect formation in SnO_2 films by adjusting key growth variables. As demonstrated by scientists in the journal "Journal of Materials Chemistry C," oxygen vacancies (VO) represent the dominant defect type when varying growth temperature, which can be compensated for by thermal oxidation at temperatures above 500°C. This control allows for the preparation of films with carrier concentrations ranging from 10^{16} to 10^{19} cm^{-3} by adjusting temperature alone.

Spray pyrolysis represents a simple, cost-effective technique for producing SnO_2 thin films where a precursor solution is atomized and sprayed onto a heated substrate. Chalise et al. investigated SnO_2 thin films deposited on glass substrates using this method, employing tin chloride dihydrate ($SnCl_2 \cdot 2H_2O$) and copper nitrate ($Cu(NO_3)_2 \cdot 3H_2O$) as sources of Sn and Cu respectively.

Their study examined the structural, optical, and gas sensing properties of both undoped and copper-doped SnO_2 films. X-ray diffraction analysis revealed that the layers possessed a tetragonal polycrystalline tin oxide structure. The optical transmission was found to decrease with the addition of copper as a dopant, except for 5% Cu-doped samples which showed enhanced transparency, as illustrated in Figure 1 of their pa.

The relationship between transmittance (T) and absorption coefficient (α) for a film of thickness d can be expressed as:

$$T = (1 - R)^2 e^{-\alpha d} \quad (3)$$

where R is the reflectance. The absorption coefficient is related to the extinction coefficient (k) by:

$$\alpha = \frac{4\pi k}{\lambda} \quad (4)$$

where λ is the wavelength of light.

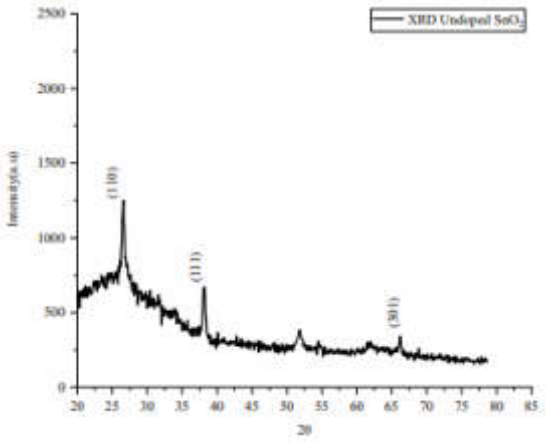


Figure 1. Observed XRD pattern of Undoped SnO_2

In addition to optical properties, Chalise et al. investigated the gas sensing performance of these films for different concentrations of butane gas using a static gas sensing system. Their results

demonstrated that Cu-doped SnO_2 nanostructure layers exhibited better response compared to pure SnO_2, with 4% (by volume) copper-doped thin films showing the highest response and shortest response/recovery times.

References

1. Her, Shiuh-Chuan, and Chun-Fu Chang. "Fabrication and characterization of indium tin oxide films." *Journal of Applied Biomaterials & Functional Materials* 15.2 (2017): 170-175.
2. Adjimi, A., Zeggar, M. L., Attaf, N., & Aida, M. S. (2018). Fluorine-doped tin oxide thin films deposition by sol-gel technique. *Journal of Crystallization process and Technology*, *8*(04), 89.
3. Ho, S. M. (2016). Synthesis and characterization of tin oxide thin films: a review. *Der Pharma Chemica*, *8*(3), 20-23.

ГРАНИЦА РАЗДЕЛА ПОЛУПРОВОДНИК-ДИЭЛЕКТРИК

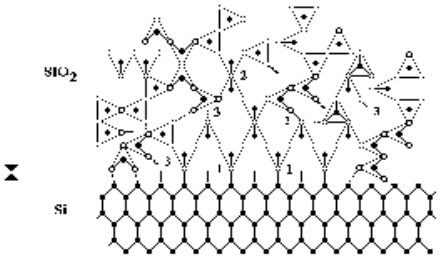
М.А. Эргашева, Х.Рахмонбердиева
Наманганский государственный университет

Исследование электронной структуры межфазных границ раздела принципиально важно для понимания свойств металл-оксидных систем. Для того, чтобы контролировать процессы на металл-оксидных границах раздела и их изменение под влиянием различных факторов необходимо знать электронную структуру поверхности оксидов в различных модификациях и ее реконструкцию при взаимодействии с металлическими адатомами и при росте пленок. Переходный слой между полупроводником и диэлектриком можно определить как область, разделяющую две объёмные твёрдые фазы. В пределах этой области физико-химическая структура и, следовательно, электрические характеристики полупроводника и диэлектрика отличаются от своих объёмных значений [1]. Переходный слой полупроводник - диэлектрик, формируется при длительных технологических обработках поверхности кристаллических полупроводников в различных активных средах. Воздействие активных сред, особенно при повышенных температурах, приводит к значительным нарушениям периодичности структуры приповерхностной области полупроводника. Нарушение периодичности структуры, внедрение в приповерхностную область полупроводника посторонних атомов, приводящих к неоднородности фазового состава, а также формирование "напряжённых" и оборванных валентных связей способствует перераспределению подвижных носителей заряда полупроводника и изменению его характеристик вблизи переходного слоя. На рис. 1 показана двумерная модель переходной области Si - SiO_2.

Основным технологическим процессом получения системы Si - SiO_2 является процесс термического окисления монокристаллического Si в потоке кислорода. Температура процесса составляет 900+1200°C. Окисление Si при этих температурах можно описать реакцией. $Si + O = SiO_2$. В присутствии паров воды реакция окисления ускоряется: $Si + 2H_2O = SiO_2 + 2H_2$.

При охлаждении пластин Si после их термического окисления на границе раздела Si - SiO_2 возникают значительные механические напряжения [2]. Эти механические напряжения обусловлены различием в коэффициентах термического расширения Si и SiO_2. Коэффициент

термического расширения SiO_2 (при 25°C) составляет 4.0×10^{-6} град$^{-1}$, а коэффициент термического расширении монокристаллического Si (при 25°C) равен 5.75×10^{-6} град$^{-1}$. Это означает, что при комнатной температуре слой диэлектрика, прилегающий к границе раздела, несколько растянут, а слой кремния несколько сжат. При понижении температуры различие в величинах механических напряжений возрастает. Однако знакопеременное термоциклическое воздействие приводит к миграции междоузельных электрически неактивных примесных центров (рис.2) к межфазной границе раздела Si-SiO_2, где они взаимодействуют с напряженными и оборванными валентными связями Si, уменьшая тем самым положительный заряд поверхностных состояний [3]. При этом, деформации на самой границе Si - SiO_2, могут достигать величины $(1\text{-}2)\cdot10^9$ Па.



ё

Рис. 1. Двумерная модель переходной области Si - SiO_2.
1-оборванные валентные связи Si, 2- «мостиковый» кислород,
3- « не мостиковый» кислород.

Наличие таких механических напряжений может привести к формированию микроскопических полостей, которые, в свою очередь приводят к повышению чувствительности межфазной границы раздела к адсорбционным процессам.

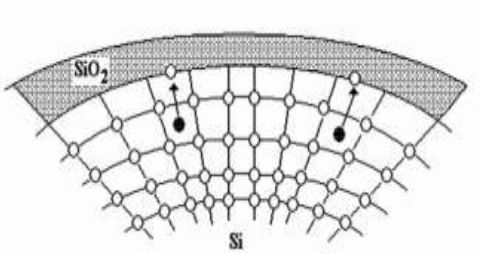


Рис. 2. Упрощенная модель уменьшения плотности поверхностных состояний за счет миграции примесных атомов в поле механических напряжений.

Литература:

1. М.Праттон. Введение в физику поверхности. Ижевск. «НИЦ». «Регулярная и хаотическая динамика», 2000. С.256 с.
2. Власов С.И., Эргашева М.А. Влияние давления на плотность поверхностных состояний границы раздела *Si* - стекло. //Материалы 4-республиканской конфе-ренции «Рост, свойства и применение кристаллов». 27-29 октября 2005. –Нукус, 2005.- . С.49-50.
3. С.И.Власов. Электрические методы измерения параметров полупроводниковых структур. Ташкент. «Университет» 2007. С. 172.

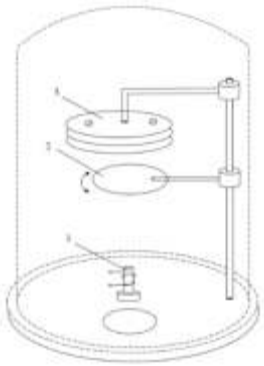
PbTe YUPQA QATLAMLARINI OLISH UCHUN QURILMALAR VA MOSLAMALAR VA ULARNI KONDENSATSIYALASH SHARTLARINI TANLASH

S.M. Otajonov[1], M.M. Xalilov[2]
[1]Farg‘ona davlat universiteti
[2]Farg‘ona davlat texnika universiteti

Tadqiqot uchun yupqa qatlamlar vakuum kamerasi (1-rasm), forvakuum va diffuziya nasoslari, havo tortib olishni rostlaydigan quvurlar va ventillar tizimidan tashkil topgan vakuum qurilmasida olingan. Qurilma $(4\div5)\cdot10^{-6}$ Torrgacha barqaror vakuumni ta’minladi [1], [2].

Butun texnologik jarayon amalga oshirilgan vakuum kamerasi quyidagi moslamalar bilan jihozlangan. Taglik tutgichi. Taglik tutgichi sifatida diametri 90 mm va qalinligi 3 mm bo‘lgan ikkita dumaloq bronza disklar ishlatilgan.

Har ikkala disklar murvat bilan mahkamlangan va ular orasiga taglikni qizdirgich - har ikki



1-rasm. Vakuum kamerasining prinsipial sxemasi. 1-bug‘latgich, 2-ekran, 3-tutgichli taglik

tomondan slyuda bilan izolyatsiyalangan zigzagsimon nixromli sim qo‘yilgan.

Qizdirgichning bunday joylashishi taglikning butun sirtida bir xil harorat maydonini yaratishga imkon berdi. Taglikning harorati tutgichning pastki qismida burg‘ulangan maxsus teshikka qattiq mahkamlanadigan xrom-alyumel termojuft orqali nazorat qilindi. Sharnirli tutgich ustunga biriktirildi. Bu bug‘latgichlardan taglikkacha bo‘lgan masofani, bug‘lanadigan materialning molekular nurlari yo‘nalishi va taglik orasidagi burchakni keng diapazonlarda o‘zgartirishga imkon berdi [1].

Bug‘latgich. Yupqa qatlamlar texnologiyasidagi asosiy vazifalardan biri bug‘latgich materialini to‘g‘ri tanlash hisoblanadi. Tellur va qo‘rg‘oshinni bug‘lantirish uchun to‘g‘ri burchakli shakldagi tantal qayiqchalari, qo‘rg‘oshin tellurini bug‘lantirish uchun esa quyidagi talablarga javob beradigan alang savatlari ishlatilgan:

a) bug‘latgich materialining bug‘lar bilan to‘yinishi bosimi bug‘lanish ishchi haroratida juda kichik bo‘lishi kerak;

b) erigan holatda bug‘lanadigan material bug‘latgich materialni yaxshi namlashi kerak;

c) bug‘latgichning tagliklarida o‘tqizilgan uchuvchan birikmalar hosil bo‘lishi hisobiga ham bug‘latgichni, ham yupqa qatlamning ifloslanishiga olib keladigan bug‘latgich materiallari va bug‘lanadigan modda o‘rtasida hech qanday kimyoviy reaksiyalar bo‘lib o‘tmasligi kerak.

Alund savatlari quyidagicha tarzda tayyorlangan: diametri 0,5 mm bo‘lgan volfram simdan kichik qadamlar bilan spiral o‘ralgan. Spiralning diametri 3÷4 mm bo‘ldi. Keyin bu spiral ichki va

tashqi tomondan mayda aluminiy oksidi kukuni (Al_2O3) spirtli suspenziyasi bilan cho‘tka orqali qoplangan va o‘ramlar orasidagi zonani to‘ldiradigan yupqa oq qoplama hosil bo‘lguncha havoda qizdirilgan. Savat havoda quritilgandan so‘ng, spiral orqali tok o‘tkazish bilan vakuumda 1500°C haroratgacha qizdirish ta’minlanishi bilan pishirilgan.

Bug‘lantirgichlarning geometrik o‘lchamlari bug‘lanish haroratiga sezilarli ta’sir ko‘rsatadi. To‘g‘ri burchakli tantalli qayiqchalardan PbTe moddalarni sublimatsiyalash asta-sekin bo‘lib o‘tadi va bug‘lantirgichning T_u = 550 - 600°C haroratlarida boshlanadi. Bu mualliflarning tadqiqotlariga mos keladi. 550 - 600°C haroratlarda PbTe nisbatan uchuvchan modda hisoblanadi va sublimatsiyalash jarayonida sezilarli bug‘lanadi.

Bu bug‘lanish haroratida qalinligi 5-10 mkm bo‘lgan sezgir qatlamning o‘tqazilishi vaqti 15-20 minutni tashkil etdi. Yupqa qatlamlarni qoplash vaqtini sezilarli darajada qisqartirishga erishilmadi, chunki bug‘latgichni qizishining ortishi undan bug‘langan moddaning chiqishi bilan birga bo‘ldi. Bundan tashqari, radiatsiya ta’sirida kondensatsiyalanish vaqttida, taglik sezilarli qizishga ulguradi va bunda uning harorat rejimi buziladi. Kondensatsiyalanish haroratini to‘g‘ri aniqlash faqat taglik sirti va issiq bug‘latgich o‘rtasidagi radiatsion almashinuvni to‘liq hisobga olishda bo‘lishi mumkin, bu esa uning haroratini nazorat qilishni qiyinlashtiradi. Taglikka etib boradigan molekular nurlar vaqt o‘tishi bilan yanada ko‘proq qizdirilgan sirtga kondensatsiyalanadi. Shu bilan bir qatorda, uzoq bug‘lanishda vakuum kamerasini qizdirish va oshirilgan gaz ajralishi kabi yon omillar katta ahamiyatga ega. Ajratilgan gazlar va bug‘langan birikmalar o‘rtasidagi o‘zaro ta’sirlashish yupqa qatlamlarning xossalariga ta’sir qiladi [1].

Ko‘rinib turibdiki, bularning barchasi ko‘rsatilgan sharoitlarda tantalli bug‘latgichlardan olingan kondensatsiyalangan qatlamlarning yomon sifatiga sabab bo‘ldi. Qatlamlar past tenzosezgirlikka va nobaqaror elektromexanik xossalarga ega edi. Nisbatan yuqori molekular oqimdan foydalanish koeffitsientida sezilarli miqdordagi materialni bug‘lash uchun boshqa bug‘latgich konstruksiyasi zarur bo‘ladi. Shu sababli, nazorat tajribalari turli konstruksiyali bug‘latgichlar bilan o‘tkazildi.

Teshigining diametri 3 mm bo‘lgan alund savati eng mos bo‘ldi. Alund savati oddiy tantalli qayiqchalarga qaraganda teng bug‘lanish tezligini ta’minladi. Bu yerda bug‘langan moddaning tigeldan chiqishi kuzatilmadi. Bug‘lantirish T_u=720 – 780°C haroratlarda amalga oshirildi. Bunda qatlamlarning o‘tqazilishi vaqti 8-10 baravar qisqardi, kondensatsiyalanish tezligi 350-450 Å/sekni tashkil etdi [1].

Yarimo‘tkazgichli birikmalarning yupqa qatlamlarini olishda bug‘lanish tezligini oshirishning roli muhim ahamiyatga ega. Bunda komponentlar bug‘larining elastikligi ta’siri kuchsizlashadi, yupqa qatlam tarkibining qalinligi bo‘yicha bir jinsliligi yaxshilanadi va kondensat tarkibi bo‘yicha dastlabki material bilan tenglashadi. Bu bug‘lanish rejimidan foydalanish bilan olingan tenzosezgir yupqa qatlamlar yuqori TKS va barqaror elektromexanik xossalarga ega.

Ma’lumki, 700 - 800ºC bug‘lanish harorati sohasi PbTe yupqa qatlamlarini bug‘lash uchun eng qulay hisoblanadi. 700°C dan past haroratlarda bug‘dagi Te ortiqchaligi ortadi va kondensatda tellurning intensiv to‘planishi boshlanadi. 900°C dan yuqori haroratlarda ham xuddi shunday holat kuzatidadi. Bu PbTe birikmaning erish nuqtasiga yaqinlashishiga bog‘liq [1].

Yupqa qatlamlarning elektr-fizik parametrlari ko‘p jihatdan taglik materialiga va uning xossalariga bog‘liq. Tagliklar ham yupqa qatlamlarni olishish va ishlov berish texnologik rejimlari, shuningdek, ham tayyorlangan elementlarning muayyan qurilmada ishlashi shartlari bilan aniqlanadigan talablarga javob berishi kerak.

Foydalanilgan adabiyotlar.

1. С.М.Отажонов, М.М.Халилов, У.Мамаджанов. Технология получения пленок теллурида свинца переменного состава. // Наука и Мир. 2022, том 103, вып. 3, с. 23-26.
2. Ю.С.Жидик, Т.П.Ефимович. Технология получения электропроводящих пленок ITO высокой оптической прозрачности с низким значением величины удельного поверхностного сопротивления //Доклады Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники. 2012. том. 2, вып 26. с. 169-171.

РАСЧЁТ ЭНЕРГИИ ОТСЕЧЕНИЯ ДЛЯ КРЕМНИЯ С ПОМОЩЬЮ QUANTUM ESPRESSO

Х.М. Илиев, К.С. Аюпов, С.Б. Исамов, Б.О. Исаков, Г.А. Кушиев, З.Б. Худойназаров
Ташкентский государственный технический университет, Ташкент, Узбекистан.

В данной работе проведены квантово-механические расчёты кристаллического кремния, состоящего из 216 атомов. Использовалась кристаллическая решётка типа $Fd\bar{3}m$, взятая из базы данных The Materials Project [1]. С помощью программы VESTA была сформирована суперячейка 3×3×3 на основе элементарной ячейки. На основании этих данных был подготовлен входной файл для расчётов в Quantum ESPRESSO.

На рис.1 представлен внешний вид кристаллической решётки кремния, состоящей из 216 атомов. Решётка была сформирована в кубической форме для визуализации объёмной структуры кристалла.

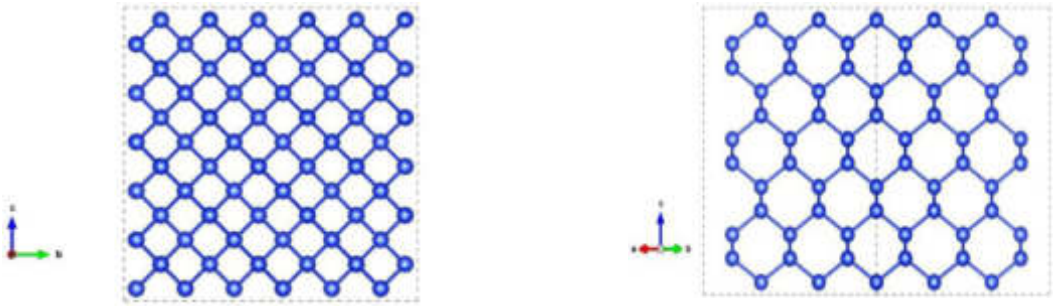


Рис. 1. Модель кристалла кремния, построенная в VESTA

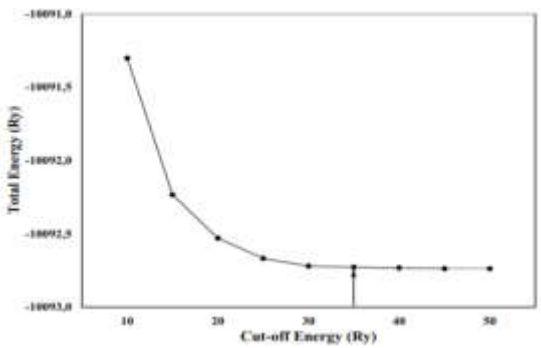


Рис. 2. Зависимость полной энергии кристалла кремния от энергии отсечения.

Результаты расчётов, выполненных в Quantum ESPRESSO, представлены в виде графика зависимости полной энергии от энергии отсечения. Из графика видно, что оптимальное

значение энергии отсечения составляет 35 Ry. Данное значение согласуется с литературными данными [2–5].

Полученная кристаллическая решётка и результаты расчётов будут использованы для дальнейшего исследования оптических и магнитных свойств кремния. Также проводятся исследования легированного кремния примесными атомами с использованием пакета Quantum ESPRESSO.

Список литературы

1. https://next-gen.materialsproject.org/materials
2. Paolo Giannozzi et al. QUANTUM ESPRESSO: a modular and open-source software project for quantum simulations of materials. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 2009. http://iopscience.iop.org/0953-8984/21/39/395502
3. P Giannozzi et al. “Advanced capabilities for materials modelling with Quantum ESPRESSO” – J. Phys.: Condens. Matter 29 (2017) 465901 (30pp). https://doi.org/10.1088/1361-648X/aa8f79
4. Kamal Choudhary, Francesca Tavazza, “Convergence and machine learning predictions of Monkhorst-Pack k-points and plane-wave cut-off in high-throughput DFT calculations”, Computational Materials Science 161 (2019) 300–308. https://doi.org/10.1016/j.commatsci.2019.02.006
5. Angel Rosado, Mario Benites, Efstratios Manousakis, “QUANTUM ESPRESSO implementation of the RPA-based functional”, arXiv, 2024. https://arxiv.org/html/2412.16017v1

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРЕМНИЯ, ЛЕГИРОВАННОГО ПРИМЕСЬЮ ТАНТАЛА

Ж.Ж. Хамдамов, А.Б. Утениязова, А.Т. Джубатов, М.О. Рахмонова
Научно-исследовательский институт физики полупроводников и микроэлектроники при НУУз им. Мирзо Улугбека,
e-mail: aysara.uteniyazova@gmail.com

При создании полупроводниковых приборов широко применяются в микроэлектронике тугоплавкие металлы и их силициды, что обусловлено их термодинамическими особенностями, стабильностью при высоких температурах и перспективными электрофизическими свойствами. Контакты тугоплавкого металл - кремния широко используются в качестве омических контактов, барьеров Шоттки, затворных электродов в устройствах микроэлектроники из-за их низкого сопротивления и высокой термической стабильности [1].

Известно, что основными электрофизическими характеристиками полупроводниковых материалов являются ширина запрещенной зоны, подвижность, удельное сопротивление, время жизни, температура плавления, энергия ионизации примесей, начало собственной проводимости [2]. Путем напыления тугоплавкого металла на поверхность кремния, нами были изготовлены контакты тантал-кремний.

Электрофизические характеристики этих контактов были исследованы методами эффекта Холла с помощью прибора Ecopia HMS-*7000.*

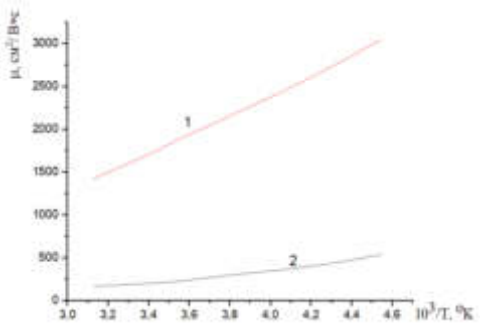


Рис.1. Зависимость подвижности носителей заряда от температуры: 1– n-Si; 2– Ta/n-Si

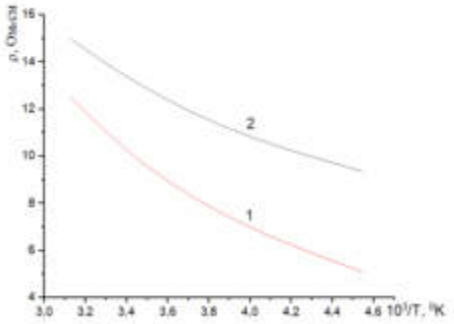


Рис. 2. Зависимость удельного сопративления от температуры : 1– n-Si; 2– Ta/n-Si

Полученные результаты показали, что легирование n-Si с удельным сопративлением 10 Ом×см примесью тантала (Ta) приводит к изменению электрофизических характеристик. Из сравнения рисунков 1 и 2 следует, что введение примеси тантала в n-Si приводит к изменению типа проводимости, уменьшению подвижности носителей заряда, увеличению удельного сопротивления образца. Из анализа полученных данных следует, что уменьшение подвижности обусловлено тем, что легирующая примесь выступает в роли центров рассеяния носителей заряда.

Литература

1. Мьюрарка Ш. Силициды для СБИС. - М.:Мир, 986. -176 с
2. Бонч-Бруевич.Л., Калашников С.Г. Физика полупроводников. М.: Наука, 1990. 678 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФФУЗИИ ЕВРОПИЯ В МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ КРЕМНИИ

Г.Х. Мавлонов, Й.А. Абдуганиев, Ш.Б. Бектураева, А.Ф.Расулов, А.К.Xiatov
Ташкентский государственный технический университет
e-mail: yoldoshaliabduganiyev2@gmail.com

Кремний, в котором примесные атомы элементов III и V групп полностью или частично компенсированы примесными атомами, создающими глубокие энергетические уровня, находит широкое практическое применение при изготовления быстродействующих приборов и активных элементов интегральных схем в микроэлектронике, а также для ряда других чувствительных полупроводниковых датчиков и приборов. В последнее время усилия многих ученых и специалистов направлены получение новых материалов, которые позволили бы создавать современные датчики и прибор магнетоэлектроники. Как известно, многие полупроводниковые, и, в частности, кремниевые изделия в электронной

промышленности получается с помощью планарной технологии, то есть методом диффузии из газовой фазы [1-3].

Интересные результаты были получены в работах [4,5], где было показано, что использование метода диффузионного легирования кремния представляет большой интерес для получения кремния легированного элементами создающие глубине энергетические дровни, которые приводить повышения термической и радиационной стойкости. Эти примеси также имеет определенные особенности структуры электронных оболочек, которые является перспектив ним материалом использования их в магнетоэлектронике [6].

Кремний легированный элементами 4f группы исследовано, в работе [7], которые было показано что этот материал можно отнести как перспективный материал для магнетоэлектроники. В данной статье: изучено диффузионные параметры европия в кремний методом СЭМ. Совместно с научными сотрудниками факультета «Физики полупроводников и физика наноэлектроники» Белорусского государственного университета Республики Беларусь было определен элементный состав и структура поверхности образцов кремния, диффузионного легированного примесными атомами европия.

Для диффузионного легирования поверхность исходного образца монокристаллического кремния n-типа с удельными сопротивлением ρ = 80 Ом·см размером 8×4×0,9 мм^3 из раствора наносили слой хлорида европия. Диффузионный отжиг проводился в трубчатной электропечи марки на открытом воздухе или в вакуумированных (P=10^{-5}-10^6 мм рт.ст.) кварцевых ампулах в интервале температур T=1200÷1350 °C в течение t=15 часа. Температура во время диффузии дополнительно контролировалась с помощью, платинородиевой термопары которая находилась непосредственно рядом с кварцевыми ампулами. После диффузии ампулы охлаждали медленно на воздухе. Диффузионный профиль определяли по методу послойного стравливления тонких слоев. Для определения глубины проникновения примесных атомов европий в кремний был использован химический раствор составом 1HF+16HNO$_3$+16CH$_3$COOH, которые является медленным травителем для кремния (рис. 1).

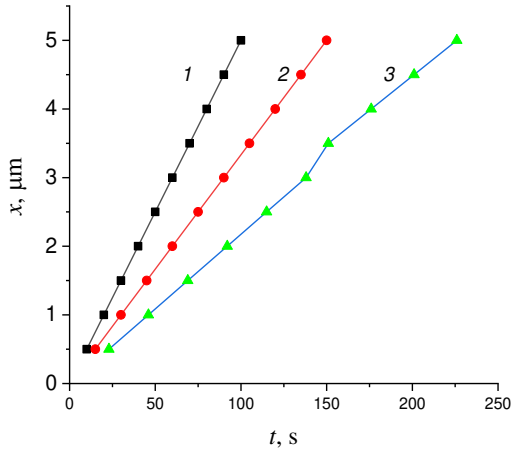


Рис. 1. Глубина травления от времени в образцах кремния легированного атомами европии при различных составах: *1* – 1HF+16HNO$_3$+8CH$_3$COOH, *2* – 1HF+16HNO$_3$+16CH$_3$COOH, *3* – 1HF+16HNO$_3$+24CH$_3$COOH

Согласно работы [8] профиль распределения концентрации атомов европия в кремний зависит от температуры и времени диффузии и определяются с помощью уравнения Фика:

$$C(x,t) = C_0 erfc(\frac{x}{2\sqrt{Dt}}), \quad (1)$$

где C_0 – поверхностная концентрация, x – глубина от поверхности кремния, t – время диффузии. Используя методику вычисления коэффициента диффузии [9], была определена величина коэффициента диффузии атомов европия в кремний, с точностью $\pm 5\ \%$. Наблюдающийся в эксперименте аррениусовский характер изменения коэффициента диффузии в зависимости от температуры, описывается следующим соотношением:

$$D = D_0 e^{-\frac{E_a}{kT}} \quad (2)$$

С помощью этих зависимостей были определены основные диффузионные параметры-энергия активация E_a и пред экспоненциальный множитель D_0 (рис. 2).

$$D_{Eu} = 2 \cdot 10^{-2} e^{-\frac{2,8}{kT}} \quad (3)$$

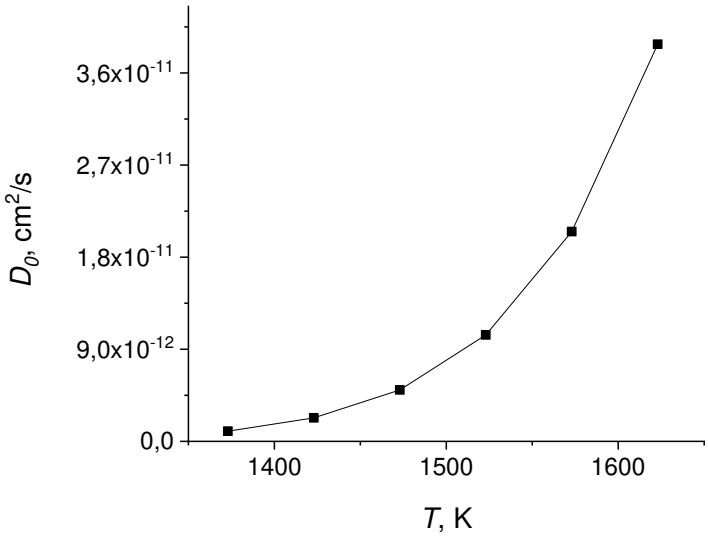


Рис. 2. Температурная зависимость коэффициента диффузии атомов европия в кремнии

Анализ результатов исследования показал, что примесные атомы европия диффундируют в монокристаллический кремний в исследованном интервале температур с коэффициентами диффузии порядка $D = 10^{-11} - 10^{-12}$ cm^2/s. Также было определена подвижность и поверхностная концентрация примесных атомов европий методом Холла на установке Ecopia Hall Effect Measurement System марки HMS-3000 VER. Подвижность носителей заряда в диффузионном слое Si<Eu> находилась в интервале μ=174÷270 $см^2/В \cdot с$ и уменьшается с увеличением концентрации атомов европия в кремнии.

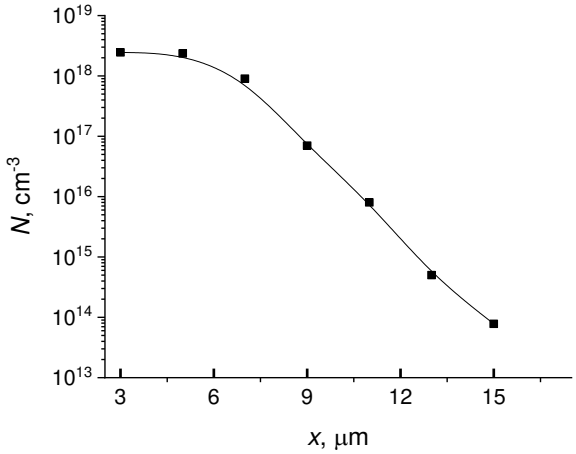


Рис. 3. Распределение концентрации атомов европия в кремнии после диффузии в интервале температур *T*=1250 ˚С в течение *t*=15 ч.

Глубина проникновения примесных атомов европий в кремний, определялись по измерения концентрации с помощью методом Ван-дер Пау. Измерения проводились послойным снятием, и каждый раз определялись значений. Концентрационное распределение атомов приведена на рис. 3. Как видно из рисунка, электроактивные атомы европия пройдет до 15 мкм в течение 15 часа при *T*=1250 ˚С.

Литература

1. Б.И. Болтакс, М.К. Бахадырханов, С.М. Городецкий, Г.С. Куликов. Компенсированный кремний. Л.: Наука, 1972. 122 с.

2. В.В. Агеев, Н.С. Аксенова, В.Н. Коковина, Е.П. Трошина. Применение элементов третьей группы Периодической системы Д.И. Менделеева в кремниевой планарной технологии //Изв. ЛЭТИ, 211, 80 (1977).

3 Н.И. Солин, Л.Н. Ромашев, С.В. Наумов, А.А. Саранин, А.В. Зотов, Д.А. Олянич, В.Г.Котляр, О.А.Утас. Магниторезистивные свойства наноструктурированных магнитных металлов, манганитов и магнитных полупроводников// ЖТФ. 2016. Т. 86. Вып. 2. С. 78–84

4. Б.И. Болтакс, М.К. Бахадырханов, Г.С. Куликов. Диффузия, электроперенос и растворимость примеси марганца в кремнии // ФТТ. 1972. Т. 14. Вып. 6. С. 1671–1675.

5. Н.Т. Баграев, Л.С.Власенко, В.М. Волле, В.Б. Воронков, И.В. Грехов, В.В. Добровенский, А.И. Шагун. Возможности повышения термостабильности монокристаллического кремния для мощных полупроводниковых приборов // ЖТФ. –Санкт-Петербург,1984. Т.54. В. 5.–С. 917-928.

6. Д.Э.Назыров, А.Р.Регель, Г.С.Куликов. Кремний легированный редкоземельными элементами. Препринт. ФТИ им. А.Ф. Иоффе АН СССР. No1122. 1987. 56 С.

7. В.М. Глазов, А.Я. Потемкин, Г.Г. Тимошина, М.С. Михайлова. О возможности повышения терм стабильности Si путем его легирования переходными, либо редкоземельными металлами. ФТП, **31** (9), 1025 (1997).

8. Н.А. Соболев. Светоизлучающие структуры Si:Er. Технология и физические свойств. ФТП, 29 (7), 1153 (1995).

9. Д.Э. Назыров, В.П. Усачева, Г.С. Куликов, Р.Ш. Малкович. Диффузия празеодима в кремнии. Письма ЖТФ, 14 (12), 1102 (1988).

ФОТОХРОМНЫЕ ПОКРЫТИЯ НА ОСНОВЕ ИТТРИЙ-ОКСИГИДРИДА: ОТ ЛАБОРАТОРНЫХ ПЛЕНОК ДО МАСШТАБНОГО РУЛОННОГО ПРОИЗВОДСТВА

С. Ж. Каражанов[1,2]

[1]*Институт энергетических технологий, Шэллер, Норвегия*

[2]*Институт физики твердого тела, Латвийский университет, Рига, Латвия*

Оксигидрид иттрия ($YH_{3-2x}O_x$, YHO) относится к новой классу систем со смешанными типами анионов - материалов, содержащих несколько анионных видов, что может обладать уникальными свойствами, отсутствующими у одно анионных аналогов. YHO синтезируется методом реактивного магнетронного распыления $YH_{2-\delta}$, с последующим окислением на воздухе. Он проявляет фотохромные свойства в нормальных условиях, переходя из прозрачного состояния пропусканием T > 85% в темное состояние с T ≈ 20% при воздействии солнечного света, с практически равномерным поглощением на всех длинах волн фотонов в видимой области. YHO обладает значительным потенциалом для различных технологических применений, включая «умные» окна, защитные очки, и автомобильное стекло. Малое предприятие Sunphade уже начала коммерциализацию фотохромного YHO, осажденного методом рулонного нанесения. На сегодняшний день изучение YHO и других оксигидридов редкоземельных металлов представляет собой все более привлекательное направление исследований.

В данном докладе будут рассмотрены ключевые результаты исследований YHO, с акцентом на его физические и оптические свойства, включая фотохромное поведение при воздействии видимого и ультрафиолетового света, управляемую прозрачность и высокую оптическую стабильность с минимальной деградацией при многократных циклах. Также будут обсуждены температурно-зависимые характеристики перехода YHO между прозрачным и непрозрачным состоянием. В дополнение, будут представлены текущие исследования, посвященные долговечности и химической стабильности, обеспечению надежности в практических приложениях, а также усилиям по улучшению времени отклика, стабильности при циклировании и энергоэффективности для крупномасштабной реализации.

Теоретические достижения включают предсказания кристаллических структур окисленного гидрида иттрия, модификации зонной структуры, вызванные водородом, объясняющие его уникальные оптические эффекты, и явления, такие как свето-индуцированное дыхание решетки и ее сжатие/расширение. Кроме того, будут рассмотрены методы осаждения на стеклянных и гибких подложках малой и большой площади, разработка прототипов и оценка функциональности как в лабораторных, так и в естественных условиях.

MICROSCOPIC ANALYSIS OF GADOLINIUM-DOPED SILICON

G. Kh.Mavlonov, Y.A. Abduganiev, Sh. B. Bektorayeva, A.F.Rasulov, N.D.Ashuraxmatov

Tashkent State Technical University

Silicon doped with rare-earth elements, in impurity atoms of particularly those from groups III and V completely or partially compensated by these dopants that create deep energy levels, has its potential applications in manufacturing high-speed devices and active elements of integrated circuits in microelectronics as well as in several sensitive semiconductor sensors and devices. Planar technology, that is, by using diffusion from the gas phase is a prevalent method for obtaining particular silicon products in the electronics industry [1-3]. The results have demonstrated significant interest that diffusion doping is effective in incorporating elements into silicon that introduce deep energy levels, thereby leading to increased thermal and radiation resistance.

The quest for new materials suitable for magneto electronic applications has led to the exploration of silicon doped with 4f group elements [4-8]. These doped materials can be classified as a promising material for magneto electronics. The initial material was *n*-type monocrystalline silicon with a resistivity of 80 Ω·cm (*KEF*[1]–80). Europium (*Eu*), and gadolinium (*Gd*) with a chemical purity of 99.999% were used as impurities. The diffusion of dopant atoms was carried out from the gas phase in an MG 17-60/300 electric diffusion furnace in the temperature range T = 1200–1300°C. The works by the authors [14, 15] were given the low diffusion coefficient of rare earth elements in silicon. Therefore, the diffusion of impurity atoms into silicon was carried out for t = 15 hours. After diffusion, the sample surfaces were treated with hydrofluoric acid (*HF*) to remove the oxide layer and technological defects from the silicon surface. The Van der Pauw method using ECOPIA HALL HMS-3000 equipment was employed to measure the samples` electrophysical parameters.

The research results showed that the surface concentrations of the doped silicon samples after diffusion were determined to be N_{Eu}=1.08×10^{18} cm^{-2} and N_{Gd}=2×10^{18} cm^{-2}, respectively. Based on the results of scientific research, the authors in [16] showed that the introduction of rare earth elements into monocrystalline silicon can induce a transition from a diamagnetic to a paramagnetic state, attributed to the formation of nanoclusters of the dopant atoms.

The surface morphology and elemental composition Si<Gd> doped with monocrystalline silicon were investigates using Scanning Electron Microscopy (SEM), i.e. it is used to analyze the surface of materials to obtain high-quality images. This device uses a stream of high-energy electrons imaging by scanning the material's surface and allowing for detailed observation of surface features. Energy dispersive analysis shows that the silicon surface is indeed enriched with Europium atoms, but the diffusion time on the silicon surface is much longer.

The analysis of the research results shows that the atoms of Gd chrism formed from the morphology of the samples, after diffusion with silicon, after being heated in ambient air at temperature between 450-600 ^{0}C led to the formation of a compound with oxygen and formed clusters in silicon, forming a thin oxide layer on the silicon surface. We can see that gadolinium crystal atoms are not uniformly distributed on the silicon surface (Fig. 2).

[1] *KEF – phosphorus doped silicon*

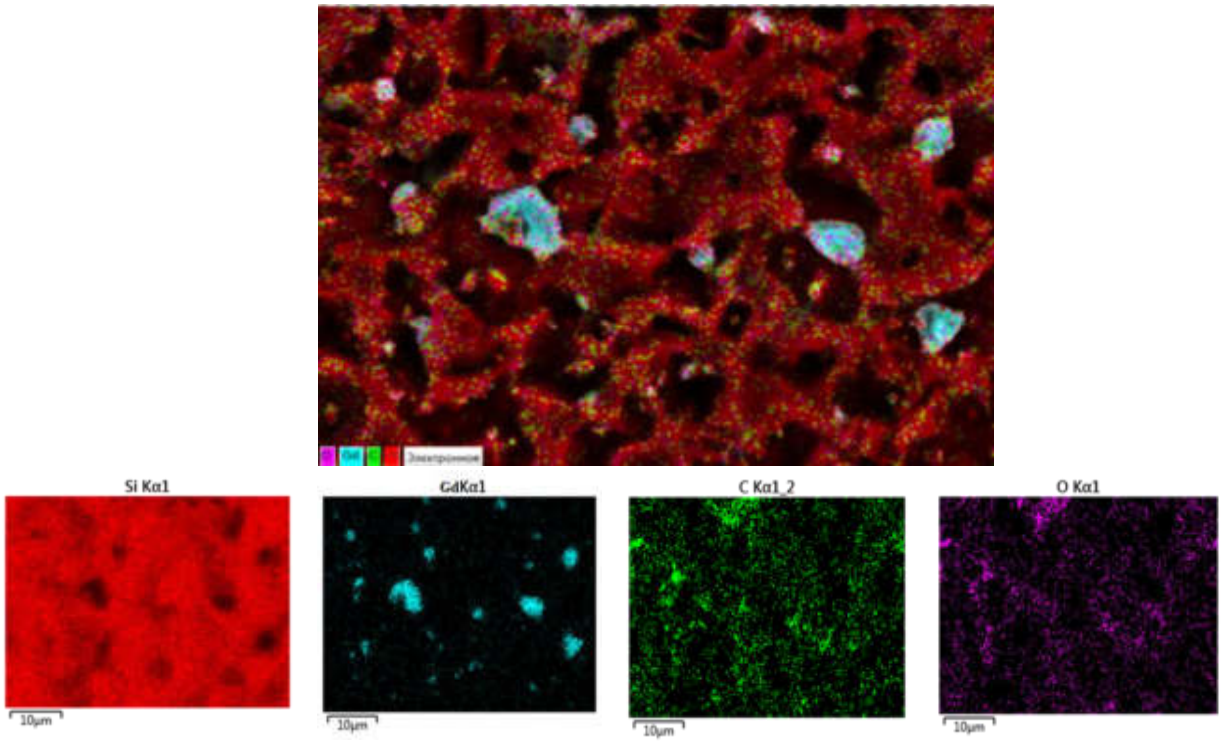


Fig.1. Energy dispersive analysis of the silicon surface sample (Si <P, Gd> - 80) doped with Gadolinium input atoms studied on the LEO-1430 SEM device.

The above-mentioned experimental findings indicate that europium and gadolinium dopant atoms in silicon tend to form nanoclusters on the surface with Eu atoms exhibiting a higher surface concentration. To investigate the diffusion of Gadolinium entry atoms, samples were prepared using consistent deposition technology across various temperatures, following by elemental analysis to assess the distribution of Gd atoms.

The obtained experimental data show that due to the small diffusion coefficient of europium atoms, the diffusion processes in single-crystal silicon must be carried out for a sufficiently long time. It has been established that for the maximum increase in the concentration of impurity europium atoms in silicon, it is necessary to carry out-diffusion from the deposited layer of europium chloride.

List of used literature

1.Б.И. Болтакс, М.К. Бахадырханов, С.М. Городецкий, Г.С. Куликов. Компенсированный кремний. Л.: Наука, 1972. 122 с.

2. В.В. Агеев, Н.С. Аксенова, В.Н. Коковина, Е.П. Трошина. Применение элементов третьей группы Периодической системы Д.И. Менделеева в кремниевой планарной технологии //Изв. ЛЭТИ, 211, 80 (1977).

3. Н.И. Солин, Л.Н. Ромашев, С.В. Наумов, А.А. Саранин, А.В. Зотов, Д.А. Олянич, В.Г.Котляр, О.А.Утас. Магниторезистивные свойства наноструктурированных магнитных металлов, манганитов и магнитных полупроводников// ЖТФ. 2016. Т. 86. Вып. 2. С. 78–84

4.Б.И. Болтакс, М.К. Бахадырханов, Г.С. Куликов. Диффузия, электроперенос и растворимость примеси марганца в кремнии // ФТТ. 1972. Т. 14. Вып. 6. С. 1671-1675.

5.Н.Т. Баграев, Л.С.Власенко, В.М. Волле, В.Б. Воронков, И.В. Грехов, В.В. Добровенский, А.И. Шагун. Возможности повышения термостабильности

монокристаллического кремния для мощных полупроводниковых приборов // ЖТФ. – Санкт-Петербург,1984. Т.54. В.5– С. 917-928.

6.Д.Э.Назыров, А.Р.Регель, Г.С.Куликов. Кремний легированный редкоземельными элементами. Препринт. ФТИ им. А.Ф. Иоффе АН СССР. No1122. 1987. 56 С.

7. G H Mavlonov, S.B Isamov, S V Koveshnikov, Kh F Zikrillaev, Y. A. Abduganiev, A. A. Sattorov and A. B Ibrohimov. Ordering of europium magnetic domains in silicon at room temperature//Indian Journal of Physics. 2024Volume 98, Issue 13.

8.В.М. Глазов, А.Я. Потемкин, Г.Г. Тимошина, М.С. Михайлова. О возможности повышения терм стабильности Si путем его легирования переходными, либо редкоземельными металлами. ФТП, 31 (9), 1025 (1997).

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТАЛЛ-КРЕМНИЙ КОНТАКТОВ ПОЛУЧЕННОГО УЛЬТРАЗВУКОВОМ ВОЗДЕЙСТВИЕМ

Н.Ф.Зикриллаев, К.С. Аюпов, Х.М. Илиев, С.Б. Исамов, А.Б. Иброхимов, А.Н. Кадиров

Ташкентский государственный технический университет, 100095, Ташкент, Узбекистан

При изготовлении металл-полупроводниковых контактов в основном применяются два технологических процесса [1–4]. Первый из них — высокотемпературный, при котором формирование контактов происходит при температурах T>500 °C. Второй метод – низкотемпературный, заключающийся в нанесении на поверхность полупроводника металлических сплавов, таких как Au-In, Ag-In, Ga-In и др. Для получения качественного омического контакта в обоих случаях приповерхностная область кремния должна быть сильно легирована. Представляет интерес исследование влияния ультразвуковой обработки на контакты, полученные вторым методом.

В данной работе исследовано влияние ультразвуковой обработки на контакт, полученный низкотемпературным методом с использованием сплава Ga-In. Измерены вольтамперные характеристики контактов до и после воздействия ультразвуковой обработки. В качестве исходного материала использовались монокристаллы кремния марок КДБ-10. Контакты формировались методом нанесения сплава Ga-In на поверхность кремния с последующей ультразвуковой обработкой. В качестве источника ультразвука применялся прибор Cheersonic CS60-X15I с частотой 60 кГц. Ультразвуковое воздействие осуществлялось на поверхности с плотностью мощности 0,2 Вт/см².

На рисунке 1 представлены вольтамперные характеристики контактов на кремнии, полученных с использованием сплава Ga-In. Кривая 1 соответствует контакту, сформированному механическим нанесением сплава Ga-In на поверхность кремния. Кривая 2 отображает ВАХ контакта, подвергнутого дополнительной ультразвуковой обработке. Как видно из графика, обе кривые демонстрируют симметричный характер, характерный для омических контактов. В случае ультразвуковой обработки сопротивление контакта уменьшается в 2,55 раза по сравнению с контактом, полученным стандартным методом.

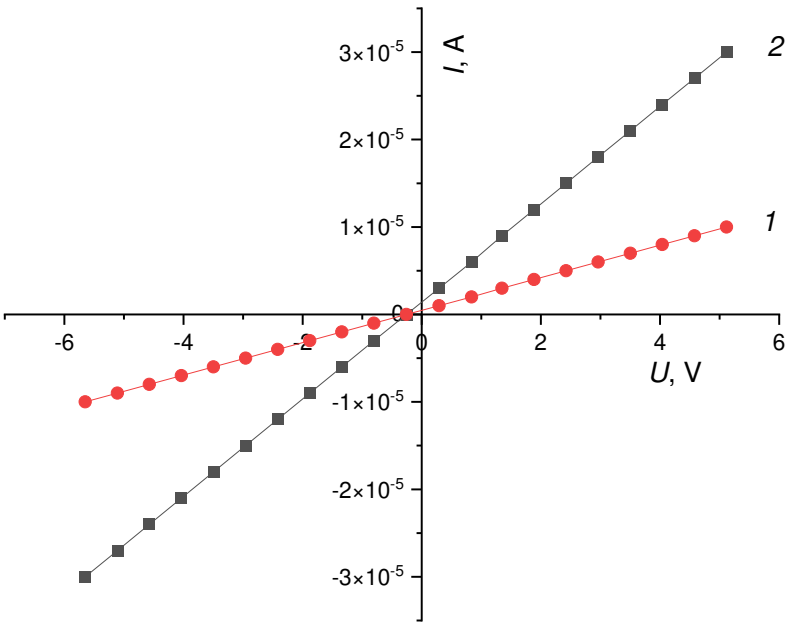


Рис. 1. Вольт-Амперная характеристика контакта кремния с Ga-In сплавом. *1* – обычный контакт, *2* – обработанный контакт ультразвуком.

Таким образом, ультразвуковая обработка низкотемпературных контактов приводит к улучшению их омических характеристик. Экспериментальные результаты показали, что параметры контактов улучшается в 2,55 раза. Данный эффект объясняется формированием сильнолегированной приповерхностной области под воздействием ультразвуковой энергии.

Литературы

1. Dutta, I. *et al.* Liquid Phase Sintered Solders with Indium as Minority Phase for Next Generation Thermal Interface Material Applications. *J. Electron. Mater.* **38**, 2735–2745 (2009).
2. Chen, Z., Zhang, X., Fang, X., He, H. & Zhu, W. The role of ultrasonics in formation of bonding for solid state solder interconnections. in *2016 17th International Conference on Electronic Packaging Technology (ICEPT)* 1222–1225 (2016). doi:10.1109/ICEPT.2016.7583344.
3. Burbelo, R. M., Olikh, O. Y. & Hinders, M. K. The Dynamic Uultrasound Influence on the Diffusion and Drift of the Charge Carriers in Silion p-n Structures. *MRS Online Proc. Libr.* **994**, 09940311 (2011).
4. Olikh, O. Ya., Voytenko, K. V. & Burbelo, R. M. Ultrasound influence on I–V–T characteristics of silicon Schottky barrier structure. *J. Appl. Phys.* **117**, 044505 (2015).

ИССЛЕДОВАНИЕ МОРФОЛОГИИ ПОВЕРХНОСТИ ТОНКИХ ПЛЁНОК CdS

К. П. Бускис[1], А. В. Станчик[1]
[1]ГО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению», 220072,
ул. П.Бровки, 19, Минск, Беларусь

В настоящее время в тонкоплёночных солнечных элементах применяется буферный слой из CdS *n*-типа, получаемый методом химического осаждения [1]. Сульфид кадмия (CdS) — прямозонный полупроводник класса II−VI, является одним из наиболее перспективных материалов для изготовления оптоэлектронных приборов. Этот материал обладает *n*-типом проводимости, имеет оптическую ширину запрещённой зоны 2.38−2.62 эВ и высокий коэффициент поглощения ($> 10^4$ см$^{-1}$), хорошую термическую и химическую стабильность.

Буферный слой в тонкоплёночных солнечных элементах – одна из важнейших частей всей структуры. Данный слой позволяет «согласовать» поглощающий слой и слой проводящего оксида. Наиболее оптимальными материалами считаются широкозонные полупроводники с минимальным оптическим поглощением и проводимостью *n*-типа. Для уменьшения их поглощения света и улучшения сбора зарядов, генерируемых в поглотителе, буферный слой стремятся минимизировать до оптимальных размеров [2].

Основной целью данной работы является исследование влияния продолжительности осаждения на морфологию тонких плёнок CdS, получаемых методом химического осаждения из раствора на стеклянных подложках.

В данной работе тонкие плёнки CdS осаждались на стеклянные подложки методом химического осаждения из раствора при 72 °C. Более подробно с условиями синтеза плёнок можно ознакомиться в работах [3, 4]. Морфология поверхности исследовалась методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) с помощью микроскопа NT 206 (Microtest-machines Co.. Беларусь). Снимались две случайно выбранные области размером 10×10 мкм на поверхности образца, а затем данные усреднялись. Результаты измерений приведены на рисунках 1 и 2, и в таблице 1.

Из полученных АСМ-снимков плёнок CdS видно, что в результате синтеза плёнки получились однородными, без ярковыраженных дефектов. Точечные холмообразные структуры начинают проявляться на образце, синтезированном в течение 10 минут, в дальнейшем их число и размер увеличиваются с увеличением времени протекания процесса. Это может быть объяснено тем, что при протекании реакции на существующих центрах зародышеобразования из раствора формируются крупные частицы CdS.

Исходя из полученных результатов видно, что исследуемые параметры увеличиваются с каждым временным промежутком. С увеличением времени осаждения плёнок от 5 до 10 минут наблюдается небольшое увеличение исследуемых параметров. При дальнейшем изменении времени осаждения с 10 до 15 минут происходит увеличение параметров в 1,5–2 раза. При увеличение времени с 15 до 20 минут наблюдается резкое увеличение параметров, более чем в 2 раза. Это объясняется тем, что на поверхность плёнки осаждаются крупные частицы, формирующиеся в объёме раствора. Также увеличение максимальной высоты неровности профиля поверхности и шероховатости на каждом

временном промежутке говорит о том, что процесс формирования плёнок на подложках не завершён.

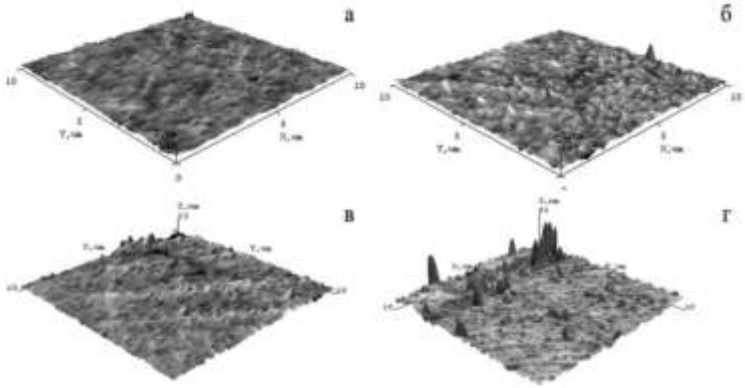


Рисунок 1. Трёхмерные АСМ-изображения поверхности плёнок CdS, осаждённых при 72 °С в течение различного времени: 5 (а), 10 (б), 15 (в), и 20 (г) минут

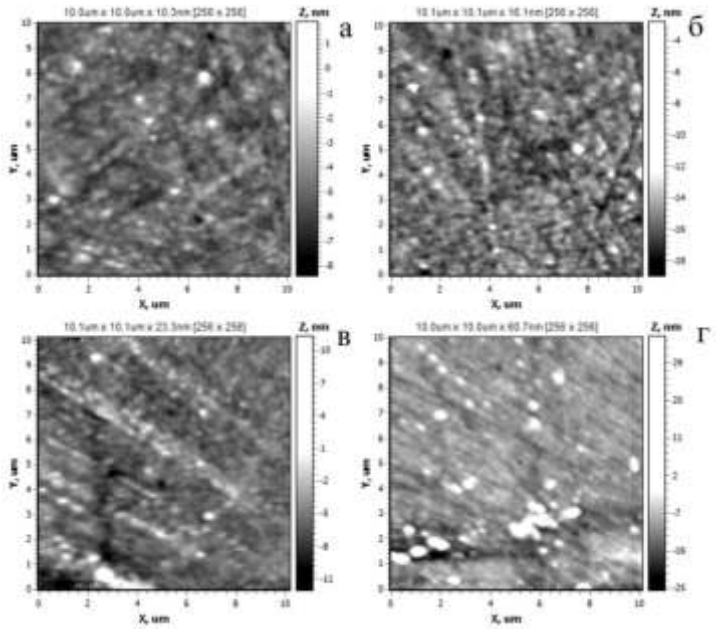


Рисунок 2. Двухмерные АСМ-изображения поверхности плёнок CdS, осаждённых при 72 °С в течение различного времени: 5 (а), 10 (б), 15 (в), и 20 (г) минут

Таблица 1. Усреднённые значения средней арифметической (R_a, нм) и средней квадратичной (R_q, нм) шероховатости, максимальной высоты неровности профиля поверхности (Z, нм) плёнок CdS

Время осаждения плёнок, мин.											
5			10			15			20		
R_a	R_q	Z	R_a	R_q	Z	R_a	R_q	Z	R_a	R_q	Z
0,6	0,8	10,3	0,7	0,9	16,1	1,1	1,6	23,3	2,4	4,0	60,7

В результате работы методом химического осаждения на стеклянных подложках были получены тонкие плёнки CdS. Была установлена зависимость параметров шероховатости и максимальной высоты профиля поверхности плёнок CdS от временни осаждения. На каждом временном промежутке наблюдалось увеличение исследуемых параметров, что говорит о продолжении формирования плёнки на поверхности подложки.

Работа выполнена в рамках ГПНИ «Материаловедение, новые материалы и технологии», 2021–2025 гг.

Список использованной литературы

[1] A.-L. Armando, B.-C. Roberto, M.-M. Jorge, M.-A. Arturo. *Design of thin film solar cells based on a unified simple analytical model. Journal of Applied Research and Technology. (2017), 15 (6), p. 599-608.*

[2] В.Ф. Гременок, М.С. Тиванов, В.Б. Залесский. *Солнечные элементы на основе полупроводниковых материалов. (Минск, Изд. Центр БГУ, 2007).*

[3] Е.П. Зарецкая, В.Ф. Гременок, К.П. Бускис, О.В. Королик, С.Т. Пашаян, А.С. Токмаджян, А.С. Мусаелян, С.Г. Петросян. *Микроструктура и комбинационное рассеяние света пленок CdS, полученных методом химического осаждения Журнал пикладной спектроскопии. (2024), 91, с. 32–38.*

[4] В.Ф. Гременок, Е.П. Зарецкая, А.В. Станчик, К.П. Бускис, С.Т. Пашаян, А.С. Токмаджян, А.С. Мусаелян, С.Г. Петросян. *Исследование структурных и оптических свойств тонких плёнок CdS в зависимости от времени химического осаждения .Оптика и спектроскопия. (2024), 132, с. 161–168.*

СВОЙСТВА ПЛЕНОК ТВЕРДОГО РАСТВОР СОЕДИНЕНИЯ $Cd_xZn_{1-x}S$ ВЫРАШЕННОГО В ПОТОКЕ ИНЕРТНОГО ГАЗА – ВОДОРОДА

С.А. Музафарова, А.С. Ачилов, Г.А. Музафарова, Н.А. Ахмедова, К.А. Джумамуродов, О.Ш. Норкулов

Научно-исследовательский институт Физики полупроводников и микроэлектроники при НУУз

В настоящее время создание помехоустойчивых фотоприемников со спектральной фоточувствительностью на заданной длине волны, особенно, чувствительных в коротковолновой области спектра, остается актуальным. Для решения поставленной задачи в данной работе показаны технологические пути создания базового материала для создания такого фотоприемника на основе твердого раствора (ТР) A_2B_6 - CdS и ZnS (Cd_xZn_{1-x}) .Они светочувствительны и при высокой энергии квантов имеют высокий квантовый выход в области собственного поглощения .

Пленки твердого раствора $Cd_xZ_{1-x}S$, получены методом газотранспортной реакции в токе водорода на молибденовой (Mo) фольге. Изменением содержания атомов Cd в них легко можно управлять шириной запрещенной зоны и свойствами поверхности зерен при заданных технологических режимах. Проведены рентгеноструктурный анализ и ОЖЕ спектроскопия по определению состава и структуры $Cd_xZn_{1-x}S$ в зависимости от состава x ($0{,}1 < x < 0.7$).

Устройство содержит квазизамкнутый объем, расположенный внутри герметичного кварцевого реактора. Температура в зонах источника и подложки регулируется перемещением резистивной печи, имеющей определенный температурный градиент по длине. Температура в зонах контролируется хромель - алюмелевыми термопарами. Транспортирующий очищенный газ (водород) в систему поступает через трубки, которые имеют распределитель.

Температура источников ZnS, CdS и подложек варьировалась в интервале температур соответственно 1000-1200С °, 700-850С °и 600±50С °[1,2]. Мо-подложка (500 С °), в зоне осаждения, полупроводниковые порошки ZnS (800 С °), CdS (600 С °) в зоне испарения подвергались газовому травлению в атмосфере водорода перед осаждением в течение одного часа. Исследованы структура и химический состав $_{CdxZn1-xS}$ с помощью микроскопа МИМ-7 и рентгеновским методом на установке ДРОН-2 (Cu – излучение и Ni – фильтр). Граница раздела подложка – пленка и ее структура исследованы методом ОЖЕ спектроскопии. С учетом технологических параметров состав $Cd_xZn_{1-x}S$ определялся сначала только в зависимости от температуры испарения источников и при постоянной скорости водорода 1,5 л/час и температуре подложки.

Результаты рентгенофазового анализа пленок $Cd_xZn_{1-x}S$, полученных при различных технологических параметрах выращивания показали, что согласно стандарту ASTM [3,4], образцы первого типа представляют собой пленку кубической модификации с решеткой типа сфалерита , аналогичной решетке сульфида цинка, а образцы второго типа имеют гексагональную структуру с решеткой типа вюрцита , аналогичной решетке кадмия. Следовательно, в первом технологическом режиме пленка твердого раствора представляет собой сульфид цинка с введенными в его решетку атомами кадмия, т.е. $_{CdxZn1-xS}$ ($x < 0,5$), во втором – сульфид кадмия с введенными в его решетку атомами цинка, т.е. $Cd_xZn_{1-x}S$ ($x > 0,5$).

Результаты рентгенофазового анализа пленок $Cd_xZn_{1-x}S$, полученных при различных технологических параметрах выращивания показали, что согласно стандарту ASTM [4], образцы первого типа представляют собой пленку кубической модификации с решеткой типа сфалерита , аналогичной решетке сульфида цинка, а образцы второго типа имеют гексагональную структуру с решеткой типа вюрцита , аналогичной решетке кадмия. Следовательно, в первом технологическом режиме пленка твердого раствора представляет собой сульфид цинка с введенными в его решетку атомами кадмия, т.е. $_{CdxZn1-xS}$ ($x < 0,5$), во втором – сульфид кадмия с введенными в его решетку атомами цинка, т.е. $Cd_xZn_{1-x}S$ ($x > 0,5$).

Литературы

1. Александров Л.Н. Кинетика кристаллизации и рекристаллизации тонких полупроводниковых пленок. Наука, Новосибирск, 1985, 224 с.
2. M. S. Tivanov, T. M. Razykov, K. M. Kuchkarov, L. S. Lyashenko, E. S. Voropay, Sh. B. Utamurodova, D. Z. Isakov, M. A. Makhmudov, A. N. Olimov,S. A. Muzafarova, and D. S. Bayko, Optical and electrical properties of sb2(sxse1– x)3 films for solar cells, Journal of Applied Spectroscopy, Vol. 91, No. 6, January, 2025.
3. Вект А. Метод активации и рекристаллизации соединения тонких пленок А2Б 6 . «Физика тонких пленок», М:.Мир, 1968, с 173.
4. Американское общество по испытанию материалов (ASTM).

ПРИМЕНЕНИЕ УФ ФОТОПРИЕМНИКА $Cd_xZn_{1-x}S$/Au ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ТАШКЕНТСКОЙ МАГНИТНОЙ БУРИ

С.А.Музафарова, А.Васидов

Научно-исследовательский институт Физики полупроводников и микроэлектроники при НУУз.

e-mail: samusu@ramler.ru

Магнитные бури — это внутренние реакции Солнца. Происходит выброс солнечной массы, вспышки на поверхности светила и другие действия, из-за которых энергия рассеивается от Солнца во все стороны, в том числе и к Земле. В этот период показания УФ излучения достигает свого максимального значения - более с показанием 11. Это очень отрицательно влияет на состояние здоровья населения в Земном шаре.С целью предотвращения отрицательного влияния УФ излучения и для оповещения в регионах авторами проведены постоянные наблюдаемые опыты на созданных УФ датчиков с барьером Шоттки по показаниям УФ воздействия Солнечного излучения в определённый период сильной вспышки.

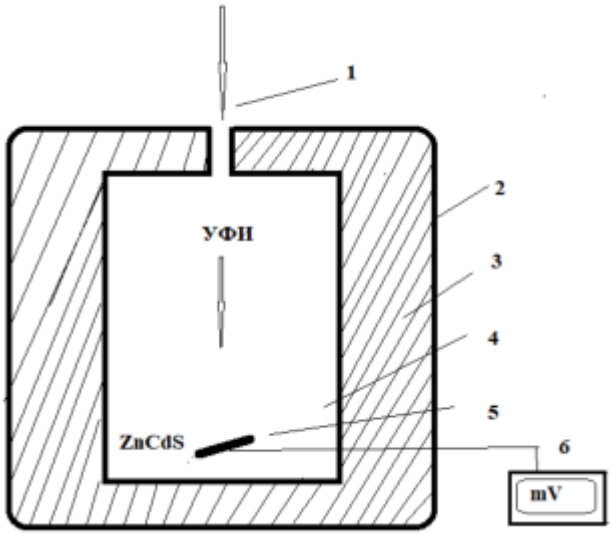
В диодной структуре УФ датчика плёнки твердого раствора $Cd_xZn_{1-x}S$ получены методом газотранспортной реакции в потоке водорода на молибденовой (Mo) фольге. Путем изменения содержания атомов Cd в них легко можно управлять шириной запрещенной зоны и свойством поверхности зерен при заданных технологических режимах.

Структура на основе твёрдого раствора $Cd_xZn_{1-x}S$/Au типа барьера Шоттки созданы газотранспортным методом нанесения слоёв $Cd_xZn_{1-x}S$ и напылением омического контакта золота, нанесением вакуумного напыления.Температура источников при выращивания слоёв $Cd_xZn_{1-x}S$ из порошков ZnS, CdS и подложки варьировалась в интервале температур соответственно 1000-1200^{O}C, 700-850^{O}C и 600±50^{O}C. Mo-подложка(500 ^{O}C), в зоне осаждения, полупроводниковые порошки ZnS(800^{O}C), CdS (600^{O}C) в зоне испарения подвергались газовому травлению в атмосфере водорода перед осаждением в течение одного часа. Исследованы структура и химический состав пленок ТР с помощью металлографического микроскопа МИМ-7 и рентгеновским методом (РСА) на установке ДРОН-2 (Cu – излучение и Ni – фильтр). Граница раздела подложка- пленка и ее состав исследованы методом ОЖЕ спектроскопии [2].

При этом температура подложки и скорость газоносителя поддерживались соответственно равными 650 ±20 ^{O}C и 1,5 л/ч. Как установлено экспериментально, при таком режиме содержания цинка в твердом растворе всегда x<0,5, дальнейшее изменение состава *x* в ТР можно легко осуществить с изменением температуры подложки.

На основе диодной созданный диодной структуры $Cd_xZn_{1-x}S$/Au была разработана рабочая схема(Рис.1) ,где и была использована созданная нами УФ датчик ,спектральной чувствительностью в области солнечного излучения 250-550 нм

Как показывают полученные результаты исследования в период большой вспышки на Солнце,это устройства работает стабильно,хотя подвергается значительному нагреванию от светового потока Солнца без охлаждения..На таб.1 приведены данные наблюдения регистрации значения параметров УФ датчика в перид сильного УФ облучения значением параметра 11 в регионе города Ташкента.



1-УФ излучение Солнце; 2- посуда из керамики; 3-обработанная глина; 4-цилиндрическое посуда из металла (d=7 cm; h=9cm); 5- УФ фотоприемник ZnCdS; mV- вольтметр

t, час суток	май,2025		июнь, 2025 показание прибора, мВ											^{0}C
	30.	31.	01.	02.	03.	04.	05.	06.	07.	08.	09.	10.	11.	
07-00	6.2	7.3	7.0	5.1	6.1	-	3.7	0.8	1.0	1.2	0.7	1.5	1.1	22
08-00	8.9	10.1	10.5	12.0	7.2	-	4.0	1.8	2.3	1.4	1.4	2.1	1.9	
09-00	11.6	11.3	10.1	13.0	-	-	4.6	3.5	2.4	1.7	-	2.3	2.2	28
10-00	17.1	16.2	12.1	13.0	-	-	5.0	4.1	4.5	4.6	-	2.4	2.5	
11-00	18.0	15.0	-	13.0	-	-	5.4	5.2	-	4.5	3.0	2.5	2.6	
12-00	20.1	15.0	-	-	-	-	6.8	4.2	-	4.8	4.5	2.8	2.9	28
13-00	-	-	-	-	-	-	5.2	3.2	-	3.2	5.2	2.8	3.2	
14-00	21.3	17.4	-	15.1	12.1	14.7	4.3	-	-	4.5	6.2	2.9	3.4	
15-00	24.1	20.1	19.1	-	16.2	22.0	7.0	3.2	-	4.6	1.7	5.0	4.9	30
16-00	23.1	19.1	18.9	20.1	20.2	20.1	7.8	2.5	3.8	8.2	0.9	5.1	5.1	
17-00	30.1	16.1	16.5	13.0	36.2	16.0	7.2	1.3	2.8	6.5	0.4	3.6	3.4	
18-00	22.1	10.2	7.2	10.2	22.1	3.8	2.0	0.8	2.7	1.1	0.3	0.7	08	
Дни	без.обл	без.обл	без.обл	без.обл	без.обл	без.обл	Обл	обл	без.обл	без.обл	обл	без.обл	без.обл	

Как видно из полученных данных,созданный УФ датчик на основе твёрдого раствора u является термостабильным в зонах источника высокого ультрафиолетового излучения, чувствительный в области солнечного излучения 250-550 нм. В таких фотоприемниках положение максимума спектральной чувствительности легко управляется путем изменения состава твердого раствора.Регистрация УФ излучения диодной структуры $Cd_xZn_{1-x}S/A$ соответственно стабильно реагирует на максимальные и минимальные излучения периоды дня в зависимости от мощности светого потока.

Литература

1. Мирсагатов Ш.А, Айтбоев Б.У. «Функциональные возможности фотоприёмников управляемым спектром фоточувствительности » 2000,УФЖ, N5, с.33-37
2. Мирсагатов Ш.А, Розиков Х. Музафарова С.А «УФ фотоприёмники на основе твердого раствора Zn_x Cd_{1-x} S.» Гелиотехника, 1993, N2, с.17-23

СЕКЦИЯ II. ПРИБОРЫ МИКРО- И НАНОЭЛЕКТРОНИКИ: РАЗРАБОТКА, ПРИМЕНЕНИЕ, МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ И ДИАГНОСТИКИ

SURXON-104 VA SURXON-18 NAVLI PAXTA TOLALARINING FOTOLYUMENSENSIYA SPEKTRINI O'RGANISH

A.T.Mamadalimov[1], N.K. Xakimova[1], Sh.M. Norbekov[2]

[1]Yarimo`tkazgichlar fizikasi va mikroelektronika ilmiy-tadqiqot instituti

[2]Toshkent menejment va iqtisodiyot instituti

Tadqiqotda Surxon-18 va Surxon-104 paxta tolalarining $KMnO_4$ va yod bilan ishlov berilgan namunalarida fotolyuminesensiya spektrlari o‘rganildi. Natijalar asosida taqiqlangan zonadagi chuqur sathlarning energiyasi 0.83–0.86 eV oralig‘ida baholandi. $KMnO_4$ bilan legirlangan namunada yuqori optik faollik kuzatildi. Tadqiqot natijalari tolalarning optoelektron qurilmalarda qo‘llanish imkoniyatlarini tasdiqlaydi.

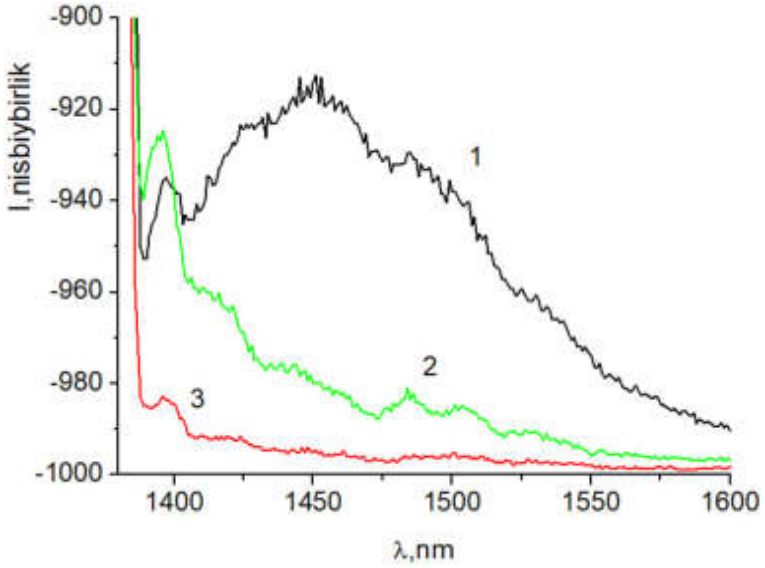
So’ngi paytlarda tabiiy tolalar fizikasi sohasida tadqiqotlar muvaffaqiyatli olib borilmoqda. Xususan, paxta tolalarining yarimo’tkazuvchanlik xossalari aniqlangan [1]. Paxta tolalari ketma-ket almashinadigan kristalli va amorf tuzilishlariga ega [2]. Hozirgi vaqtda tabiiy yarimo’tkazgich tolalari fizikasi sohasida jadal tadqiqotlar olib borish natijasida elektron texnika elementlarini-elektron namlik o’lchagichni, diodlarni, fotodiodlarni va tranzistorlarni yaratishga imkon berdi [3-4].

Namunalarga ksenon lampa yordamida monoxramatik ultrabinafsha nur ta’sir ettirildi, buning natijasida namuna tarkibidagi elektronlar tanlash qoidasiga binoan kvantlangan hν energiya miqdorini yutib quyi energetik sathlardan yuqori energetik sathlarga o‘tkizildi. Elektronlar qisqa vaqt davomida yuqori sathlarda bo‘lib, so‘ng dastlabki holatga qaytayotganda yutilgan energiya miqdorini fotonlar ko‘rinishida nurlatadi. Olingan grafiklardan ma’lumki fotolyuminessensiya spektrida turli to‘lqin uzunliklarda maksimumlar kuzatildi. Organik materiallarning, xususan, tabiiy tolalarning fotolyumensensiya xossalarini o‘rganish hozirgi kunda ekologik toza va barqaror materiallarga bo‘lgan ehtiyoj ortib borayotgan bir paytda muhim ilmiy yo‘nalishga aylangan. Paxta tolalari tabiiy polimer — sellulozadan tashkil topgan bo‘lib, uning ichki strukturasi va defekt holatlari yorug‘lik bilan o‘zaro ta’sirda turlicha FL spektrlarini namoyon etadi. Mazkur tadqiqotda FL spektrining 350–600 nm oralig‘ida o‘lchangan natijalari asosida paxta tolalarining optik faolligi chuqur tahlil qilindi.

Ushbu tadqiqotda Surxon-18 va Surxon-104 turidagi paxta tolalari turli kimyoviy ishlov berishlardan so‘ng fotolyuminesensiya xossalarini qanday o‘zgartirishi o‘rganildi. $KMnO_4$ va yod moddalari yordamida modifikatsiyalangan namunalar orqali energiya holatlari va taqiqlangan zona (band gap) kengligidagi o‘zgarishlar kuzatildi.

Tadqiqotda quyidagi namunalarning FL spektrlari 1300–1600 nm oralig‘ida qayd etildi. 1-rasm 1-namuna $KMnO_4$ (kaliy permanganat) bilan legirlangan Surxon-18 navli paxta tolasi, 2-namuna 5% li yodning spirtdagi eritmasi bilan ishlov berilgan Surxon-18 navli paxta tolasi, 3-namuna 5% li yodning spirtdagi eritmasi bilan ishlov berilgan Surxon-104 navli paxta tolasi.

Spektroskopiya usuli bilan qayd etilgan FL spektrlari nisbiy birliklarda ifodalangan. Har bir namuna uchun maksimum intensivlik va maksimum emissiya to‘lqin uzunligi aniqlanib, materialning taqiqlangan zonada joylashgan chuqur sath kengligi aniqlangan.



1-rasm. Surxon-18 $KMnO_4$ kaliy permanganat bilan legirlangan (1) va Yod ning 5% li spirtdagi eritmasi Surxon-18(2) hamda Yod ning 5% li spirtdagi eritmasi Surxon -104 paxta tolalarining fotolyumensensiya spektri.

1-namunada ($KMnO_4$ bilan legirlangan Surxon-18) yorug’lik spektri yuqori intensivlikka ega FL maksimumi taxminan 1450–1470 nm oralig‘ida joylashgan.

2-namunada (yod bilan ishlov berilgan Surxon-18) yorug’lik spektri pasaygan, FL maksimumi kengroq ya’ni 1450–1500 nm oralig‘ida.

3-namuna (yod bilan ishlov berilgan Surxon-104): Eng past intensivlikka ega spektr, FL maksimumi kuchsiz.

Taqiqlangan zonada joylashgan chuqur sathlarning energiyasi quyidagi formula bilan baholanadi:

$E = hc / \lambda$ bu yerda $h = 6.626\times10^{-34}$ J·s, $c = 3\times10^{8}$ m/s, λ – FL maksimum to‘lqin uzunligi (m):

Namuna	λ (nm)	Eg (eV)
1	1450	0.86
2	1480	0.84
3	1500	0.83

$KMnO_4$ ionlari tolalarning energetik holatlarini barqarorlashtirib, foton emissiyasini kuchaytirgan. Yod bilan ishlov berish spektral intensivlikni pasaytirgan. Surxon-18 va Surxon-104 taqqoslanganda Surxon-104 tolalarida yod ta’siriga nisbatan sust reaksiya kuzatilgan.

$KMnO_4$ bilan legirlangan Surxon-18 namunasi eng yuqori FL intensivlikka ega bo’lgan. Yod bilan ishlov berish umumiy holatda FL pasayishiga olib keladi.
- Taqiqlangan zonada joylashgan chuqur sathlar qiymatlari namunalar orasida farq qiladi. Natijaga ko’ra paxta tolalarini optoelektronika va datchik texnologiyalarida qo‘llash imkoniyatlarini yaratadi.

Adabiyotlar

1. Мамадалимов А.Т., Хабибуллаев П.К., Шерматов М. Некоторые проблемы модификации физических свойств хлопковых волокон. УФЖ 1999 г. Т.1. №6, стр.465.
2. Усмонов Х.У, Никонович Г.В. Елетронная микраскопия целюлозы. Тошкент. Издательство Академии наук УзССР. 1962. 264 стр.
3. Zakirov A.S., Yuldashev Sh.U., Cho H.D., Lee J.C., Kang T.W. and Mamadalimov A.T. Organic photodiodes on the base of cotton fibers/polymer composite. Journal of Applied Physics 110, 114522 (2011).
4. А.Т.Мамадалимов, З.А.Додобоев, К.Махмудов, Ш.Туйчиев, М.Шерматов. Фотопроводимость хлопковых волокон. Доклады АН РУз 1995г. №5-6. стр.22-24.

МАГНИТОМЕТР С GaAs ДАТЧИКОМ ХОЛЛА И ТЕРМОКОМПЕНСАЦИЕЙ

Р.А. Муминов[1], В.П. Кононеров[1], О.Ф. Тукфатуллин[1,2]

[1]Физико-технический институт АН РУз,
Узбекистан, 100084, Ташкент, ул. Чингиза Айтматова, 2Б
[2]НИИ физики полупроводников и микроэлектроники при НУУз им. М. Улугбека,
Узбекистан, 100057, Ташкент, ул. Янги Алмазар, 20

Магнитометрическая аппаратура, предназначенная для измерения слабых магнитных полей с точностью до единиц мкТл и выше, имеет очень широкий круг применений в различных областях науки и техники [1], [2]. Основными проблемами, связанными с решением поставленной задачей, являются, температурная нестабильность и недостаточная чувствительности датчиков магнитного поля. Цель данной работы, повысить технические характеристики магнитоизмерительных устройств путём применения оригинального принципа температурной компенсации [3], а также использованием современной элементной базы.

В магнитометре, в качестве магниточувствительного элемента, использован датчика Холла на основе тонких эпитаксиальных плёнок GaAs. Структурная схема предлагаемого магнитометра [4], [5], приведена на рис.1 и работает следующим образом.

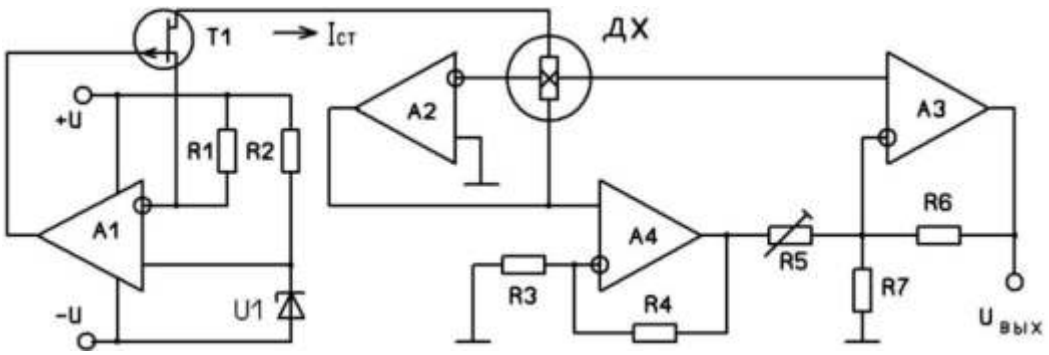


Рис.1. Структурная схема магнитометра.

На датчик Холла (ДХ) подаётся ток $I_{ст}$ от стабилизатора тока, выполненного на элементах A1, T1, U1. Стабилизирование тока входной цепи датчика Холла Iст происходит за счёт того, что падение напряжения на резисторе R1 принудительно делается равным разности между напряжениями питания U и опорным напряжением на стабилитроне U1. Из-за обратной связи операционного усилителя A1, и включением полевого транзистора T1, дифференциальное напряжение между входами усилителя A1 будет равно нулю с точностью, определяемой качеством операционного усилителя и его температурной стабильностью. Напряжение на инвертирующем входе, а следовательно и на истоке транзистора T1, будет равно напряжению на стабилитроне. Тогда следует, что Iст = (| U | - U1) / R1

На один из токовых контактов датчика подаётся стабилизированный ток Iст. Благодаря инвертирующему включению к левому холловскому контакту дополнительного дифферениального операционного усилителя A2 на обоих токовых контактах латчика Холла имеются практически равные по амплитуде, но противоположные по знаку, напряжения. [5] Таким образом напряжение на холловском контакте датчика Холла, подключённом к инвертирующему входу дополнительного усилителя A2, стремится к нулю, независимо от величины остаточного напряжения $U_{ОСТ}$ для ДХ с точностью определяемой качеством операционного усилителя A2. Полученный таким образом ассиметричный выход с датчика Холла позволяет подключить к холловскому и токовому контактам датчика Холла усилители A3 и A4 без элементов гальванической развязки. При начальной температуре ДХ на холловском контакте датчика Холла, подключённом к основному усилителю A3, присутствует остаточное напряжение.

Исходные состояния усилителей A3 и A4 выбраны так, что на выходе устройства Uвых, отсутствует напряжение при размещении датчика Холла вне измеряемого магнитного поля. Изменение температуры датчика Холла приводит к изменению $U_{ОСТ}$ и сопротивления датчика. Так как питание датчика производится от источника тока, то напряжение на токовом контакте датчика, подключённом к неинвертирующему входу усилителя A4, изменяется пропорционально изменению сопротивления датчика Холла. Это изменение напряжения, усиленное усилителем A4, через переменный резистор установки уровня термокомпенсации R5 подаётся на инвертирующий вход основного усилителя A3 и компенсирует изменение напряжения на неинвертирующем входе основного усилителя, благодаря чему минимизируется температурное изменение остаточного напряжения $U_{ОСТ}$ датчика Холла. [5].

Проведём оценку чувствительности и разрешающей способности измерительного устройства, построенного с использованием метода температурной коррекции при использовании современных комплектующих.

Технические характеристики эпитаксиальных GaAs датчиков Холла.

γ - Чувствительность при токе питания 10 мА ---- 0,8 – 1,0 мВ/мТл

Uост - Остаточное напряжение ----- 1 - 3 мВ.

α - Температурный коэффициент чувствительности < 0,5мкТл/°С

β - Температурный коэффициент остаточного напряжения < 0,005 1/°С

Наибольший вклад в погрешность измеряемой индукции B магнитного поля ΔB вносит температурная зависимость остаточного напряжения ДХ. Этот вклад носит аддитивный характер.

$$\Delta B(T°) = \frac{U_{ост}}{\gamma} \beta \approx 15 \text{ мкТл/°С}$$

Прецизионные операционные усилители К140УД17 имеют температурный дрейф входного напряжения смещения 0,3мкВ/°С. Схема термокомпенсации, выполненная на таких микросхемах, сможет уменьшить температурную нестабильность равную

$$\Delta U = 3\text{мВ} \cdot 0{,}005\ 1/°\text{С} = 15\ \text{мкВ/°С}$$

сможет повысить стабильность измерения магнитного поля в “n” раз

где $n \approx 15$ мкВ/°С / 0,3мкВ/°С ≈ 50раз

Влияние $U_{ОСТ}$ при измерении магнитного поля датчиком Холла в диапазоне температур в несколько десятков градусов ограничивает порог чувствительности, например в диапазоне температур ±20°С, т.е. 40°С , аддитивная погрешность ограничит порог чувствительности ДХ на уровне ΔB(T°) х 40°С = 15 мкТл/°С х 40°С = 600мкТл.

Применение температурной компенсации может уменьшить порог чувствительности в “n” раз, т.е. до 10 мкТл для диапазона температур ± 20°С.

Литература

1. Р.Б. Семевский, В.В. Аверкиев, В.А. Яроцкий. Специальная магнитометрия. СПб.: Наука, 2002.
2. В.В. Брайко, И.П. Гринберг, Д.В. Ковальчук, С.Г. Таранов. Гальваномагнитные преобразователи в измерительной технике. – М.: Энергоатомиздат, 1984.- 360 с.
3. М.М. Мирзабаев, К.Д. Потаенко, В.П. Кононеров. Коррекция функции преобразования датчиков Холла. Изв. АН УзССР, сер. физ-мат. наук. 1982, №6.
4. С.А. Азимов, М.М. Мирзабаев, К.Д. Потаенко, В.П. Кононеров. А.с. 783730. Устройство для температурной компенсации датчиков Холла 1980.
5. Ш.А. Хайруллаев, В.П. Кононеров, Е.И. Борисов, В.Е. Кондрашин. А.с. 1614672. Устройство для измерения напряжённости магнитного поля. 1990г.

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СВЕРХТОНКОЙ ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ЯЧЕЙКИ С ФОТОЭЛЕКТРОДОМ ПОЛУИЗОЛИРУЮЩЕГО МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ТЕЛЛУРИДА КАДМИЯ.

Ш.Б. Утамурадова[1], Б.З. Хайдаров[2]

[1]НИИ Физики полупроводников и микроэлектроники при Национальном университете Узбекистана имени Мирзо Улугбека

[2]Ферганский государственный технический университет, Узбекистан

К фотоприёмнику в газоразрядной ячейке предъявляются высокие и нетривиальные требования [1]. К настоящему времени удовлетворительную работу удалось обеспечить только с фотоприёмниками на основе двух фоточувствительных полупроводниковых материалов – компенсированного арсенида галлия с хромом [2] (для

работы при комнатной температуре) и кремния, компенсированного различными примесями [3] при рабочей температуре около 100 К.

Очевидно, что расширение круга фоточувствительных полупроводников, обеспечивающих работоспособность сверхтонкой газоразрядной ячейки, является весьма актуальной проблемой не только при решении прикладных задач по повышению фотографических и преобразовательных характеристик подобной системы, но и для более углублённого понимания особенностей работы фотоприёмника в специфических условиях плазменного контакта.

В настоящей работе экспериментально изучается фотоэлектрические характеристики сверхтонкой газоразрядной ячейки с полуизолирующим монокристаллическим теллуридом кадмия – новым материалом для подобной системы.

Опыты выполнены с использованием постоянного напряжения источника питания. Источник питания позволяло плавно изменять величину напряжения в диапазоне от 0 до 3 кВ. Запись вольтамперной характеристики (ВАХ) в сверхтонкой газоразрядной ячейки с фотоприёмником из полуизолирующего монокристаллического теллурида кадмия (CdTe) осуществлялась в откачиваемой камере с помощью двухкоординатного самописца типа ЛКД4-003 [4]. В качестве источника света использован осветитель типа ОИ-24. Интенсивность света определена с помощью фотодиода ФД-24К. Изменение интенсивности излучения, попадающего на вход фотоэлектрода, осуществлялось набором сеточных калиброванных фильтров.

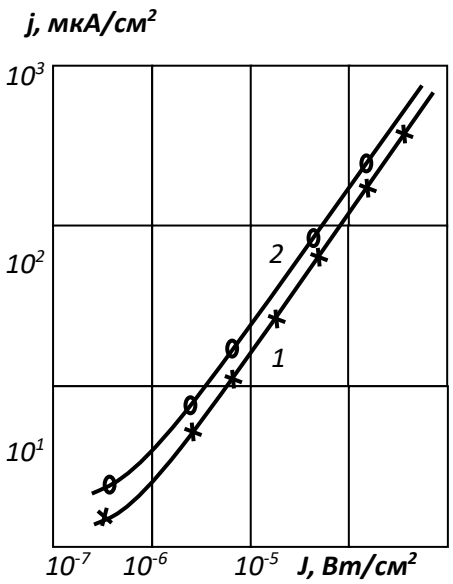


Рис. 1. Ватт-амперные характеристики газоразрядной ячейки при Т=300 К и при разных значениях приложенного напряжения *V*. *V* равно: 1 – 1,5 кВ, 2 – 1,75 кВ.

Для определения фотоэлектрического процесса в газоразрядной ячейке с фотоприёмником из CdTe с регистрацией свечения разряда на тока регистрирующем слое были исследованы характеристические кривые. Измерения проводились путём экспонирования на одной проводящей стеклянной пластинке с напиленным слоем висмута в вакуумной установке ВУП-5М (с начальной оптической плотностью 0,5) при постоянной интенсивности освещения и изменении времени экспонирования. Измерение оптической плотности производилось в денситометре типа СР-25М

Экспериментальные результаты.

Сверхтонкая газоразрядная ячейка работает в режиме сквозного тока. Высокая чувствительность в этой системе достигается в том случае, если входной сигнал (свет) вызывает значительный фототок. Следовательно, ватт амперные характеристики (ВТАХ) сверхтонкой газоразрядной ячейки являются одними из определяющих параметров фотоприёмников.

Исследование ВТАХ проводилось в видимой области спектра. Входной сигнал обеспечивался осветителем ОИ-24. Мощность входного излучения измерялась с помощью фотодиода ФД-24К. Ток в цепи сверхтонкой газоразрядной ячейки измерялся микроамперметром.

На рис. 1 приведены типичные ВТАХ сверхтонкой газоразрядной ячейки, полученные для полуизолирующего монокристаллического теллурида кадмия (на одной из его поверхностей напилен никелевый контакт) при рабочей температура 300 К, для двух величин приложенного напряжения – V_1 = 1,5 кВ и V_1 = 1,75 кВ . Кривые имеют два характерных участка: участка медленного роста в области входного сигнала от $3\cdot10^{-7}$ до $3\cdot10^{-6}$ Вт/см^2, соответствующий $\sigma_c << \sigma_т$ (σ_c – удельная проводимость на свету, $\sigma_т$ – удельная проводимость в темноте), и прямолинейный участок от $3\cdot10^{-6}$ до $3\cdot10^{-3}$ Вт/см^2.

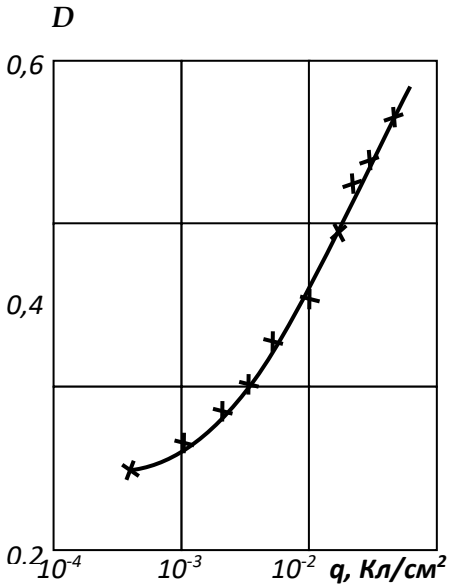


Рис. 2. Зависимость оптической плотности пленки висмута от “токовой” экспозиции q.

На рис. 2 приведены кривые «зарядовой» чувствительности слоя висмута при Т = 300 К, определенной по критерию изменения прозрачности исходного слоя на 50 % от величины исходной оптической плотности. Из кривой следует, что «зарядовая » чувствительность с фотоприёмником на основе CdTe не хуже $5\cdot10^{-3}$ Кл/см^2.

Выводы. Одна из задач определения стабильной работы сверхтонкой газоразрядной ячейки на основе фотопроводимости полупроводников состоит в выяснении «зарядовой» чувствительности слоёв в данной системе. Описанные выше опыты показали, что монокристаллический теллурида кадмия является из немногих фоточувствительных полупроводниковых материалов, которые могут быть использованы в качестве фотоприёмников в полупроводниковой фотографической системе ионизационного типа.

Литература

1. Z. Khaydarov, UNEC Journal of Engineering and Applied Sciences **4**(1) (2024) 61. https://doi.org/10.61640/ujeas.2024.0506.

2. Sh.B. Utamuradova, Z. Khaydarov, B.Z. Khaydarov, UNEC Journal of Engineering and Applied Sciences **4**(2) (2024) 55. https://doi.org/10.61640/ujeas.2024.1206.

3. Lodygin A.N., Porzel L.M., Astrov Yu. Discharge in argon and nitrogen at cryogenic temperature in thin gaps // Letters to the Journal of Technical Physics. 2008. Vol. 34(14). pp. 61-66.

P-N O‘TISH HAJMIY ZARYAD SOHASINING MAGNIT MAYDON TA’SIRIDA O‘ZGARISHI

G. Gulyamov, G. Majidova, F. Muxitdinova, S. Madumarova
Namangan Davlat Texnika Universiteti, Namangan, O‘zbekiston

p-n o‘tishli diodga hech qanday ta’sir bo‘lmaganda u muvozanat xolatda bo‘ladi. Tashqi ta’sirlar bu holatni buzadi. Muvozanat holati buzilganda yarimo‘tkazgichdagi har bir zarra energiyasi o‘rtacha energiyadan farq qiladi [1]. Undan yuqori energiyali zarrachalar soni eksponensial ravishda keskin kamayadi. p va n yarimo‘tkazgichlar kontaktga keltirilganda energiyasi yuqori bo‘lgan zaryad tashuvchilar p-n o‘tish orqali qo‘shni sohalarga diffuziyalanish hisobiga p-n o‘tishning elektr maydoniga teskari yo‘nalishda siljiydilar. Natijada diffuziya toki hosil bo‘ladi. Asosiy zaryad tashuvchilarning p-n o ‘tish orqali diffuziyalanishi bilan bir vaqtda noasosiy zaryad tashuvchilarning p-n o ‘tish maydoni yo‘nalishida siljishi boshlanadi. Bu maydon noasosiy zaryad tashuvchilarga tezlatuvchi ta’sir ko‘rsatib, dreyf tokini hosil qiladi. p-n o‘tishga elektr kuchlanish berilmaganda termodinamik muvozanat yuzaga keladi, ya’ni diffuziya va dreyf toklari absolut qiymatlari teng bo‘ladi. Diffuziya va dreyf toklari qarama-qarshi tomonlarga yo‘nalgan bo‘lgani sababli p-n o‘tishda tok oqmaydi [2]. Agar p-n o‘tishga tashqi kuchlanish U_0 berilsa muvozanat buziladi va undan tok o‘tadi. Natijada p-n o‘tish kengligining o‘zgarishiga qarab, ya’ni potensial to‘siqning kamayishi natijasida asosiy zaryad tashuvchilarning p-n o‘tish orqali o‘tishi ortadi, diffuziya toki qiymati kattalashadi yoki yarim o'tkazgich hajmiga noasosiy zaryad tashuvchilarni injeksiyalanadi. p-n o‘tishga berilgan kuchlanish qiymati o‘zgarishi bilan diffuziya toki qiymatiga muvofiq eksponensial qonun bo‘yicha o‘zgaradi**.**

p-n o‘tishli diodga magnit maydon berilmaganda hajmiy zaryad kengligini o‘zgarishini ko‘rishimiz mumkin. Bunda hajmiy zaryad kengligida elektr maydon p va n sohalarda esa diffuziya jarayonlari muvozanat holatiga bog‘liq holda maydon ta’sirida o‘tayotgan zaryad tashuvchilar bilan diffuziyalanayotgan zaryad tashuvchilar teng bo‘lguncha almashinish bo‘lib turadi (1 rasm).

Hajmiy zaryad soha kengligi va p-n o‘tish potensial to‘sig‘ining balandligi diod p-n o‘tish kesimi bo‘ylab bir xil bo‘ladi.

p-n o‘tishli diodga magnit maydon qo‘yilganda elektron va kovaklar magnit maydoni va tok yo‘nalishiga perpendikular ravishda og‘adilar. Buning natijasida yuzaga kelgan Xoll kuchlanishi diodning p-n o‘tishdagi xajmiy zaryad sohasini tubdan o‘zgartirib yuboradi. p-n o‘tish kesimining turli sohalarida xajmiy zarad qalinligi va p-n o‘tish potensial to‘siq balandligi o‘zgaruvchan bo‘lib qoladi. P-n o‘tish potensial to‘siq balandligi va hajmiy zaryad sohasining kengligi dioddagi elektron va kovaklar uchun tok zichliklari va elektr maydon kuchlanganligi uchun Puasson tenglamasini yechish orqali aniqlanadi [3].

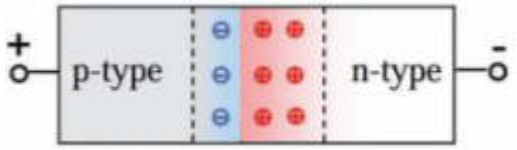
2-rasmda magnit maydoni ta’sirida p-n o‘tishli dioddagi hajmiy zaryad sohasining kengligini o‘zgarishi sxematik tasvirlangan.

Lorens kuchi ta’sirida n va p sohada elektron va kovaklarning traektoriyalarida burilishi natijasida zaryadlarni na’munaning chetlariga haydaydi. Buning natijasida potensial to‘siq o‘zgaradi va p-n o‘tishning qarshiligini keskin o‘zgarishiga sabab bo‘ladi. Qarshilik ortib tokni kamayishiga olib keladi. Natijada potensial to‘siq balandligi ortadi. Dioddan oqayotgan toklar

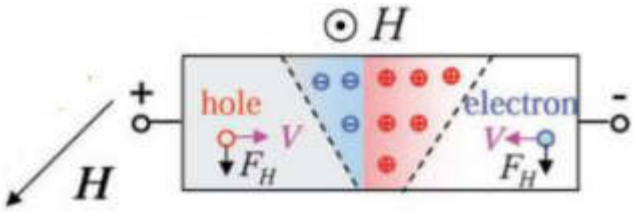
magnit maydoni bo‘lmaganda $\mathrm{j} = j_{\mathrm{n}} + j_p$, $\mathrm{j_n} = en\mu_n E + eD_n \frac{dn}{dx}$, $\mathrm{j_p} = en\mu_p E - eD_p \frac{dp}{dx}$, ifodalardan foydalanib (2.1) ifodani hosil qilib olamiz.

$$\mathrm{j} = j_{\mathrm{n}} + j_p = en\mu_n E + eD_n \frac{dn}{dx} + en\mu_p E - eD_p \frac{dp}{dx}. \quad (1)$$

Magnit maydon ta’sir ettirilsa (1)formulamiz qo‘yidagicha tus olishi uchun $j = \mathrm{o}$ shart bilan p-n o‘tishga ta’sir etvchi kuchlar $\mathrm{F_e} = enESdx$ va diffuziya kuchlar $\mathrm{F_d} = kT\frac{dn}{dx}Sdx$ kuchlarni tenglash orqali (2) ifodaga ega bo‘lamiz.



1 rasm. Magnit maydoni bo‘lmaganda p-n o‘tishning hajmiy zaryad soha kengligi [4; 2918-2923-b.]



2 rasm. Magnit maydon ta’sirida p-n o‘tishning hajmiy soha kengligini o‘zgarishi [4; 2918-2923-b.]

$$j = j_{\mathrm{s}}\left(e^{\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e}{kT_e}\left(\varphi_0 - U + J\left(R_b + \frac{\mathrm{aR_x}JB}{l}\right)\right)} - 1 \right) \quad (2)$$

p-n o‘tishli hajmiy zaryad sohasining magnit maydon ta’sirida o‘zgarishi p-n o‘tishli diodning VAXsida o‘zgarish kuzatilar ekan.

Foydalanilgan adabiyotlar ro‘yxati

1. К.В.Шалимова, Физика полупроводников/М.Энергоатомиздат,1985, с. 113.
2. Егиазарян Г., Стафеев В., Магнитодиоди и магнитотранзистори и их применение // М. Радио и связ, 1987, с. 26.
3. Вейнгер А.И., Ганилов С.В., Саргсян М.П. Вольтамперная характеристика p-n-перехода с горячими носителями заряда // ФТП, 1979, т.13, вып. 2, с. 318-321.
4. Yang D., Wang F., Ren Y. A Large Magnetoresistance Effect in p–n Junction Devices by the Space-Charge Effect// Adv. Funct. Mater., 2013, **23**, pp. 2918–2923. https://doi.org/10.1002/adfm.201202695

ОПТИМИЗАЦИЯ СТЕХИОМЕТРИЧЕСКОГО СОСТАВА ПЛЕНОК $CA_XBA_{1-X}F_2$ НАНОМЕТРОВОЙ ТОЛЩИНЫ ДЛЯ ПЛАНАРНЫХ СТРУКТУР МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ

Е.А.Алексеев, М.И. Векслер, А.К. Кавеев, Г.В. Ли, Ш.А. Юсупова
ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия

Фторид кальция – кристаллический изолирующий материал, совокупность параметров которого позволяет рассчитывать на использование в барьерных слоях полупроводниковых приборов. В последнее десятилетие круг таких приборов расширился. Если сначала нишей для фторида виделись, в основном, экзотические структуры типа резонансно-туннельных диодов, то позднее была показана работоспособность ряда транзисторов с «двумерным» каналом (из MoS_2 и графена) [1], где фторид выполняет роль под затворного диэлектрика. Это значимо в контексте задачи уменьшения размеров чипов, одной из сторон которой является подбор адекватных диэлектриков.

С учетом успешности внедрения CaF_2 в подобные элементы возникла идея модифицировать состав фторида. В настоящей работе изготовлены и протестированы МДП-структуры металл-диэлектрик-кремний с твердым раствором фторида кальция-бария ($Ca_xBa_{1-x}F_2$), где доля бария составляет от нуля (x = 1) до 50% (x = 0.5).

Естественно предположить, что диэлектрические параметры $Ca_xBa_{1-x}F_2$ плавно изменяются от значений для CaF_2 до значений для BaF_2, в зависимости от x. Но в первом приближении для оценок логично взять значения для CaF_2 – ввиду относительной малости доли бария(1-x) и того факта, что параметры в случае чистых бария и кальция различаются несущественно: так, ширина запрещенной зоны E_g для CaF_2 близка к 12.1 эВ, а для BaF_2 – около 11 эВ, причем «установившихся» величин для E_g в этих веществах в литературе нет, равно как и, например, для проницаемости ε (около 8.43). Эффективная масса в упомянутых фторидах m_e близка к массе свободного электрона $1.0m_0$.

В любом случае фторид создает более мощный барьер, чем привычный оксид кремния SiO_2 (у него E_g = 8.9 эВ, $m_e = 0.42m_0$, ε = 3.9) той же толщины.

В работе были изготовлены МДП-образцы $Al/Ca_xBa_{1-x}F_2/n\text{-}Si(111)$ на подложке с концентрацией доноров $N_D = 10^{15}$ см$^{-3}$. МДП-структура является стандартной тестовой системой для изучения свойств тонких диэлектрических пленок. Номинальные толщины фторида d_n составляли 2, 3 и 4 нм.

Основным пунктом работы являлось выращивание тонкого слоя фторида заданного состава методом молекулярно-лучевой эпитаксии [2]. Возможность роста обеспечивается близостью постоянной решётки кремниевой. Эпитаксиальная камера гарантировала вакуум до 10^{-8} Па, была оснащена дифрактометром быстрых электронов и кварцевым толщиномером. До роста, подложки проходили химическую обработку методом Шираки с целью формирования тонкого равномерного оксида на поверхности, который в последующем термически сгонялся в ростовой камере.

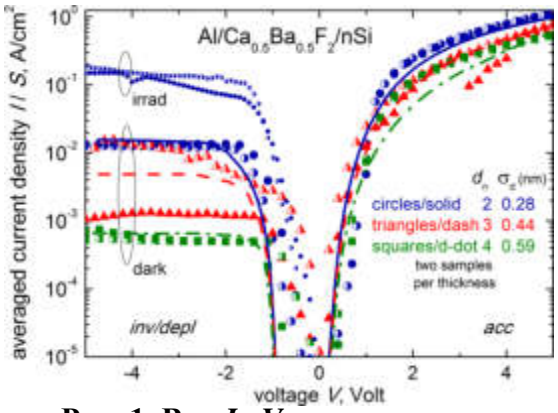


Рис. 1. Вид *I*– *V*– характеристик

Рост слоя $Ca_xBa_{1-x}F_2$ осуществлялся при температуре Si подложки 250 ºC в течение ~ 3–5 min в зависимости от требуемой толщины твердого раствора. По завершении роста, образцы перемещались в установку термического испарения DTT (Zenco Plasma), где формировались Al контакты ∅ = 150 μm (S =1.8·10^{-4} см^2) при температуре подложки 150 ºC.

Статические вольт-амперные характеристики МДП-структур измерялись при комнатной температуре в темноте и (в разовом порядке) при внешнем освещении. Подложка заземлялась, а на Al электрод через контактную иглу подавалось напряжение V. Режим $V > 0$ отвечал прямому смещению, то есть обогащению, а $V < 0$ – обратному, то есть инверсии или обеднению структуры. Из теории МДП-систем известно, что прямая ветвь характеристики должна иметь экспоненциальный характер, а обратная – либо также экспоненциальный (при достаточной генерации неосновных носителей в Si), либо выйти на плато (при их дефиците).

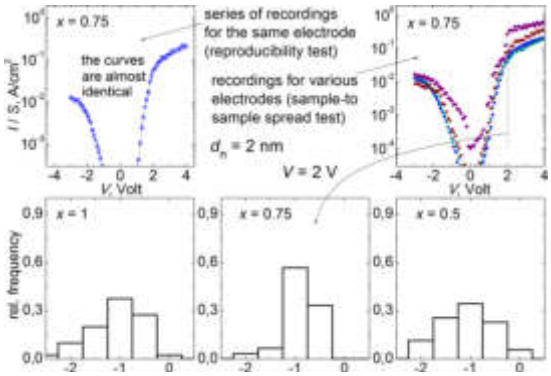


Рис. 2. Разброс характеристик

На каждом образце с $Ca_xBa_{1-x}F_2$ с заданными x и d_n выполнялось по несколько десятков измерений – как многократных на одном Al контакте, так и на разных. При построении характеристик откладывали среднюю плотность тока I/S (Рис. 1,2). На Рис. 2 также показаны гистограммы логарифма тока при выбранном V.

При варьировании состава твердого раствора $Ca_xBa_{1-x}F_2$ характеристики отличаются мало: Рис. 1 отвечает x = 0.5, но и для других значений x картина аналогична. Различие проявлялось в степени разброса величины тока от электрода к электроду (Рис. 2): он оказался меньше для x = 0.75.

Использовались модели туннельной МДП-структуры, разработанные нами ранее [3]. Учтены влияние электронной, и дырочной компонент тока, приповерхностного

квантования состояний носителей, сохранения поперечного волнового вектора при туннелировании, что особенно важно для ориентации (111) поверхности Si.

Несмотря на развитие модели, параметризованность рассматриваемых гетероструктур Al/$Ca_xBa_{1-x}F_2$/n-Si(111) (знание эффективных масс электронов и дырок во фторидном барьере, разрывов зон) по своей надежности пока далека до уровня SiO_2. Основные принятые значения назывались выше.

Считаем, что локальная толщина фторида d подчиняется гауссову закону со средним значением d_n и подбираемой при вычислениях дисперсией $[\sigma_d]^2$. Как правило, оптимальное значение σ_d оказывалось близким к *rms* поверхности диэлектрика. Неоднородность толщины учитывалась путем интегрирования токов при всех d с весом, отвечающим гауссовой функции $N(d, d_n, \sigma_d)$. Расчетные результаты включены в Рис. 1.

Как видно на Рис. 1, поведение структур согласуется с модельными представлениями в ключевых деталях:

• имеется асимметрия вольт-амперных кривых с насыщением тока при $V < 0$;

• токснижается сростом номинальной толщины диэлектрической пленки;

• подбором параметра флуктуаций толщины слоя σ_d удается количественно воспроизвести кривые. Девиация толщины растет с ростом d_n;

• отмечается фоточувствительность образцов при обратном смещении.

Вышесказанное свидетельствует о состоятельности технологии $Ca_xBa_{1-x}F_2$.

При этом оказывается (Рис. 2), что наименьший разброс кривых реализуется при x = 0.25. Дальнейший прецизионный поиск оптимального состава $Ca_xBa_{1-x}F_2$ позволит минимизировать и сами токи, и разброс. После этого оптимизации данный материал можно будет рассматривать в качестве изолятора в новых приборах микро- и наноэлектроники.

Литература

1. Y.Y. Illarionov, et al., *Solid-State Electron.*,2021, v. 185, art. 108043.
2. A.K. Kaveev, et al.,*CrystEngComm*, 2025, v. 27, № 13, pp. 1887–1895.
3. М.И.Векслер и др., *ФТП*, 2013, т. 47, № 5, стр. 675–683.

TEMPERATURE SENSORS BASED ON STRONGLY NICKEL AND SULFUR COMPENSATED SILICON

Kh.F. Zikrillaev[1], K.S. Ayupov[1], E.B. Saitov[2], S.A. Valiev[2], D.T.Bobonov[3], D.A. Boltayev[1]

[1] Tashkent State Technical University named after Islam Karimov
[2] University of tashkent for applied sciences
[3] Jizzakh polytechnicins institute

The problem of temperature measurement is becoming increasingly relevant every year in industrial production, agriculture, and the storage and processing of agricultural products. The areas of application for sensors in the aforementioned fields are primarily determined by their response speed and measurement accuracy, efficiency, ease of use, and cost. Temperature sensors based on semiconductor materials and structures have made it possible to achieve very high

performance [1–4]. The main advantages of such temperature sensors are their durability, high stability of parameters under external influences, ease of operation, and low power consumption.

In addition, highly sensitive and stable temperature sensors are needed for low-temperature ranges (200 K – 263 K) and elevated temperatures (373 K – 473 K). Existing temperature sensor designs based on transistor or diode structures generally do not meet the above-mentioned requirements. Thermistor sensors based on heavily compensated silicon doped with "deep" impurities, whose resistivity is close to that of intrinsic silicon, present practical interest. Strong compensation enables achieving the widest possible operating temperature range, while utilizing the "impurity" thermistor effect allows the creation of thermistors with maximum possible sensitivity for a given working temperature range. The technology for producing silicon heavily compensated with various impurities is well developed and allows obtaining material with a specified degree of compensation. In this regard, this paper presents the results of a study of silicon samples strongly compensated by various impurities with deep energy levels. Special attention was paid to the stability of impurity atoms in the silicon lattice, the presence of necessary energy levels within the bandgap, and the feasibility of using diffusion doping technology.

Based on the analysis of literature data, sulfur and nickel were selected as compensating impurities, since the atomic states of these elements in the silicon lattice are sufficiently stable within the temperature range of 30–450 °C. Their deep energy levels (E_{Si}= (E_C -0,5) eV for sulfur and E_{Ni}= (E_V + 0,4) eV for nickel) make it possible to achieve higher thermistor sensitivity (compared to intrinsic silicon) in the low and room temperature ranges. These impurities also make it possible to achieve near-complete compensation of the initial shallow energy levels present in industrially produced silicon. This allowed us to obtain materials such as Si(B, S) and Si(P, Ni) with a resistivity of ρ = 10^3–10^5 Ohm·cm at 300 K.

For sulfur doping, p-type silicon (Si<B>) samples with a resistivity of ρ = 1 Ohm·cm were used, while for nickel doping, n-type silicon (Si<P>) with a resistivity of ρ = 40 Ohm·cm was used. The diffusion temperature and time were selected to satisfy the conditions $N_S \approx 2N_B$ and $N_{Ni} = 2N_P$, where N_S, N_{Ni}, N_B, and N_P are the concentrations of electrically active atoms of sulfur, nickel, boron, and phosphorus, respectively. Sulfur diffusion was carried out from the gas phase. To prevent surface erosion, a new diffusion technology was used, which not only reduces material surface erosion but also significantly increases the diffusion coefficient [5]. Nickel diffusion was carried out in air from a deposited layer of pure nickel with a thickness of approximately one micron.

The electrical parameters of the obtained samples were measured using the Hall effect method. The results, depending on the diffusion conditions, are presented in Table 1. Electrical measurements showed that the samples with a thickness of d = 350 μm were uniformly doped throughout their entire volume.

To study the thermal stability of the obtained materials, the samples were subjected to low-temperature annealing in the temperature range of 100–450 °C with a step of 5 °C, sequentially for 2 hours in air. After diffusion and after each annealing stage, the samples were etched in HF to remove SiO_2. Then, their main electrical parameters were measured using a Hall effect setup. It was found that no significant changes in the electrical parameters were observed in any of the materials, indicating the stability of sulfur and nickel impurity atoms in the silicon lattice at these temperatures. This is very important not only for the operation of temperature sensors based on these materials, but also for the creation of low-resistance ohmic contacts for temperature sensors

via metal deposition [9]. During the fabrication of temperature sensors, nickel was deposited on both sides of the sample to form ohmic contacts (at a temperature of T = 250–300 °C). The wafers were then cut into crystals measuring 1×1×0.3 mm³ using a specialized setup.

References:

1. Датчики теплофизических и механических параметров. Справочник:в 3 т. Под общей редакции Коптева Ю.Н. Москва: ИПЖР, 1998.
2. Суханова Н.Н., Суханов В.И., Юровский А.Я. Полупроводниковые термопреобразователи с расширенным диапазоном рабочих температур //Датчики и системы. №7-8. 1999.С.28-30.
3. Маркелов А. Датчики температуры, первичные преобразователи //Инженерная микроэлектроника.2003. №10.С.83.
4. Бахадырханов М.К., Валиев С.А., Тачилин С.А., Чувствительный, быстродействующий и радиационноестойкий терморезистор для дистанционного контроля температуры // Заводская лаборатория. 2008. Т.74. С. 12-14.
5. Валиев С.А., Бахадырханов М.К., Тачилин С.А Чувствительный термодатчики на основе сильнокомпенсированного кремния // Электронная обработка материалов. 2007. №6. С.111-113.

ВЫЯВЛЕНИЕ ДЕФЕКТОВ В КРЕМНИЕВЫХ ПЛАСТИНАХ МЕТОДОМ ЦИФРОВОЙ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

З.Т.Азаматов[1], К.П. Абдурахманов[2], А.Б.Бахромов[1]

[1]НИИ ФП и МЭ НУУз, 100074, Ташкент, Узбекистан, zakir.azamatov@mail.ru

[2]Ташкентский университет информационных технологий имени Мухаммада Ал-Хоразмий.

В данной работе представлены тезисы исследования, посвященного применению цифровой голографической интерферометрии для идентификации и анализа дефектов кремниевых пластин. Рассматриваются физические принципы метода, его применение в микроэлектронике и возможности повышения точности диагностики. Приведены экспериментальные результаты и обсуждаются перспективы развития данной технологии.

Одним из таких подходов является цифровая голографическая интерферометрия, которая сочетает преимущества голографии и цифровой обработки изображений. Этот метод позволяет визуализи`ровать и количественно анализировать микроструктурные изменения в материале, вызванные внутренними дефектами. Основная идея заключается в регистрации интерференционных паттернов, возникающих при прохождении световых волн через материал, и последующей компьютерной обработке этих данных для извлечения информации о структуре и характеристиках дефектов [1,2].

В цифровой голографии, как и в методе цифровой голографической интерферометрии анализ волновых фронтов осуществляется их компьютерной обработкой. Такая обработка позволяет регистрировать голограммы непосредственно на матричном цифровом датчике и обрабатывать записанную картину распределения интенсивности цифровыми методами [3,4]. Запрещенная зона кремния при комнатной температуре имеет ширину 1,12 эВ, что

соответствует краю фундаментального поглощения излучения с длиной волны 1,1 мкм. Излучение с большей длиной волны может поглощаться благодаря переходам между уровнями примесей и разрешенными зонами, а также за счет возбуждения экситонов, колебаний решетки и свободных носителей. Наличие дефектов и примесей приводит к образованию энергетических уровней в запрещенной зоне, что вызывает поглощение излучения с длиной волны больше 1,1 мкм, что может свидетельствовать о присутствии этих дефектов.

Когда электроны переходят в зону проводимости, возможно дополнительное поглощение инфракрасного излучения, связанное с непрямым переходом между зонами. Излучение в видимом диапазоне, энергия которого превышает ширину запрещенной зоны, поглощается полностью в приповерхностном слое полупроводника. Это приводит к значительному увеличению концентрации электронов в зоне проводимости в приповерхностной области и росту поглощения и рассеяния излучения с длиной волны больше 1,1 мкм. Таким образом, присутствие видимого света в спектре излучения повышает поглощение инфракрасной части спектра в приповерхностной области кремниевой пластины.

Записанная цифровая голограмма представляет собой матрицу оцифрованных значений интенсивности, аналогичную матрице цифровых значений, получаемых цифровой камерой при записи цифровых голограмм в видимом диапазоне, т.е. матрицу значений, из которой программной обработкой восстанавливается трехмерная картина фазы излучения, прошедшего через исследуемый образец. С помощью метода Френеля-Кирхгофа распределение фазы может быть получено в любом сечении образца, что дает информацию о глубине расположения дефектов. Применение методов цифровой интерферометрии позволяет получать разрешение по глубине λ x h, где λ -длина волны, h – шаг оцифровки. Например, при λ=1 мкм и h= 1/256 (8- битовая оцифровка) точность определения расположения дефекта по глубине составит ~4 нм.

Экспериментальная установка состояла из двухканальной системы лазерного излучения, формируемого с помощью разделительного клина. Один канал использовался для формирования опорного пучка, второй — для объектного пучка. Лазерный источник представлял собой твердотельный DPSS лазер с длиной волны 1060 нм и мощностью 200 мВт. Дополнительно использовалась лампа накаливания для расширения спектрального диапазона. Приемником излучения выступала ПЗС-камера с разрешением 7×7 мкм².

Для испытаний использовались пластины кремния, взятые из технологического процесса производства микросхем. Пластины имела размеры Ø100x0,5 мм. Проведенные исследования показали, что внутренние точечные дефекты кремниевой пластины могут выполнять роль микролинз, создавая точечные изображения. Для получения более детальной информации о дефектах пластин, для каждой голографической интрограммы, записанной в поле когерентного источника, программно строился Фурье образ рассеянного на дефектах излучения, который использовался как критерий дефектности материала. Сравнение трёх изображений показывает, как различные режимы термической обработки влияют на формирование и развитие кислородных и углеродных дефектов в кремнии.

При 600°C наблюдаются только начальные подвижные точечные дефекты (рис. 1а). При добавлении высокотемпературной стадии (1100°C), как на рисунке 1б, происходит частичная гомогенизация и перераспределение дефектов. Наиболее оптимальная и

прогнозируемая дефектная структура достигается при поэтапной термообра ботке (600 + 900 + 1100°C), как показано на рисунке 1в. Это обеспечивает контролируемое формирование микроструктуры в кристалле, что особенно важно для последующих технологических процессов в производстве полупроводников.

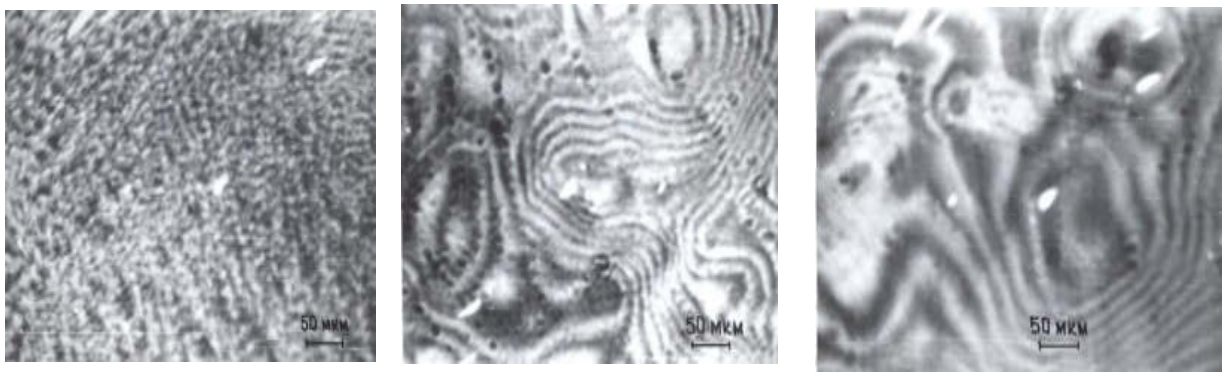


Рис.1. ИК-лазерная интрограмма n-Si, после ступенчатого отжига по циклу а) 600°C, б) 600°C + 1100°C, в) 600°C + 900°C + 1100°C.

Таким образом, поэтапная термообработка с последовательно возрастающими температурами является наиболее эффективной для управляемого формирования и устранения дефектов в кремнии, обеспечивая стабильные и воспроизводимые свойства материала.

Литература

[1] Utamuradova Sh.B., Azamatov Z.T., Gaponov V.E., Bazarbaev N.N. and Bakhromov A.B. Application of digital shearography to detect defects in materials // Applied Physics, (4), 115 (2023), https://applphys.orion-ir.ru/appl-23/23-4/PF-23-4-115_RU.pdf

[2] Azamatov Z.T., Gaponov V.E., Jeenbekov A.A. and Bakhromov A.B. Digital shearograph for detecting defects in materials // Russian Microelectronics, 52, Suppl 1, S263 (2023), https://doi.org/10.1134/S106373972360019X

[3] Azamatov Z.T., Rakhmatullaev I.A., Mamatkulov Sh.I., Kerimov F.A. CMOS and CCD matrices in physical measurements // Proceedings of the conference " II International Conference "Optics and Photonics - 2013", Samarkand, 2013.

[4] Goodman J.W., Lawrence R.W.: Digital imaging from electronically detected holograms. Appl. Phys. Lat. 1967.

NOINVAZIV DIAGNOSTIKA TIZIMI UCHUN SOLENOID MAGNIT TANLOVI VA MATEMATIK MODELLASHTIRISH

K.E. Onarqulov[1], Sh.M. Toshpulatov[2]

[1]Farg‘ona davlat universiteti, [2]Farg‘ona davlat texnika universiteti

toshpulatovsherali12@gmail.com

Optik asosdagi noinvaziv diagnostika texnologiyalari, xususan yaqin infraqizil nur (NIR) asosidagi tizimlar, tibbiyotda, ayniqsa gematologiya sohasida samarali alternativa hisoblanadi. Gematologik diagnostikada hozirgi kunda asosan invaziv usullar, xususan, suyak ko‘migi

punksiyasi va yoki qon namunalariga asoslangan mikroskopik va avtomatlashgan gematologik tahlillar keng qo‘llaniladi. Ammo bu usullar qimmat, vaqt talab qiluvchi va ayrim hollarda og‘riqli jarayonlar bo‘lib, xususan bolalar uchun stress manbaiga aylanishi mumkin. Yaqin infraqizil (NIR) nurlanishga asoslangan noinvaziv diagnostika texnologiyasi teri orqali nurning to‘qimalarga kirib borishi, hujayra va gemoglobinning o‘zgaruvchan so‘rilish xususiyatlarini aniqlash orqali diagnostik ma’lumotlarni olish imkonini beradi [1,2].

Noinvaziv usulda terining tashqi tomonidan yaqin infraqizil nur (700–950 nm) solinoyid magnit orqali to'g'ri chiziq bo‘ylab o‘tkaziladi. Bunda solinoid magnitdan foydalaniladi. NIR nuri solinoid markazidan o‘tib, optik Linza-1 orqali fokuslantirilib, teriga yo‘naltiriladi. U orqali nur to‘qimalardan (teri, yog‘, mushak, suyak va suyak ko‘migi) o‘tib, suyak ko‘migida joylashgan mieloblast hujayralarga yetib boradi. Mieloblastdan akslangan nur o‘zgarishga uchraydi - uning spektral, intensivlik va fazoviy xususiyatlari, bioto‘qimalar hamda hujayralarning optik xossalariga bog‘liq holda o‘zgaradi. Qaytgan nur Linza-2 orqali yig‘iladi va yuqori sezgirlikka ega elektron mikroskop orqali qabul qilinadi. Natijada olingan tasvir sun’iy intellekt dasturi yordamida qayta ishlanadi, ya’ni mieloblast hujayralar o‘lchami, soni avtomatik aniqlanadi va ajratib olinadi. Bu jarayon diagnostika jarayonini avtomatlashtirish, natijani tez va aniq berish imkonini yaratadi.

Yaqin infraqizil nur (NIR) yordamida mieloblast hujayralarini noinvaziv aniqlash uchun prototip qurilmadagi solinoid magnitning vazifasi asosan biologik to‘qimalarning (suyak iligi va mieloblast hujayralari) spektral xususiyatlarini yaxshilash va NIR spektroskopiyasining aniqligini oshirish xisoblanadi. Shu munosabat bilan to‘qimalarning spektral xususiyatlarini yaxshilash maqsadida magnit maydonining ta’siri o‘rganib chiqiladi. Magnit maydonining ta’sir mexanizmlariga ko‘ra, solenoid magnit yaratgan 0.1–0.5 Tesla kuchli maydon mieloblast hujayralaridagi molekulalarning magnit xususiyatlariga ta’sir qiladi. Jumladan, Zeeman effekti tufayli magnit maydoni molekulalarning energetik darajalarini bo‘lib, NIR nurning yutilishi yoki akslanishi spektrlarida o‘zgarishlar keltirib chiqaradi. Bu esa mieloblastlarning spektral imzolarini (signallarini) aniqroq qilishga yordam beradi. Shu bilan birga, molekular qayta tartiblanish orqali magnit maydoni to‘qimalardagi (masalan, gemoglobin, lipidlar) molekulalarning orientatsiyasini o‘zgartirib, nurning sochilishni kamaytiradi va uning suyak iligiga chuqurroq kirishiga imkon beradi. Natijada, solenoid magnit NIR nurning mieloblast hujayralari bilan o‘zaro ta’siridan olingan spektral ma’lumotlarning sifatini oshirib, tashxisning aniqligini ko‘taradi. Solenoid magnitning asosiy vazifalaridan biri - NIR spektroskopiyasining samaradorligini oshirishdir. Magnit maydoni mieloblastlarning optik xususiyatlarini (yutilish va akslanish koeffitsientlari) o‘zgartirib, NIR nurdan qaytgan signallarni kuchliroq va aniqroq qiladi. Masalan, magnit maydoni to‘qimalardagi magnit sezgir molekulalarga ta’sir qilib, spektrda ko‘proq farqlovchi piklar paydo bo‘lishiga yordam beradi. Bundan tashqari, magnit maydoni to‘qimalardagi molekular tuzilishni vaqtinchalik tartibga solib, NIR nurning to‘qimalarda sochilishni (scattering) kamaytiradi, bu esa nurning suyak iligiga yaxshiroq yetib borishiga imkon beradi. Shuningdek, solenoid magnit mexanik yo‘naltiruvchi sifatida ham muhim rol o‘ynaydi. Uning silindr shaklidagi fizik strukturasi NIR nur manbai, linza va detektorni to‘g‘ri joylashtirish uchun platforma bo‘lib xizmat qiladi.

Solenoid magnitning 0.1–0.5 Tesla kuchli maydoni inson to‘qimalari uchun xavfsiz hisoblanadi (IEC 60601 standartlariga muvofiq) va bu uning bolalarda onkogematologik kasalliklarni tashxis qilishda qo‘llanilishiga imkon beradi. Shu bilan birga, magnit maydonining bir xilligi (±5%) to‘qimalarga teng ta’sir ko‘rsatishni ta’minlaydi, bu esa tadqiqot natijalarining takrorlanuvchanligi uchun juda muhimdir. Solenoid uchun quyidagi qiymatlardan foydalanamiz:

solenoidning uzunligi (l) - 3 sm (0.03 metr) deb olinadi, bu solenoid korpusining o‘ram joylashgan qismining uzunligini bildiradi. O‘ramning o‘rtacha diametri (D) -1 sm (0.01 metr) bo‘lib, bu o‘ramning ichki diametriga yaqin. O‘ramlar soni (N) solenoidning elektr parametrlariga bog‘liq; agar solenoid qarshiligi 15 Om va sim qalinligi 0.3 mm bo‘lsa, o‘ramlar soni taxminan 800-1000 ta bo‘lishi mumkin, biz 900 ta deb olamiz. O‘zak materialiga kelsak, gaz solenoidlarida odatda harakatlanuvchi plunjer bo‘ladi, lekin o‘zakning asosiy qismi havo yoki magnitlanmaydigan materiallardan (masalan, latun) iborat bo‘ladi. Shu sababli, havoning magnit o‘tkazuvchanligi ($\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m) dan foydalanamiz. Solinoid magnitning markazidagi magnit maydon kuchi (H) va magnit induksiyasi (B) quyidagi matematik modellar asosida hisoblab chiqiladi:

$$H = \frac{NI}{l}; \quad B = \mu \cdot H;$$

Bu yerda:

N=900 - solinoidning o‘ramlar soni. Bu qiymat Tomasetto AT04 12V solinoid modeli texnik pasportidan olingan;

I=0.8 A – tok kuchi. Om qonuni bo‘yicha: $I = \frac{U}{R} = \frac{12}{15} = 0.8\ A$;

l=0.03m - solinoidning aktiv uzunligi. Bu qiymat qurilma o‘lchamlaridan o‘lchov natijasida olingan;

$\mu = \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m - agar o‘zak havo yoki magnitlanmaydigan material bo‘lsa.

Qiymatlarni qo‘yib hisoblaymiz:

$H = \frac{NI}{l} = \frac{900 \cdot 0.8}{0.03} = \frac{720}{0.03} = 24000\,\frac{A}{m}$;

$B = \mu \cdot H = 4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 24000 = 1.2566 \cdot 10^{-6} \cdot 24000 \approx 0.0302\ T$

Magnit maydon kuchi $H \approx 24000\ A/m$, magnit induksiyasi $B \approx 0.0302\ T$ bo‘ladi.

Yaqin infraqizil (NIR) nurning teri va to‘qimalar orqali tarqalishi Beer–Lambert qonuniga asosan baholandi [3]. Bu qonunda nur intensivligining kamayishi eksponensial shaklda ifodalanib, $I = I_0 \cdot e^{-\propto x}$ formulasi bilan berilgan. Bu yerda I_0 - boshlang‘ich nur intensivligi, α - so‘rilish koeffitsienti va x - nur o‘tgan masofa bo‘lib, inson terisi va to‘qimalari uchun taxminan 2 - 4 mm oraliqda hisoblanadi. Optik tizimda nurni to‘g‘ri va samarali fokuslash uchun fokus masofasi 25 mm bo‘lgan konveks linzalardan foydalanildi. Bu linzalar yordamida nur yoyilishi cheklanib, signalning qaytish samaradorligi oshirildi.

Qurilmada qo‘llanilgan Tomasetto AT04 turidagi solenoid magnitning ta’siri natijasida nur traektoriyasi hududida magnit maydoni hosil qilinadi. Bu maydonning ta’sirida biologik to‘qimalardagi gemoglobin va mieloblastlarning spektral xossalarida Zeeman effekti orqali ma’lum o‘zgarishlar kuzatiladi. Mavjud ilmiy manbalar (masalan, Glover & Cavinato, 2019) ma’lumotlariga ko‘ra, 0.03 Tesla atrofidagi magnit maydonlari inson to‘qimalarida termik zarar hamda DNK mutatsiyasini keltirib chiqarmaydi. Shu sababli, ushbu solenoid modelidan foydalanish organizm uchun xavfsiz deb topilgan. Qurilmada xavfsizlikni ta’minlash maqsadida qator texnik choralar joriy etildi. Jumladan, nurlanish ekspozitsiya vaqti 2 soniyadan oshirilmaydi. Qurilma metall korpusining qizib ketish ehtimoliga qarshi hamda bolalar terisi bilan to‘g‘ridan-to‘g‘ri kontaktda bo‘lishi mumkinligi hisobga olinib, korpus yuzasi bioinert, teriga bezarar ABS-plastik bilan qoplangan. Qurilmaning umumiy o‘lchami 12×5×4 sm, vazni 320 g bo‘lib, uni bemalol ko‘chirish va tashish mumkin. Elektr ta’minoti 12V, 2A adapter yoki akkumulator orqali amalga oshiriladi. Qurilma USB interfeysi orqali kompyuterga ulanadi yoki OLED ekranda real-time natijalarni chiqaradi. Bunday funksiyalar uni klinik va tahlil laboratoriyalarida samarali va xavfsiz foydalanishga moslashtiradi.

Olib borilgan hisoblashlar va nazariy modellashtirish natijalariga ko‘ra, markazlashgan magnit maydon yaqin infraqizil nurning to‘g‘ri traektoriya bo‘ylab harakatini ta’minlaydi. Magnit maydonning mazkur darajadagi (0.0302 T) qiymati nurning tarqalish burchagini kamaytiradi, uni bioto‘qimalar orqali samarali o‘tkazadi va akslangan nurni aniq qaytarilishini ta’minlaydi. Bu esa mikroskop orqali yuqori sifatli tasvir olish va sun’iy intellekt yordamida mieloblastlarni ajratib olish imkonini yaratadi. Shuningdek, Zeeman effekti yordamida magnit maydon molekular energetik darajalarni bo‘lib, nurning spektralidagi farqlarni ochib beradi. Bu nurning mieloblast hujayralari bilan o‘zaro ta’sirida yuzaga keladigan spektrlarini aniqroq va farqlanuvchan qiladi. Bundan tashqari, magnit maydon to‘qimalardagi molekulalarning yo‘nalishini vaqtinchalik tartibga solib, nurning sochilishini kamaytiradi va uning suyuk ko’migiga chuqurroq kirishini ta’minlaydi.

Solinoid magnitning fizik sillindrik shakli va uzunlik-diametr mutanosibligi NIR nur manbai, linzalar va qabul qiluvchi sensorlarini to‘g‘ri yo‘naltirish imkonini beradi. Bu uni diagnostika tizimida nafaqat magnit ta’sir manbai, balki mexanik platforma sifatida ham ishlatish imkonini yaratadi. Hisoblangan qiymatlar me’yoriy texnik va biofizik talablarga javob beradi. Ushbu parametrlar bolalar organizmida xavfsiz hisoblanadigan diapazonda bo‘lib, nurning markazlashgan harakatida termal yoki magnitli shikastlanish xavfini keltirib chiqarmaydi. Shundan kelib chiqib, tadqiqotda Tomasetto AT04 CNG Reducer Solenoid Valve 12V [RM 2927] modeli tanlandi [6]. Uning o‘lchamlari, ishchi tok va magnit maydon ko‘rsatkichlari, diagnostika tizimi talablariga to‘la mos keladi va amaliyotda ishlatilishi uchun ilmiy jihatdan texnik yechim hisoblanadi.

Foydalanilgan adabiyotlar

1. Махмудова, А. Ж., Тошпулатов, Ш. М., & Тошпулатова, Ф. М. (2023). Матричный фотоприёмник инфракрасного излучения для измерения лейкоза. *Al-Farg’oniy avlodlari*, *1*(3), 33-37.
2. Islomov, M., Onarkulov, K., Toshpulatova, F., & Toshpulatov, S. (2024). Innovative methods in blast cell diagnostics: near infrared light and ptir–microscopy. *Engineering problems and innovations*, *2*(4), 64-71.
3. Махмудова А. Ж., Тошпулатов Ш. М., Тошпулатова Ф. М. Анализ бластных клеток с использованием инфракрасного света и ультразвуковых волн. стр.61-64

АВТОМОБИЛ ОЙНАЛАРИ ИСИТИШ ТИЗИМИ ТЕРМИНАЛИНИ КАВШАРЛАШНИ МИКРОПРОЦЕССОРЛИ АВТОМАТЛАШТИРИЛГАН ТИЗИМИ

С.М. Абдурахмонов, Ш.С. Сайитов
Фарғона давлат техника университети, Фарғона ш.

Автомобилсозлик саноатида ойналарни ҳароратини музлаш ва терлаш феноменидан сақлаш учун иситиш тизимини ўрнатиш зарур. Иситиш тизими электр токида ишлайди.

Тизимда электр токининг иситиш тармоғига оқишини таъминлайдиган терминал ўрнатилади. Бу терминални ўрнатиш жараёни махсус технологияни талаб қилади [1].

1-расмда лойихаланган кавшарлашни автоматлаштирилган тизимининг блок схемаси келтирилган. Автоматлаштирилган тизим авто ойналарга ярим автоматик тарзда терминалларни кавшарлаш имкониятини беради.[2-4] Қурилмани ишлаш алгоритми 2-расмда келтирилган.

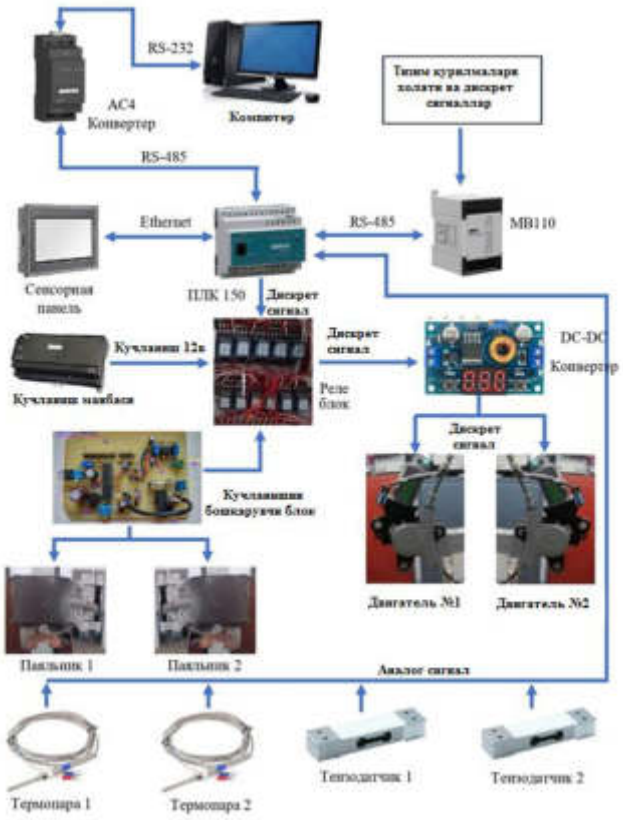
Автоматлаштирилган қурилмани лойихалаш ва пртототивини тайёрлаб синов ўтказиш асосида қуйдагиларни хулоса қилишимиз мумкин:

• Кавшарлаш жараёнида оптимал ҳарорат қиймати экспериментал ва назарий жиҳатдан 230 ± 5^0 С деб аниқланди, босим кучи 7 ± 0,5 Н ни ташкил этди ва жараённинг алгоритми, физик-математик асослари яратилди;

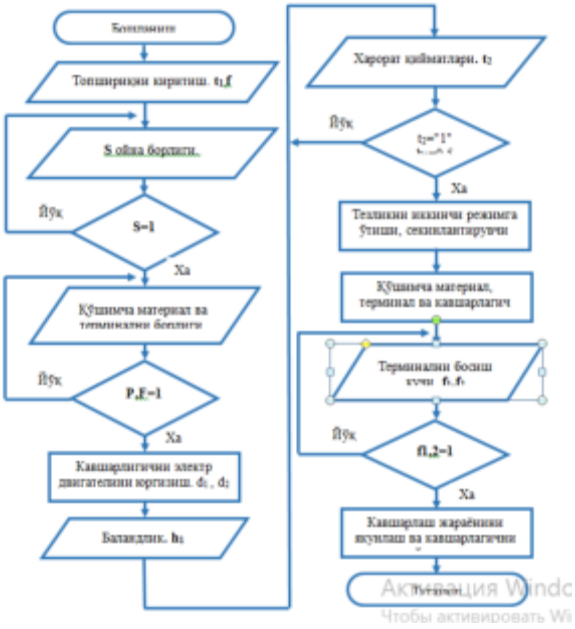
• Автомобил ойнаси иситиш тизимига терминалларини кавшарлаш учун ярим автоматик электрон қурилманинг лойихаси ва дастурий таъминоти ишлаб чиқилди;

• Терминални кавшарлаш жараёни такомиллаштириш учун электрон модули лойихаланиб конструкцяси ишлаб чиқилди;

• Электрон қурилмасида ўтказилган экспериментал тадқиқотлар асосида кавшарлаш жараёнининг математик модели ишлаб чиқилди.



Назарий ва экспериментал тадқиқотлар натижаларининг ишончлилиги метрологик жиҳатдан тасдиқланган ўлчов воситаларидан фойдаланиш ва математик статистика усулларини қўллаш орқали таъминланади. Натижаларининг илмий аҳамияти шундан иборатки, тадқиқот автомобил ойнаси иситиш тизими терминалларини кавшарлаш жараёнларини физикавий қонунларини очиб беради [5].



Фойдаланилган адабиётлар.

1. Sh.S.Sayitov, Abduraxmonov. S.M., Yuldasheva N.Y. Avtomobillar oynasi isitish tizimi terminalini kavsharlovchi avtomatlashtirilgan qurilma, FarPI ilmiy-texnika jurnali, TOM 25 - №6, 2021. 256-259 bet. (05.00.00; №1).
2. Sh.S.Sayitov, Abdurakhmonov S, Kuldashov O. Automatic Liquid Level for Explosive Areas.// International Conference on Information Science and Communications Technologies: Application, Trends and Opportunities, ICISCT 2021. – No. 176420. 2021. (05.00.00; №1).
3. Sh.S.Sayitov, Abdurakhmonov S, Mirzajonov M, Bilolov I, Khaydarov A. Research of terminal soldering technology for auto glass heating systems.// E3S Web of Conference. Vol. 389. – No. 189062. 2023. DOI: https://doi.org/10.1051/e3sconf/202338901036 (05.00.00; №1).
4. Sh.S.Sayitov, S.M.Abduraxmonov, I.X.Aliyev. Mathematical modeling of soldering iron heating process in automated terminal soldering installations.// E3S Web of Conferences. Vol. 401 – No. 05064. 2023. https://doi.org/10.1051/e3sconf/202340105064 (05.00.00; №1).
5. Guvohnoma № DGU 09347 “Terminalni kavsharlash jarayonida sifatni avtomatik nazorat qilishning dasturiy ta’minoti”//Mualliflar: Sh.S.Sayitov 14.10.2020.

INTELLIGENT OPTOELECTRONIC SENSORS

O.Kh. Kuldashov, D.O. Nabiev
ISPM Uzbekistan
* *kuldashov.abbos@mail.ru)*

The development of optoelectronics and its element base, the creation of new highly efficient semiconductor radiation sources in the near IR region of the spectrum create the prerequisites for the development of highly sensitive and precise, reliable devices for monitoring the concentration of gaseous substances.

Optoelectronics, as one of the areas of microelectronics, is developing rapidly. Highly efficient LEDs for the mid-IR range, operating at room temperature, created on the basis of quaternary solid solutions of A3B5 compounds are promising for gas analysis, moisture metering and medical diagnostics.

It is known that the characteristic absorption bands of a number of important chemical compounds lie in the mid-IR region of the spectrum. Among them are water and its vapor (1.94 μm, 2.75-2.85 μm), methane (1.65 μm, 2.3 μm, 3.3 μm), carbon dioxide (2.65 μm, 4.27 μm), carbon monoxide (2.34 μm, 4.67 μm), acetone (3.4 μm), ammonia (2.25 μm, 2.94 μm) and many other inorganic and organic substances [1-2]. Despite certain progress in the development of chemical and adsorption gas sensors, optical sensors have undeniable advantages, primarily in selectivity, reliability and service life. Currently, a number of companies (Perkin Elmer, Texas Instruments, City Technology, Ion Optics, Comag IR, etc.) [3] produce infrared optical sensors based on thermal sources of IR radiation. Such a source emits in a very wide spectral range according to Planck's law. Special optical filters cut out the required spectral range.

In the Infrared Optics Laboratory of the A.F. Ioffe Physical-Technical Institute, highly efficient GaInAsSb-based LEDs have been developed, they are far superior to thermal IR radiation sources in all key parameters:

- the LED spectrum width is comparable to the width of gas absorption bands, so there is no need to use additional filters.
- the response time is 3 orders of magnitude higher than that of thermal sources.
- significantly lower electrical power consumption.
- the lifetime is 80,000-100,000 hours of continuous operation (more than an order of magnitude longer than the lifetime of thermal sources).
- the small size of LED and photodiode chips (0.3 x 0.3 mm) allows creating extremely compact sensors.

To create LEDs operating in the wavelength range of 1.94÷2.20 μm, it is advisable to use semiconductor materials with a band gap of 0.6-0.25 eV. To create devices in a wide range of wavelengths, it is necessary to use multicomponent solid solutions.

We have developed intelligent optoelectronic devices using these highly efficient LEDs for the mid-IR region.

Intelligent optoelectronic devices for carbon dioxide. Mandatory installation of such devices in residential and industrial premises, as well as on the streets of large cities, is already regulated by law in a number of countries. Control over CO2 emissions is the main means of combating global climate change.

Intelligent optoelectronic devices for methane are needed to control methane leaks in houses where natural gas is used, along gas pipelines, in mines.

Intelligent optoelectronic devices for humidity and water content are necessary in many technological processes (measuring water content in oil and oil products, humidity in paper, in grain, etc.)

Medical diagnostics. Optical spectroscopy is used to analyze the concentration of carbon dioxide, acetone, etc. in exhaled air.

A system for non-invasive monitoring of glucose and other organic substances in blood, lymph and tissues.

The solution to the problem of creating optoelectronic devices includes the following stages:

• analysis of measurement (control) conditions and selection of the measurement principle;
• drawing up a block diagram of an optoelectronic device;
• mathematical description of the functional transformation;
• determination of the main characteristics of optoelectronic devices;
• analysis of errors of optoelectronic devices;
• assessment of accuracy and information characteristics;
• basic block diagram of optoelectronic devices.

The essence of converting a controlled parameter into a photoelectric signal comes down to the fact that the controlled object is irradiated with a radiation flux of a certain spectral composition, a share of the radiation is received after interaction and converted into a photoelectric signal.

Intelligent optoelectronic devices have been developed using GaInAsSb-based LEDs for the mid-IR region.

Optoelectronic devices do not create electromagnetic interference and at the same time are not affected by these fields, because optical radiation, passing through a medium contaminated with electromagnetic fields, does not undergo any changes.

Literature

[1] Mikhailova M.P., Moiseev K.D., Yakovlev Yu.P. Discovery of AIIIBV semiconductors: physical properties and applications // Physics and technology of semiconductors. 2019, issue 53, volume 3, pp. 291-302.
[2] Filachev A.M., Taubkin I.I., Trishenkov M.A. Achievements of solid-state photoelectronics (review) // Advances in Applied Physics. 2015, no. 2, pp. 162-164.
[3] Bashkatov A.S., Meshcherova D.N. Main trends in the development of optoelectronic technology until 2030 // Abstracts of reports of the Russian conference and school of young scientists on current problems of semiconductor photoelectronics "Photonics-2019". 2019, pp. 25-26.

THE ELECTRICAL CHARACTERISTICS OF AN ULTRATHIN GAS-DISCHARGE CELL

Z. Xaydarov[1*], A.Z. Tursinbayev[2], P.A. Saidaxmetov[2]
[1]Fergana State University, Murabbiylar str. 19, Fergana 150100, Uzbekistan
[2]M. Auezov South Kazakhstan Research University, Tauke khan avenue 5, Chimkent 160012, Kazakhstan
[*]email: *zokir_nursuh@mail.ru*

The gas discharge cell is the main element of the semiconductor photographic ionization chamber (SPIC) [1, 2]. It consists of a photosensitive semiconductor electrode and a screen made of a fiber optic disk with a conductive transparent coating of SnO_2. In between there is an ultra-fine gas gap (20 - 100 μm). The kinetics of the current in such a cell and the kinetics of the discharge luminescence have been partially investigated in [3]. It was found that the statistical

scatter of the breakdown delay at negligibly small electrode resistances corresponds to the exponential type distribution function, while the scatter at a sufficiently large value of the semiconductor electrode resistance is described by a function close to the random error function [4].

In case of transient processes, for example, at "instantaneous" change of conductivity of semiconductor, the value of surface charge can be in complete discrepancy with the conduction current. In this case phenomena of electrostatic character appear. A significant role in current conduction plays surface electric charges. It is located at the interface between the semiconductor and the gas discharge plasma. In fact, this electric charge is self-consistent in magnitude with the current density and largely determines the steady-state volt-ampere characteristic of SPIC. However, the transient photovoltaic processes in a superfine gas discharge cell have not been sufficiently investigated. There are no data on the influence of post-breakdown statistical spread and breakdown delay time, as well as the magnitude of surface charge on the photoelectric characteristics of a superfine gas discharge cell in scientific publications.

The purpose of the present work is to reveal the regularities of the transient processes occurring in an ultrathin SPIC gas discharge cell, taking into account the gas discharge breakdown delay and the surface charge distribution on a semiconductor photodetector.

SPIC was used for the experimental work; the circuit diagram of its gas discharge cell [1, 2]. Between the photodetector and the fiber-optic disk, the main DC power source U_1 was connected, and a high-voltage thyratron pulse generator U_2 with pulse duration $t_V = 0.5 \div 30$ μs and leading-edge duration τ_F = 50 ns can be connected in series to the DC source or directly to the gas discharge cell. The maximum pulse voltage was U_2 = 1.6 kV with an output resistance of 100 Ω. A two-coordinate laboratory potentiometer of LKD4-003 type was used to register the direct current, and a two-beam oscilloscope of S1-91 type was used to register the current pulse, registering the voltage drop across the load resistance R_l.

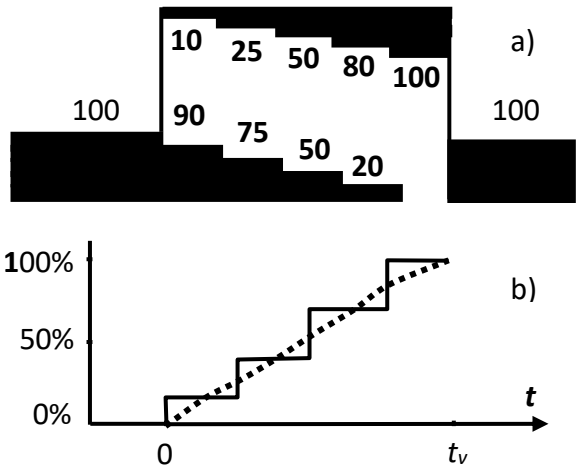


Fig. 1. a) - schematic distribution of the optical blackening density on the oscillogram of the current pulse, b) - time dependence of the average current obtained from oscillogram (a).

In the present work we have developed an averaging method based on the change in optical density of the image of the current oscillogram photographed from the oscilloscope screen onto photographic film. The essence of the method is that since the photographic effect of the cell gas discharge on the recording medium is determined by the magnitude of the average amount of current, we were interested not only in the current values in each individual pulse, but also in the average current values over

In the present work we have developed an averaging method based on the change in optical density of the image of the current oscillogram photographed from the oscilloscope screen onto photographic film. The essence of the method is that since the photographic effect of the cell gas discharge on the recording medium is determined by the magnitude of the average amount of current, we were interested not only in the current values in each individual pulse, but also in the

average current values over a period. Therefore, the experimental problem was to determine the average current for each time point averaged over the total number of pulses during the exposure time. If the gas discharge cell is pulsed with voltage V for one second at 20 Hz, the total number of pulses in 5 s will be 100. However, each current pulse has a different breakdown delay.

In fact, assuming that the optical density is proportional to the number of pulses for each time point, we can consider that the average current value at a given relationship:

$$i_t = i_{tmax}\frac{n}{N} = i_{tmax}\frac{D}{D_{max}}, \qquad (1)$$

where n - is the number of current pulses for the given instant; N - is the total number of voltage pulses; D - is the optical density on the oscillogram corresponding to the number of pulses for the given instant (D ~ n); D_{max} is the maximum optical density on the oscillogram corresponding to the total number of pulses (D_{max} ~ N). Thus, by performing densitometry of oscillograms, it is possible to obtain the average shape of the current pulse. The method of obtaining the average current kinetics from densitometry of breakdown current oscillograms is schematically explained in Fig. 1.a, where the optical density on the oscillogram is conventionally represented by lines of different thicknesses, and the smooth dashed curve in Fig. 1.b shows the obtained average current kinetics.

The oscillogram was recorded on aerial film-42 using a Zenit-E camera with a Helios lens and an additional adapter ring. The densitometry of the photographic images was carried out on a microdensitometer type IFO-451 with a slit width giving a resolution of 20 lin/mm. In all measurements, the radiant power was measured with a thermal column of type LETI with a sensitivity of 0.72 V/W.

If we talk about the statistical nature of the resulting curve, this point corresponds to an equal probability that the current pulse will appear before or after this time.

The above relationship establishes, to a first approximation, the relationship between the average current per period and the value of the breakdown delay time Θ and the statistical variation æ, characterized by the variation of the delay time. Thus, we see that the magnitude of the dynamic gain is determined by two parameters, Θ and æ. First, studies have been carried out to determine the empirical regularities in the dependence of the average current on time, as well as the values of Θ and æ on the photocurrent.

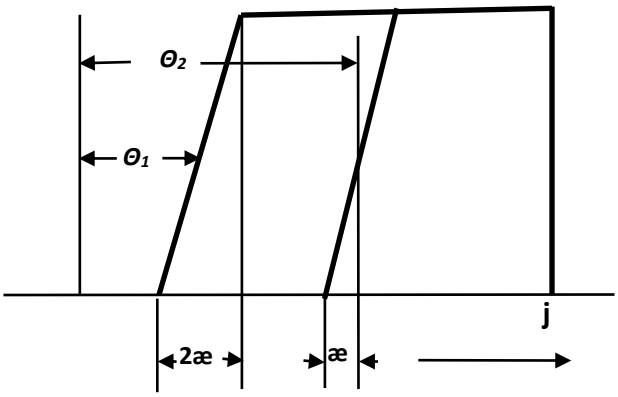


Fig. 2. Approximated curve - kinetics of the rise of the average current.

Discussion of results

Therefore, based on this task, the experiment was set up. First, the dependencies of the current kinetics in the gas discharge cell were plotted from the current oscillogram using the densitometric method. As can be seen from the curves in Figs. 3 and 4, during the time of the voltage pulse, the relaxation curves of the average current reach a stationary value, the magnitude of which depends on the illumination. The breakdown delay, defined as the time for the current to reach half of the steady-

state value, and the magnitude of the spread of the breakdown delay time (slope of the curve) decrease with increasing illumination. In addition, the average value of the current at a gas discharge gap thickness of 100 μm is more than three times greater than at a thickness of 40 μm. Obviously, this is the optimal case for the pulse mode of SPIC operation.

Conclusions

The unique properties of the ultrathin gas discharge cell have already found a wide range of applications in infrared photography and spatiotemporal diagnostics of laser radiation. It is also used to observe thermonuclear reactions. The electrostatic phenomena studied in this work are determined by the peculiarity of the transient processes in ionization devices and, on the other hand, can serve as an effective tool for studying the physics of a gas discharge with distributed photoelectrode resistance.

References

1. Z. Khaydarov, UNEC Journal of Engineering and Applied Sciences **4**(1) (2024) 61. https://doi.org/10.61640/ujeas.2024.0506.
2. Sh.B. Utamuradova, Z. Khaydarov, B.Z. Khaydarov, UNEC Journal of Engineering and Applied Sciences **4**(2) (2024) 55. https://doi.org/10.61640/ujeas.2024.1206.
3. Z. Khaydarov, K. Yuldashev, B. Khaydarov, S. Sultanov, Q. Ergashov, M. Axmadjonov, In E3S Web of Conferences **587** (2024) 01006. doi.org/10.1051/e3sconf/202458701006.
4. L.G. Paritskii, Z. Khaydarov, Physics of engineering and semiconductors **27**(11-12) (1993) 2003.
5. Z. Khaydarov, H.T. Yuldashev, Applied Physics **5** (2016) 75.

TOIFALANGAN OBYEKTLAR UCHUN YARIMO‘TKAZGICHLI SIG‘IMLI ANIQLOVCHI VOSITALARNI ISHLAB CHIQARISH

Sh.E. Murodov
O‘zbekiston Respublikasi Ichki ishlar vazirligi
Harbiy tuzilmalarining faoliyatini ta’minlash bazasi

1921 yilda rus olim va ixtirochisi L.S.Termen sig‘imli aniqlash prinsipda ishlovchi ob’yektlarning perimetri va binolarini qo‘riqlashda qo‘llash uchun texnik qo‘riqlash vositalarining mukammal modelini ishlab chiqdi. Lekin bu qurilma faqat davlat ahamiyatiga bog‘liq bo‘lgan ob’yektlarda qo‘llanilishi bilan cheklandi. Keyinchalik sig‘imli prinsipda ishlovchi aniqlash datchiklarini ob’yektlarda keng ko‘lamda foydalanish yo‘lga qo‘yildi.

Ob’yektlarni perimetrli texnik qo‘riqlash vositalari majmuasi bilan jihozlash va ular orqali qo‘riqlashni tashkillashtirish muhim masalalardan biri hisoblanadi.

Shuning uchun perimetrli aniqlash vositalari- texnik qo‘riqlash vositalarining majmuasi bo‘lib, ob’yektning asosiy fizik himoya to‘sig‘i hisoblanadi. Perimetrni qo‘riqlash tizimlari tartibbuzarlar kirishga urinayotgan joylarni maksimal darajada tezkor va bexatolik bilan aniqlashi zarur. Ushbu jarayonning muhimligi shundaki, bo‘linmalar samarali harakatlanishini boshqarish va o‘z vaqtida voqea joyiga etib borishidadir. Perimetrli qo‘riqlash tizimlari boshqa qo‘riqlash

tizimlariga nisbatan ancha ishonchli va bexato tizim sanaladi. Shu sababli obyekt himoyasini tashkil etishda bir qator perimetrial datchiklarni qo‘llash usullaridan foydalanishimiz mumkin.

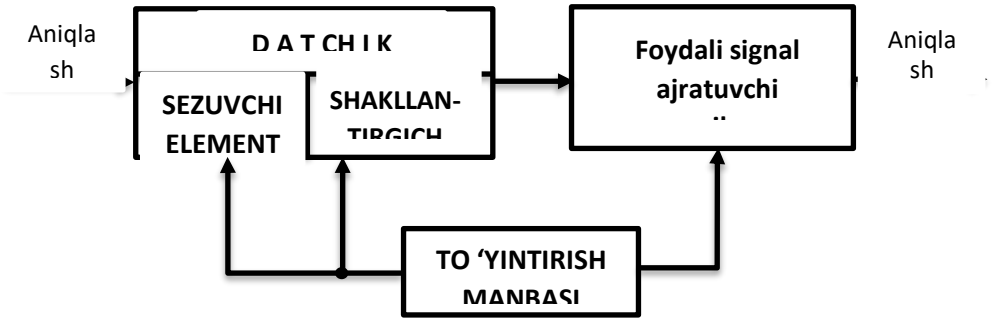
Sig‘imli aniqlash vositalari xilma-xil kirish kattaliklari (chiziqli va burchak harakatlarni, mexanik kuchlanish, satx va h.k.)ni sig‘im o‘zgarilishiga aylantiriladi. Amalda sig‘imli datchiklar kondensatorlardan yasaladi. O‘lchaydigan kattaliklariga qarab sig‘im datchiklari yuzasi, oraliq masofasi va dielektrik singdiruvchanligi o‘zgaruvchan turlariga bo‘linadi.

Sig‘imli usullar teknik o‘lchashlar sohasida keng qo‘llanila boshlandi. SAVning ishlash prinsipi, sezuvchi elementga ta’sir etish natijasida elektr hajmning o‘zgarishiga asoslanadi.

Sig‘imli aniqlash usulining afzalligi quyidagilarda ko‘rinadi:

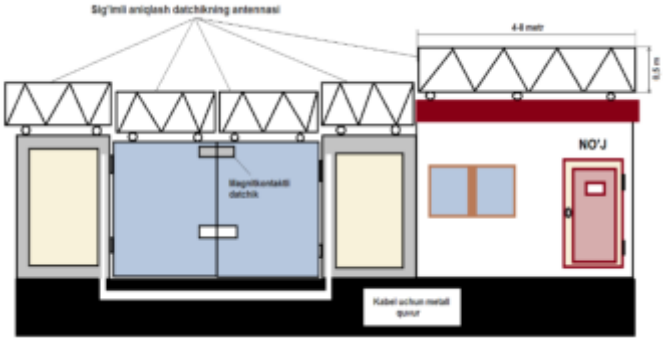
aniqlash maydonining hajmga egaligi va “o‘lik” maydonlarning yo‘qligi aniqlash ishonchliligini oshiradi;

aniqlash maydoning uzunligi, hamda alohida hududlarda o‘rnatilishi.



1-rasm. Sig‘imli aniqlash datchigining umumiy shaklli sxemasi

Antenna darvoza ustida jihozlansa uning eni 4-8 metrni tashkil qilishi va antennalar orasidagi uzilish 150 sm bo‘lishi nazarda tutiladi.



1.2-rasm. Datchikni darvoza va binolar ustida jihozlash chizmasi

Datchiklarga ulanadigan sim va kabellar maxsus quvurlar, korblar orqali o‘tkaziladi. Agarda datchikning sezuvchi elementi faqat devor ustiga o‘rnatilsa unda sim va kabellar niqoblangan shaklda o‘tkaziladi va maxsus kronshteynlar bilan qotiriladi.

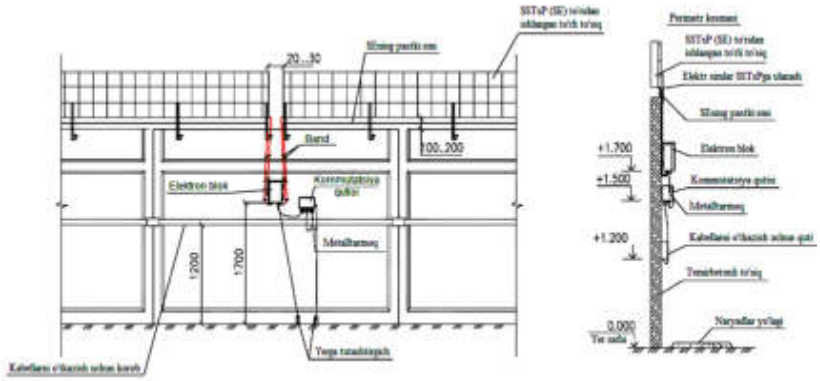
Sig‘imli aniqlovchi vositalarning ishlash prinsipi:

- Qo‘riq ostiga olingan hududga muhandislik yo’li bilan o‘rnatilgan sig‘im o‘zgarishini sezuvchi antennalardagi sig‘imli zaryadlarning o‘zgarishi natijasida hosil bo‘ladigan signallarni va antennadagi zaryadlarning amplitudasining o‘zgarish jarayonlarni aniqlab, mikrokontroller yordamida qurulmalarni boshqaruv tizimiga ma’lumotlarni uzatadi. Ushbu blokning sig‘imlarni

sezish qobiliyati 4 turdagi hududga bo‘lingan antennalardan iborat. Har bir antennada normal holatdagi sig‘imni sezish holati mavjud bo‘lib ushbu ko‘rsatgich 2 NF dan 40 NF gacha bo‘lgan qiymatlarni o‘z ichiga oladi. Bunda, dasturiy ta’minot xotirasida tizimga ulangan barcha antennalarning sig‘im ko‘rsatgichi saqlab qolinadi, antenna simlarida mavjud bo‘lgan zaryadlarning o‘zgarishini nazorat qiladi hamda analog taribdagi ma’lumotlarni raqamli malumotlarga aylantiradi;

- antenalarning IP-manzillarini tartibga soladi hamda avtanom sozlash to‘g‘irlash ishlarini o‘rnatilgan joyda amalga oshiriladi;

-o‘zaro ketma-ket ulangan “EMK modul”larining ma’lumot almashish imkoniyatlarini yaratib beradi va doimiy tok manbaida ±5/24v kuchlanishda ishlaydi.



1.3-rasm. Sig‘imli aniqlash datchigini devorda o‘rnatish varianti

Ushbu modulga quyidagi **“ST modul”**ini qo‘shimcha tarzda ulash imkoniyati mavjud bo‘lib, undagi mikroprossesor yordamida EMK modulining dasturiy ta’minoti yoziladi hamda obyektda o‘rnatilgan sig‘imli datchiklardan keladigan analog ko‘rinishidagi signallarni raqamli signallarga o‘zgartiradi hamda markaziy boshqaruv operatoriga jo‘natdi. Har qanday tabiiy iqlim sharoitdagi o‘zgarishlar inobatga olinga bo‘lib, dasturiy ta’minotda alohida o‘zgarishlarni kiritish talab qilinmaydi

Tizimning boshqa mavjud bo‘lgan tizimlarga nisbatan afzallik tomonlari:

Antennalar soni 4 tagacha o‘zgargan bo‘lib, har bir antennaning o‘rtacha uzunlik masoasi 150-200- mertgacha bo‘lgan masofani qo‘riq ostiga oladi. Umumiy qo‘riq ostiga olingan hudud 600-800 mertni tashkil etadi. “QO‘RG‘ON” TQVMning tarkibiy qismiga 16 tagacha bo‘lgan EMK modullari ulangan holatda foydalaniladi, bundan kelib chiqadiki, qo‘riq ostiga olingan hududning 9 600-12 800 metrgacha bo‘lgan antenna qurulmalarini texnik holatini nazorat qiladi hamda ulardan qabul qilingan signallarni qayta ishlab markaziy boshqaruv tizimiga uzatadi.

O‘rnatishda sarf etiladigan kabellar hajmi sezilarli darajada kamayadi;(signal hamda taminot kabelari bitta kabel orqali amalga oshiriladi)

Modul hajm jihatdan o’lchamlari kichraytirilgan bo‘lib, asoisiy vazifalarni dastur yordamida bajaradi;

Ushbu modulning ishlash prinsipi zamonaviy nanotexnologilar asosida ishlab chiqarilgan bo‘lib , unga sarf etiluvchi elektroradioelementlardan tashkil topgan.

Antenna zaryadlari hamda qarshiligini tahlil qilish uchun alohida yuqori kuchlanishga ega bo‘lgan generator modullaridan voz kechildi. Ushbu modulning generatori modulning tarkibiy qismiga joylashtirildi (yani ST)

Xulosa o‘rnida shuni ta’kidlash joizki, O‘zbekiston Respublikasidagi qo‘riqlanayotgan ob’yektlarini jihozlash uchun samarali tizimlarni tanlashda zamonaviy intellektual perimetrial qo‘riqlash tizimlarini qo‘llash bo‘yicha xorijiy tajriba o‘rganildi. O‘tkazilgan solishtirma tahlil asosida zamonaviy perimetrial intellektual qo‘riqlash tizimlarining eng samarali variantlari tanlandi. Jumladan, “**QO‘RG‘ON**” TQVMning tarkibiy qismidan joy olgan sig‘imli aniqlovchi vositalar perimetrial xavfsizlikni ta’minlash uchun eng muqobil variantlardan biriga aylanadi.

Foydalanilgan adabiyotlar

1. O‘zbekiston Respublikasi Prezidenti Sh.M. Mirziyoyev raisligida 2019 yil 10 yanvar kuni “Mamlakatimiz tinchligi va jamoat xavszligini ta’minlash, jinoyatchilikning oldini olish borasidagi kelgusi vazifalarga bag‘ishlangan” videoselektor yig‘ilishidagi so‘zlagan nutqi. Postda gazetasi 2019 yil 12 yanvar № 4-son.
2. Приказ МВД Р.Уз. №88 от 18.04.04 НОО-ИТСО охраняемых караульными войсками МВД Р.Уз. – Т., 2004.
3. Магауенов Р.Г. Системы охранной сигнализации: основы теории и принципы построения. Учебное пособие – М., 2008.
4. “Xavfsizlik tizimlarining qurilma va signalizatsiya komplekslari” O‘quv qo‘llanma. t.f.d., prof. B.A.Mavlonqoriv, V.V.Volxonskiy.-T, 2007.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТОЛЩИНЫ ПЛЕНОЧНЫХ КОНТАКТОВ

Б.А. Абдурахманов, Б.Н. Тошпулатов, С.А. Тачилин
Ташкентский государственный технический университет имени Ислама Каримова

Электрические контакты играют важнейшую роль в работе солнечных элементов, поскольку они обеспечивают эффективный сбор и передачу электрического тока, который генерируется под воздействием солнечного света. Проводящие пленочные контакты расположены на передней и задней сторонах элемента. Передний контакт, как правило, представляет собой тонкую металлическую сетку, которая одновременно должна хорошо проводить ток и минимально затенять поверхность элемента, чтобы не снижать поступление света [1]. Задний контакт, в свою очередь, обеспечивает сбор тока с противоположной стороны.

Качественные контакты должны обладать высокой электропроводностью и низким сопротивлением, чтобы свести к минимуму потери энергии. Для этого используются такие материалы, как серебро, медь или алюминий [2]. Недостатки в конструкции контактов могут привести к серьёзным проблемам: снижению КПД, локальному перегреву, ускоренному старению и выходу солнечной панели из строя [3].

Толщина проводящего пленочного контакта оказывает значительное влияние на свойства и качество солнечного элемента. Один из важнейших параметров – это электропроводность: чем толще контакт, тем ниже его сопротивление, а значит, тем эффективнее происходит сбор и передача электрического тока.

Однако чрезмерное увеличение толщины может привести к нежелательным последствиям. Кроме того, толщина влияет на механическую и термическую стабильность

контакта. Слишком тонкий слой может быть непрочным и легко повреждаться при нагреве или механических нагрузках. Напротив, чрезмерно толстый слой способен вызывать внутренние напряжения, трещины и даже отслаивание при температурных колебаниях в процессе эксплуатации.

Таким образом, толщина контакта должна быть оптимально подобрана – она должна быть достаточной для обеспечения хорошей электропроводности, но при этом не нарушать оптические и структурные характеристики солнечного элемента. Нарушение этого баланса может привести к снижению эффективности, ускоренному старению или выходу устройства из строя электронного устройства.

Ёмкостной метод контроля толщины проводящих контактов основан на измерении изменений электрической ёмкости, возникающих между измерительным зондом и металлическим слоем контакта. В этом методе измерительная система рассматривается как конденсатор, где один электрод – это зонд прибора, а второй – проводящий контакт. Между ними находится диэлектрический промежуток, например, воздух или окисная плёнка.

Толщина контакта влияет на величину ёмкости, так как она изменяет расстояние и свойства диэлектрика между электродами:

$$C = \frac{\varepsilon \cdot A}{d},$$

где: C – ёмкость, ε – диэлектрическая проницаемость, A – площадь перекрытия, d – расстояние между зондом и металлическим слоем (толщина может изменять это эффективное расстояние).

Для определения толщины контакт калибруется и измеренные значения ёмкости сопоставляются с соответствующими значениями толщины по заранее построенной зависимости или калибровочной таблице. Этот метод является бесконтактным, что исключает повреждение поверхности, и позволяет быстро проводить контроль на производстве. Он особенно эффективен для тонких металлических покрытий от нескольких десятков нанометров до нескольких микрон. Существуют различные варианты использования ёмкостного метода для контроля толщины.

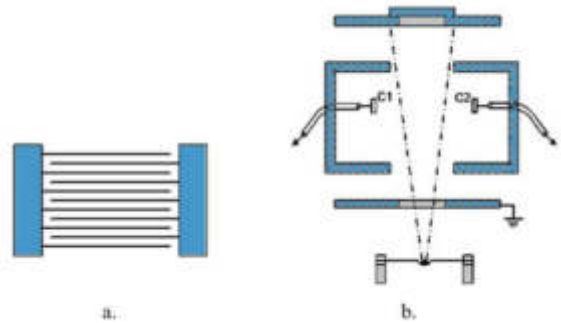


Рис. 1. Ёмкостной метод измерения толщины тонкого слоя:
(a) Пластинчатый конденсатор, (b) Датчик давления на основе ёмкости.

В одном варианте для контроля толщины осаждённых тонких плёнок применяется подложка, содержащая конденсатор гребенчатого типа, изготовленный с помощью фотолитографических методов из алюминиевой фольги (рис. 1а). Вещество, размещённое между «зубьями» конденсатора, увеличивает его ёмкость, и это изменение фиксируется с

помощью специальных приборов (например, чувствительных мостиков измерения). Метод особенно подходит для тонких диэлектриков с высокой диэлектрической проницаемостью.

Другая разновидность ёмкостного метода показана на рисунке рис. 1b. Этот метод основан на измерении увеличения ёмкости системы пластин C_1–C_2 при прохождении между ними пучка частиц испарённого вещества. Измерения воспроизводимы при строго постоянных условиях испарения (температура испарения, температура подложки, давление, продолжительность испарения, состав материала и др.).

Однако ёмкостной метод требует точной калибровки под конкретный материал и условия измерения, а также может быть чувствителен к шероховатости поверхности и особенностям подложки. Он широко применяется в производстве солнечных элементов для контроля толщины фронтальных и задних контактов, выявления неоднородностей и мониторинга качества металлизации.

Метод резонансного кварца основан на измерении изменения частоты колебаний кварцевого резонатора при нанесении на его поверхность тонкого слоя материала. Кварцевый резонатор представляет собой тонкий диск кварца, который вибрирует с определённой резонансной частотой. Когда на резонатор наносится слой металла или другого материала, его масса увеличивается, что приводит к снижению резонансной частоты.

Изменение частоты пропорционально толщине нанесённого слоя, если известна плотность материала:

$$\Delta f = \frac{2 f_0^2 \Delta m}{A\sqrt{\rho\mu}},$$

где: Δf – изменение резонансной частоты, f_0 – исходная частота резонатора, Δm – масса нанесённого слоя, A – площадь поверхности резонатора, ρ – плотность наносимого материала, μ – упругий модуль кварца. Этот метод позволяет в реальном времени контролировать толщину покрытий с высокой точностью, от нескольких нанометров до микрометров. Метод резонансного кварца является неразрушающим и очень чувствительным. В производстве солнечных элементов данный метод используется для контроля толщины металлических контактов и защитных слоёв во время процесса их нанесения, что обеспечивает высокое качество и эффективность солнечных элементов.

Таким образом, ёмкостной метод удобен для быстрого и бесконтактного контроля толщины готовых контактов, но требует точной калибровки и чувствителен к внешним факторам. Метод резонансного кварца обеспечивает высокую точность и чувствительность при контроле толщины плёнок в процессе нанесения, но требует специализированного оборудования и подготовленных образцов.

Список использованной литературы:

1. A. Luque, S. Hegedus. Handbook of Photovoltaic Science and Engineering. Wiley, 2011.
2. S. Tepner, A. Lorenz. Printing technologies for silicon solar cell metallization: A comprehensive review. Progress in Photovoltaics: Research and Applications. 2023, 31, DOI: 10.1002/pip.3674. p.557–590.
3. M.A. Green, K. Emery, Y. Hishikawa, W. Warta. Solar Cell Efficiency Tables (Version 56). Progress in Photovoltaics, 2020.

POLIKRISTALL YUPQA STRUKTURALARDA, ANOMAL FOTOMAGNIT KUCHLANISH MAVJUDLIGI O'RGANISH

K.E. Onarkulov, Sh.A. Yuldashev
Farg'ona davlat universiteti
shohjahon6566@mail.ru

Olingan natijalar, vakuumli bug'lanish natijasida hosil bo'lgan uch selenli surma amorf yupqa pardalarida har doim yuqori nuqsonlar kontsentratsiyasi mavjudligini ta'kidlashga imkon beradi. Uch selenli surma plyonkalari va boshqa yarimo'tkazgichli, kristall bo'lmagan yupqa pardalarida tuzilmalarining xususiyatlarini o'rganish, keyinchalik organik yoki tirik moddalar kabi yanada murakkab materiallarning xususiyatlarini tushunishga urinishlar uchun kerak. Polikristall materiallar yarimo'tkazgichlar fizika va texnikasi sohasida eng muhim istiqbolli yo'nalishlardan hisoblanadi. Bunday materiallar bir jinsli emas (BJE) geterogen strukturaga ega bo'lib, ularning mikrozarrachalari nostandart formaga ega bo'ladi. Mikro zarracha chiziqli o'lchamlari 10^{-5} – 10^{-4}sm tartibida bo'ladi. Mikrozarrachalar orasida ularni bog'lovchi oraliq qatlamlar bo'lib, ularning xususiyati va stixiometriyasi material mikro zarrachasinikidan tubdan farq qiladi. Hattoki mikro zarracha va oraliq qatlam elektr o'tkazuvchanligi ham keskin farq qiladi. Shu sababli mikro zarracha va oraliq qatlam o'ziga xos har xil strukturalar kontaktini hosil qiladi. Oraliq qatlam yuqori qarshilikli soha deb, mikrozarracha qarshiligi undan kamroq qarshilikli deb hisoblanadi. Lekin ba'zi hollarda teskari holat ham kuzatilishi mumkin. Oraliq qatlam va mikrozarracha o'tkazuvchanligining keskin farq qilishi, mikrozarrachalar chegarasida har xil p-n-o'tishlarni vujudga keltiradi. Shu bilan birga ikki qo'shni mikro zarrachalar orasidagi yuqori qarshilikli soha potensial to'siqni vujudga keltiradi (MOP, izotip geteroo'tishlar va boshqa ko'rinishdagi lokal mikrobaryerlar) Bunday bir jinsli bo'lmagan sohalarning (ayniqsa ularning yupqa pardalarini o'rganish, polikristall yarimo'tkazgich va dielektriklarga xos muhim xususiyatlarni, hodisalar va effektlarni aniqlashga imkoniyat yaratadi. Chunki, bir jinsli bo'lmagan yarimo'tkazgichlar va dielektriklar negizida mutloqo yangi funksional imkoniyatga ega asbob va qurilmalar yaratilgan shu bilan barcha yarimo'tkazgich materiallardagi bir jinsli bo'lmaganliklarni o'rganish va qurilmalar yaratilgan istiqbolda yana ko'p asboblar yaratishga texnik va texnologik asos yaratadi. Yarimo'tkazgichlarning bir jinsli bo'lmagan sohalarida hosil bo'ladigan mikrogeteroo'tishlar va boshqa potensial to'siqlardan iborat polikristall strukturalar yoritilganda ventil (harakterdagi) tabiatdagi foto E.YU.Klar hosil bo'lib, har bir mikrokristall tizimi mikrofotoelement vazifasini bajarib, ularning soni 1sm uzunlikda 10^5 donaga yetadi. Tabiiyki bir jinsli bo'lmagan sohadagi mikrofotoelement tizimi yoritilgandagi elementar E.YU.K qo'shilib yetarli katta foto E.YU.Kni vujudga keltiradi [1,2]. Polikristall bir jinsli bo'lmaganliklarda mikrozarrachalarning chiziqli o'lchamlari mikronlar tartibida bo'lsa, amorf yarimo'tkazgichlarda mikrokristalchalar o'lchamlari angstremlarda bo'ladi. Bundan ko'rinadiki amorf yarimo'tkazgichlarda bir jinsli bo'lmaganliklarning "ideal" yuqori tartibi kuzatiladi. Bunday amorf bir jinsli bo'lmagan yarimo'tkazgich birikmalarni xalkogenidlar negizida sintez qilish mumkin [3,4] va ularning bir jinsli bo'lmagan amorf yupqa pardalarida anomal fotoelektrik, fotomagnit va shunga o'xshash galvanoelektrik hodisalar anomalligi va anizatropiyalarini kuzatish mumkin [5].

Yarimo'tkazgich bir jinsli bo'lmagan amorf plyonkalarda, fotoelektrik va fotomagnitik o'lchovlar o'tkazildi. Volt-amper harakteristikalari ~10^{-1} V/sm gacha bo'lgan elektr maydonlariga

qadar chiziqli. Anomal fotoelektrik effekt va anomal fotomagnit effektlarning lyuks-voltli harakteristikalari subchiziqli bo'lib, chiziqlilikdan ogish $8 \cdot 10^5$ lyuks yoritish darajalarida kuzatiladi. Fotomagnit kuchlanish kattaligi, chiziqli ravishda $8 \cdot 10^4$ E gacha ortadi, magnit maydonga sezgirligi 3 *mV/E.*

Anomal fotovoltaik va fotomognit kuchlanishlarning yorug'lik intensivligiga qarab o'zgarish qonuniyatlari $U_{AFK}(V)$, $U_{FME}(V)$ eksperimental egri chiziqlari, oq nurda qayd etildi. H=1kE dan H=5kE gacha bo'lgan egri chiziqlar, doimiy magnit maydonida qayd etilgan.

Fotomagnit tadqiqotlar bo'yicha olingan eksperimental natijalar, fotomagnit effekt nazariyasi doirasida p-n o'tishlarida ko'rib chiqiladi. Elektron-teshik (p-n) –o'tish uchun fotomagnit effekti nazariyasiga ko'ra $U_{FME}(V)$ bog'liqlikning, to'yingan sohasi bo'lishi kerak, $U_{FME}(H)$ da esa u magnit maydon kuchlanishi to H=10^5E gacha qiymatiga qadar chiziqli bo'ladi.

Shunday qilib, olingan natijalar, vakuumli bug'lanish natijasida hosil bo'lgan uch selenli surma amorf plyonkasida har doim yuqori nuqsonlar kontsentratsiyasi mavjudligini ta'kidlashga imkon beradi. Ular, Fermi darajasi qat'iy belgilangan va barqaror pozitsiyani egallagan darajada lokalizatsiya holatlarini (~10^{20} sm^{-3}) yuqori zichligiga olib keladi. Shu munosabat bilan plyonkalarni, uch selenli surma bilan legirlash imkoniyati yo'q degan fikr shakllandi. Shu sababli, vakuum bug'lanishida olingan uch selenli surma plyonkalarida mavjud bo'lgan surma yoki selenning ortiqcha miqdori, ularning xususiyatlarini sezilarli darajada o'zgartiradi deb taxmin qilish mumkin. Uch selenli surmaning amorf plyonkalari, aralashmalar va radiatsion nurlanish ta'siriga sezgir emas. Yuqori voltli fotovoltaik effektli (AFK effekti) yupqa amorf, uch selenli surma plyonkalari bir xil bo'lmagan, ko'p qatlamli tuzilmalardir. Shu bilan birga, n- va p- tipdagi qatlamlar vaqti-vaqti bilan o'zgarib turadigan, super ko'p qatlamlilik tuzilmalarida, taqiqlangan zonasi doimiy qiymatga ega, ammo bir qatlamdan ikkinchisiga o'tishda energiya bo'yicha, yuqoriga yoki pastga siljiydi. Biroq, boshqa mumkin bo'lgan tushuntirishlarni istisno qilish uchun batafsilroq tadqiqotlar o'tkazish kerak. Amorf plyonkalar, uzunligi va qalinligi bo'yicha bir xil emas, bundan tashqari ular har xil o'tkazuvchanlikka ega, o'zgaruvchan qatlamni ifodalaydi, keyin super ko'p qatlamlilik tuzilmalarining parametrlari uch selenli surmaga asoslangan amorf plyonkalarning asosiy xususiyatlarini sifat jixatidan aniqlay oladi. Bunday materiailarda, umuman boshqacha hodisalarni ham kutish mumkin [5]. Uch selenli surma plyonkalari va boshqa yarimo'tkazgichli, kristall bo'lmagan plyonka tuzilmalarining xususiyatlarini o'rganish, keyinchalik organik yoki tirik moddalar kabi yanada murakkab materiallarning xususiyatlarini tushunishga urinishlar uchun juda foydali bo'lishi mumkin.

Amorf xalkogenid Sb_2Se_3 yupqa pardalarida anomal yuqori fotokuchlanish va fotomagnit kuchlanish hodisalarining mavjudligi aniqlandi va dastlabki tadqiqotlar olib borildi. Bu tadqiqotlar negizida, amorf xalkogenidlarining yupqa pardalaridan generator tipidagi foton qabul qiluvchilar yasashda foydalanish mumkinligi ko'rsatildi. Bunday generator tipidagi foton qabul qilgichlar radiatsiya ta'siriga chidamli bo'lib, parametrlaridagi degragatsiya (eskirish, vaqt o'tgan sari o'zgartirish) darajasi past bo'ldi.

Foydalanilgan adabiyotlar ro'yxati

1. Онаркулов, К. Э., Нурдинова, Р. А., Юлдашев, Ш. А., & Юлдашев, А. А. (2022). Разработка теплопреобразователя на основе аномального фотовольтаического эффекта.

2. Egamberdievich, O. K., Abrorovich, Y. S., Abduvositovich, Y. A., & Qizi, Y. S. A. (2022). Determination of Microparameters of Halcogenide Thin Movies. *Journal of Optoelectronics Laser*, *41*(5), 523-530.
3. Onarkulov, K., Yuldashev, S., & Yuldashev, A. (2022). ФОТОМАГНИТНЫЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ. *Science and innovation*, *1*(A4), 47-51.
4. Yuldashev, S. (2022). ХАЛЬКОГЕНИД ЮПҚА ПАРДАЛАРИДА АФК-ЭФФЕКТ. *Science and innovation*, *1*(A6), 530-535.
5. Онаркулов, К., & Юлдашев, А. (2023). ГЕЛИООПТРОННЫЙ ИСТОЧНИК НАПРЯЖЕНИЯ. *Namangan davlat universiteti Ilmiy axborotnomasi*, (8), 30-34.

SHOTTKI DIODI VAX NOIDEALLIK KOEFFITSIENTIGA MAGNIT MAYDONNING TA'SIRI

G.Gulyamov, K.Umarov, A.Soliyev
Namangan davlat texnika universiteti, Namangan, O'zbekistan

Magnit maydoni ta'sirida p-n o'tishli magnitodiodlarga Magnit maydoni ta'siri [1] ishda o'rganilgan. Bunda, muvozanatda bo'lmagan zaryad tashuvchilar konsentratsiyasining pasayishi tufayli potentsial to'siq baladligini o'sishi natijasida tokning pasayishi ko'rsatilgan. [2] ishda, yarimo'tkazgichli diodlarga tashqi ta'sirlar temperatura, mikroto'lqinlar va yorug'liklar ta'sirlari natijasida diodning VAX ni ideallikdan chetlanishi ko'rilgan. Doimiy magnit maydonning VAX noideallik koeffitsentiga hamda kuchlanishga ta'siri o'rganilgan [3-6]. Bunda, magnit maydon ta'sirida kuchlanishning ortishini, Xoll kuchlanishi va noideallik koeffitsentini diffuziya uzunligi orqali tushuntirilgan.

Ko'pgina tajribalarda, magnit maydonining yarimo'tkazgichli diodlarga ta'siri baza qarshiligining ortishi va zaryad tashuvchilar diffuziya uzunligi kamaytirishi va VAX noideallik koeffitsentini o'zgartirishi o'rganilgan bo'lsada, lekin nazariy jihatdan to'la tushuntirib bera olmagan.

Ushbu ishda, metall-yarimo'tkazgichli to'g'rilovchi kontaktlarning VAX noideallik koeffitsentiga magnit maydonning ta'sirini nazariy jihatdan o'rganishdan iborat.

Metall-yarimo'tkazgichli to'g'rilovchi diodga magnit maydoni ta'sir qilganida, yarimo'tkazgich sohadagi zaryad tashuvchilar Lorents kuchi ta'sirida namuna chekkalariga to'plana boshlaydi. Zaryad tashuvchilar konsentrasiyasining o'zgarishi kuchsiz magnit maydonlarida ham juda sezilarli bo'lishi mumkin. Bunda, hajmiy zaryadlar sohasida zaryad tashuvchilar harakati diffuziya tenglamalariga bo'ysunadi.

Diffuziya uzunligini magnit maydoniga quyidagi

$$L = L_0 [1 - (\mu B)^2]. \quad (1)$$

Bu esa o'z navbatida bazada kuchlanish ortishiga olib keladi:

$$\varphi = \varphi_0 + U_b + U_B \quad (2)$$

(1) ifodadan

$$\frac{\Delta L}{L_0} = \mu^2 B^2 \quad (3)$$

Magnit maydoni ta'sirida baza qarshiligi o'zgarishini quyidagicha ifodalasak, unda

$$\Delta\rho = \rho(\mathrm{B}) - \rho(0) \tag{4}$$

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \mu^2 B^2 \tag{5}$$

Baza kuchlanishi uchun

$$U_b = \Delta\rho j \tag{6}$$

va Xoll kuchlanishi uchun esa

$$U_B = \frac{RjB}{d} \tag{5}$$

ifodalasak, u holda umumiy kuchlanish uchun quyidagi hosil bo'ladi:

$$\varphi = \varphi_0 + \Delta\rho j + \frac{RjB}{d} \tag{6}$$

Bizga ma'lumki, Metall-yarimo'tkazgichli to'g'rilovchi diodning VAX si Shokli ifodasiga ko'ra quyidagicha ifodalash mumkin [7]:

$$j = j_s[\exp\frac{e\varphi}{mkT} - 1] \tag{7}$$

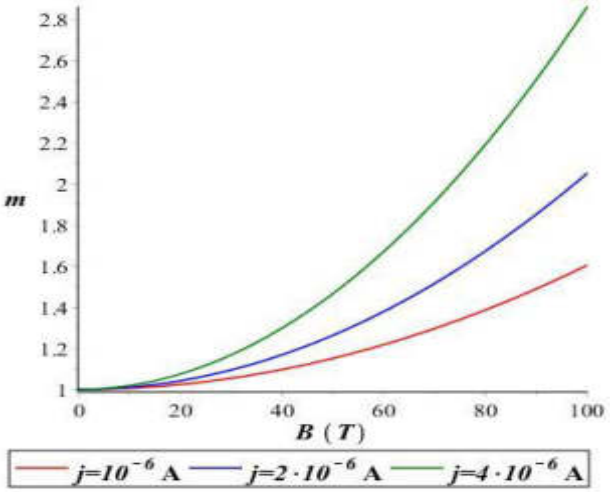
(7) ifodaga (6) ni qo'yish orqali metall-yarimo'tkazgichli to'g'rilovchi diodning VAX noideallik koeffitsenti uchun:

$$m = 1 + \frac{ejB^2}{kTd}\frac{\rho_0\mu^2 d + \dfrac{R}{B}}{\ln\left(\dfrac{j}{j_s} + 1\right)} \tag{8}$$

hosil bo'ladi. Xoll doimiysi magnit maydon induksiyasidan judayam kichik bo'lganligi uchun (8) ni quyidagicha ifodalash mumkin:

$$m = 1 + \frac{ejB^2}{kT}\frac{\rho_0\mu^2}{\ln\left(\dfrac{j}{j_s} + 1\right)} \tag{9}$$

Metall-yarimo'tkazgichli to'g'rilovchi diodning VAX noideallik koeffitsentini magnit maydon induksiyasi bog'lanishi quyida keltirilgan (1-rasm).



1-rasm. Noideallik koeffitsentini magnit maydon induksiyasi bog'lanishi

Hisoblashlarni bajarishda quyidagi qiymatlar olingan:

Demak, magnit maydonining metall-yarimo'tkazgichli to'g'rilovchi diodga ta'siri baza qarshiligining ortishi va zaryad tashuvchilar diffuziya uzunligi kamaytirishi va VAX noideallik koeffitsentini o'zgarishiga olib keladi.

Foydalanilgan adabiyotlar:

1. В.Л. Альперович, С. П. Мищенко, А. С Терехов. Механизмы влияния магнитного поля на баллистические фототоки. — ФТТ, 1983, т. 25, в. 9, с. 2780—2782.
2. G. Gulyamov, G. Majidova, & F. Muhitdinova, Journal of Applied Science and Engineering, 27(1). Page 1911-1917. (2022). (http://dx.doi.org/10.6180/jase.202401_27(1).0007).
3. T. Wang, M. Si, D. Yang, Z. Shi, F. Wang, Z. Yang, S. Zhou, and D. Xue, Nanoscale 6, 3978 (2014).
4. L. H. Wu, X. Zhang, J. Vanacken, N. Schildermans, C. H. Wan,and V. V. Moshchalkov, Appl. Phys. Lett. 98, 112113 (2011).
5. J. Panda, P. Banerjee, and T. K. Nath, J. Phys. D 47, 415103 (2014).
6. G. A. Egiazaryan and V. I. Stafeev, Magnetodiodes, Magneto-306 transistors and their Application (Radio and Communication, Moscow, 1987)
7. G. E. Pikus, Principles of the Theory of Semiconductor De- vices (Nauka, Moscow, 1965).

GEOTERMAL GAZLARNI NAZORAT QILUVCHI IKKI TO‘LQINLI OPTOELEKTRON USULNI ISHLAB CHIQISH

O.X.Qo’ldoshev[1], A.O.Komilov[2]

[1]O‘zbekiston Milliy universiteti huzuridagi Yarimo‘tkazgichlar fizikasi va mikroelektronika ilmiy tadqiqot instituti

[2]Farg‘ona davlat texnika universiteti

Fan-texnika, kvant fizikasi, elektronika bo‘yicha erishilgan yutuqlar, lazerlarni yaratilishi bilan optoelektron asboblarning rivojlanishini zamonaviy davri boshlandi. Optoelektronika va optoelektron asboblarning rivojlanishi ishlab chiqarish korxonalarida analog o‘lchov asboblaridan raqamli o‘lchov asboblariga o‘tish, o‘lchash natijalarini aniqlik darajasini oshirish va kompyuterlarga ulanishni imkoniyatini kengaytirdi. Optoelektron o‘lchov asboblarida uchqun hosil qilmaganligi sababli sanoat korxonalarida, portlash va yong‘in xavfi mavjud bo‘lgan jarayonlarda keng foydalanish imkonini beradi, bunda nazorat qilinayotgan muhitning optik xususiyatlarini o‘zgarishi, optik nurlarni qaytarishi, o‘tkazishi va so‘nishi xisobga olinadi [1-3].

Boshqariluvchi yorug‘lik manbalarini rivojlanishi – funksional elektron zanjirlar yordamida elektrik va optik signallarni hosil qilish va ma’lumotni qayta ishlashni optik va galvanik bog‘lanishga asoslangan elektrotexnikaning yangi yo‘nalishi optoelektronikani bunyod etdi. Optoelektron uskunalar yordamida o‘lchov texnikasining juda ko‘p masalalari xal qilinmoqda va xal qilinishi mumkin. Optoelektron o‘zgartirgichning asosi bo‘lib, yoritgich ya’ni nur manbai, yorug‘likni qabul qilgich, optik kanaldan hosil qilingan elementar optron xizmat qiladi. Optik kanallarni ikki turi: yopiq, ochiq kanallar mavjud. Optoelektronik o‘lchash usullarining fizik asoslari shundan iboratki, unda yorug‘lik manbai va fotqabulqilgich tekshirilayotgan ob’ekt bilan optik bog‘langan bo‘lib, nurlatgich tomonidan xosil bo‘lgan nur muhitdan o‘tib (xavo, modda), fotqabulqilgich orqali qayd etilib, o‘lchash ishlari olib boriladi [4-6].

Ushbu usullar va qurilmalarda optik nurlanish axborot tashuvchisi sifatida ishlatiladi, u elektromagnit shovqinlarni yaratmaydi va unga ta'sirlanmaydi, shu sababli yuqori aniqlikda o'lchash ishlarini olib borishni ta'minlaydi. Optoelektronik qurilma kerakli parametrni o'lchash uchun optik nurlanishga ta'sir qilishning fizik tamoyillaridan birini qo'llashning asosiy imkoniyatini ko'rsatadi.

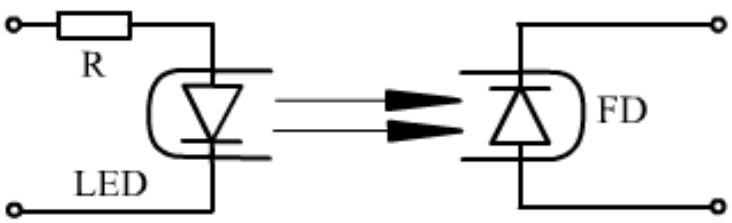
Yarimo'tkazgichli nurlatgichlar asosida optoelektron qurilmalar ishlab chiqarish texnologiyasiyalari ishlab chiqilgan, unda nazorat qilinuvchi kattalik nur diodi yordamida nurlanish parametrining (intensivligi, oqimi) biron bir o'zgartirilishiga aylantiriladi, ular keyin fotodetektorda elektr kattalikga (fototok, kuchlanish pasayishi) o'zgartiriladi. Nazorat qilinayotgan parametrning fotoelektrik signalga o'zgartirish mohiyati shundaki, bunda nazorat qilinayotgan ob'ekt ma'lum bir spektrli nurlanish oqimlari bilan nurlantiriladi, o'zaro ta'sirlashgandan so'ng nurlanish qabul qilinadi va fotoelektrik signalga aylantiriladi. Yarim-o'tkazgichli nurlatgichlar asosida optoelektron qurilmalar nur diodi, fotodetektor, u nazorat ob'ekti bilan nurlatgich orqali optik bog'langan, va fotoelektrik signalni qayta ishlash bloklaridan iborat.

Nazorat qilishning optoelektron usullarini ikki xususiyatiga ko'ra klassifikasiyalash mumkin. Optoelektron o'lchov qurilmalari o'tib boruvchi va qay-tuvchi yorug'liklarda ishlashi mumkin. Ko'p parametrli murakkab o'lchov quril-malarida birgalikda o'tuvchi va qaytuvchi bir necha yorug'liklarni ishlashini qo'llash mumkin. Bundan tashqari, tekshirilayotgan ob'ektning o'lchanayotgan parametrlari to'g'risidagi axborotni tashuvchisi sifatida fotoqabulqilgichga tushayotgan yorug'lik oqimini qo'llash yoki optoelektron juftlik «nurlanish, diod, fotodiod» dan nazorat maydonidagi tasvir yoyilmasini shu maydonning optik bir jinsli emasligidan foydalanib ma'lumot olish mumkin. Yorug'lik oqimidan ajratib olishga asoslangan usullarni – integral, tasvir yoyilma-sini qo'llashga asoslangan usullarni esa – skanerlash usullari deb nomlaymiz.

Yuqorida aytib o'tilgan xususiyatlariga tayanib optoelektron usullarni quyidagilarga bo'lish mumkin:

1) integral soya;
2) skanerlovchi soya;
3) tirqishga integrallovchi;
4) tirqishga skanerlovchi;
5) nur qaytish integrallovchi;
6) ko'p parametrli usullar.

Nazorat qilishning optoelektronik usullarini ikki xususiyatiga ko'ra klassifikasiyalash mumkin. Optoelektron o'lchov qurilmalari o'tib boruvchi (1-rasm) va qaytuvchi yorug'liklarda ishlashi mumkin.



1- rasm. Yorug'likni o'tish usuli

Ko‘p arametrli murakkab o‘lchov qurilmalarida birgalikda o‘tuvchi va qaytuvchi bir necha yorug‘liklarni ishlashini qo‘llash mumkin. Bundan tashqari, tekshirilayotgan ob’ektning o‘lchanayotgan parametrlari to‘g‘risidagi axborotni tashuvchisi sifatida fotoqabulqilgichga tushayotgan yorug‘lik oqimini qo‘llash yoki optoelektron juftlik «nur diod-foto diod» dan nazorat maydonidagi tasvir yoyilmasini shu maydonning optik bir jinsli emasligidan foydalanib ma’lumot olish mumkin.

Shunday qilib, optoelektronik qurilmalarni yaratish uchun avvalo nazorat qilinayotgan ob’ektning optik xususiyatlari haqida ma’lumotga ega bo‘lish lozim. Spektral xarakteristikasi bo‘yicha o‘lchash turiga qarab nur manbai va kerakli bo‘lgan ishlash rejimi tanlanadi. Keyin fotoqabulqilgich tanlanadi va uni kuchaytirish va qayta ishlov berish qurilmalari bilan moslashtiriladi.

Foydalanilgan adabiyotlar

1. Kuldashov, O. H., Komilov, A. O., & Abdusamatov, D. A. (2022). Computer model of ionizer. International Journal of Advance Scientific Research, 2(12), 133-139
2. Komilov, A. O. (2018). Alternative sources of electricity premiere in the systems of telecommunications
3. Комилов, А. О. (2018). Оценка ветроэнергетического потенциала. МР Қодирхонов Масъул муҳаррир ўринбосари: Илмий бўлим бошлиғи Б. Уринов,
4. Кулдашов, О. Х., & Комилов, А. О. (2022). Контроль концентрации H2S, CO2 газов в геотермальной энергетике. Новости образования: исследование в XXI веке, 1(5), 263-267
5. Комилов, А. О. (2015). Интегральные представления многообразия решений для одного класса дифференциальных уравнений с тремя сингулярными областями. Вестник Таджикского национального университета. Серия естественных наук, (1-5-1), 36-40
6. Кулдашов, О. Х., & Комилов, А. О. (2022). Современное состояние и перспективы развития геотермальной энергетики current state and prospects for development of geothermal energy. 3-sho ‘ba materiallari материалы 3-секции section 3 materials.

AVTOMATIK BOSHQARISH TIZIMLARI VA QURILMALARI

S.M. Abduraxmonov, Sh.S. Sayitov, O.O.Xasanov
Farg‘ona davlat texnika universiteti. Farg‘ona shahar.

Avtomatlashtirish texnik vositalari (ATV) turli jarayonlar va operatsiyalarni avtomatlashtirish uchun mo'ljallangan qurilma va tizimdir. Ular sanoat, energetika, transport, qurilish, qishloq xo'jaligi va boshqa ko'plab sohalarda ish samaradorligi, aniqligi va xavfsizligini oshirish uchun qo'llaniladi [1-3].

Avtomatlashtirish texnik vositalari (ATV) asosiy qisimlari:

- Kontrollerlar - jarayonni avtomatik boshqarish uchun qurilmalar. Misol: dasturlashtiriladigan mantiqiy kontrollerlar (PLC);
- Datchiklar va o'lchash asboblari - turli parametrlarni kuzatish va o'lchash uchun: harorat, bosim, tezlik, daraja va boshqalar;

- Ijro qurlmalari - boshqaruv signalini mexanik harakatga aylantiruvchi qurilmalar (masalan, elektr motorlar, gidravlik va pnevmatik tizimlar);

- Boshqaruv tizimlari - texnik jihozlar va jarayonlarning ishlashini nazorat qiluvchi dasturiy va apparat echimlari;

- Inson-mashina interfeyslari (IMI) - boshqaruv panellari va displeylar kabi avtomatlashtirish tizimi bilan insonning o'zaro ta'siri uchun qurilmalar;

- Dasturiy ta'minot - avtomatlashtirish tizimining ishlashini ta'minlaydigan dasturlar, masalan, SCADA tizimlari, ishlab chiqarishni boshqarish tizimlari (IBT). Avtomatlashtirishni texnik vositalari umumlashgan holatda avtomatlashtirishn boshqarish tizimlarini tashkil etadi. Chunki sanab o’tilgan qisimlarni barchasi turli ko;rinishlarda bir butun tizimlarni tashkil etadi [4].

Avtomatik boshqarish tizimlari (ABT) inson omillarining ta'sirini minimallashtirishga, mehnat xarajatlarini kamaytirishga va samaradorlik, ishonchlilik va xavfsizlikni oshirishga yordam beradi. Ularni samaradorligini ishlab chiqarish jarayonlarini takomillashtirish, xarajatlarni kamaytirish, sifat va xavfsizlikni oshirish kabi turli nuqtai nazarlardan ko'rish mumkin.Samaradorlikka qanday ta'sir qilishini tushunishga yordam beradigan ba'zi asosiy jihatlar quydagilar:

1. Mehnat unumdorligini oshirish
2. Xarajatlarni kamaytirish
3. Mahsulotlarning aniqligi va sifatini oshirish
4. Jarayonlarning sozlanuvchanligi va moslashuvchanligi
5. Xavfsizlikni oshirish
6. Boshqaruv va tahlil
7. Atrof-muhitga ta'sirni kamaytirish
8. Uskunaning chidamliligi va ishonchliligi

Shunday qilib, ABT samaradorligi ko'p jihatdan ushbu vositalarni to'g'ri tanlash, sozlash va jarayonlarga integratsiyalashuviga bog'liq. Ular boshqaruvning yuqori darajalariga, xarajatlarni tejashga, xavfsizlik va barqarorlikka hissa qo'shadi, bu esa pirovardida kompaniyaning raqobatbardoshligi va rentabelligini oshiradi.

Zamonaviy sanoat avtomatlashtirish tizimlari ishlab chiqarish jarayonlarining samaradorligi, sifati va xavfsizligini oshirishga yordam beradigan keng ko'lamli texnologiyalarni o'z ichiga oladi. Ular mashinasozlik, kimyo sanoati, energetika, oziq-ovqat ishlab chiqarish va boshqalar kabi turli sohalarda qo'llaniladi. Sanoatda ishlatiladigan asosiy avtomatlashtirish tizimlaridan quydagicha guruhlanishi mumkin:

1. Dasturlashtiriladigan mantiqiy kontrollerlar (PLC)
2. Taqsimlangan jarayonlarni boshqarish tizimlari (TJBT)
3. Ishlab chiqarishni boshqarish tizimlari (IBT)
4. Avtomatik boshqaruv tizimlari (SCADA)
5. Robotik tizimlar
6. Sanoatda narsalar Interneti (IoT).
7. Energiya boshqaruv tizimlari (EBT)
8. Aqlli ishlab chiqarish tizimlari (Sanoat 4.0)
9. Raqamli o’rinoluvchi
10. Sifatni nazorat qilish tizimlari
11. Avtonom boshqariladigan transport vositalari (ABTV)

12. Bulutli texnologiyalar va ma'lumotlar tahlili

Zamonaviy sanoat avtomatlashtirish tizimlari yuqori samarali, moslashuvchan va xavfsiz ishlab chiqarish jarayonlarini yaratishga imkon beradi. Ularni amalga oshirish nafaqat unumdorlik va sifatni oshirish, balki xarajatlarni kamaytirish, xavfsizlikni yaxshilash va atrof-muhitga ta'sirini kamaytirish imkonini beradi. Kelgusida avtomatlashtirish texnologiyalarini rivojlantirish davom ettirilib, sanoat uchun yangi imkoniyatlar ochiladi [5].

Foydalanilgan adabiyotlar

[1]. Raxmatov, M.A. *Avtomatlashtirish texnologiyalari va sanoat tizimlari.* Toshkent: Uzavtosanoat, 2018.

[2]. Islomov, N. *Sanoat avtomatlashtirishida innovatsion yondashuvlar.* Journal of Industrial Automation, 2017.

[3]. Karimov, A. *O‘zbekiston sanoatida PLC va SCADA tizimlarining qo‘llanilishi.* Toshkent: Texnika va Innovatsiyalar nashriyoti, 2019.

[4]. Ogata, K. *Modern Control Engineering,* 5-chi nashr. Prentice Hall, 2010.

[5]. Dorf, R.C., Bishop, R.H. *Modern Control Systems,* 13-chi nashr. Pearson, 2017.

YARIMO‘TKAZGICH YUPQA PARDALARINI OLISH TEXNIKASI VA TEXNOLOGIYASINI TAKOMILLASHTIRISH

A.A. Yuldashev
Farg’ona davlat universiteti
abror.yuldashev1970@gmail.com

Bir jinsli bo‘lmagan yupqa yarimo‘tkazgich pardalaridan turli xil qurilmalar yaratishda foydalaniladi. Mazkur maqolada Bir jinsli bo‘lmagan yupqa yarimo‘tkazgich pardalarini olish texnikasi hamda bu ish ustida olib borilgan tadqiqotlar natijalari keltirilgan. Vakuumda har xil elementlardan tashkil topgan yarimo‘tkazgich birikmalari ustida tadqiqot olib borilgan. Bir jinsli bo‘lmagan yarimo‘tkazgich yupqa pardalaridan mikroelektron, optoelektron qurilmalar yaratishda keng foydalaniladi. Bunday yarimo‘tkazgich yupqa pardalarini olish texnologiyasi ancha murakkab bo‘lib ko‘p boskichli jarayonlarni o‘z ichiga oladi. Mazkur makolada Bir jinsli bo‘lmagan yarimo‘tkazgich yupqa pardalarini olish texnikasi va texnologiyasini takomillashtirish hamda bir jinsli bo‘lmagan yupqa yarimo‘tkazgich pardalar ustida olib borilgan tadqiqotlarni ba’zi natijalari keltiriladi. Tadqiqot ob’ekti sifatida (tarkibida) vakuumda uchuvchanligi har xil bo‘lgan yelementlardan tashkil topgan yarimo‘tkazgich birikmalari olingan masalan, PbS, CdTe, CdS, CdSe, ZnS va boshkalar. Ularni vakuumda anizatrop bug‘latish usuli ishlab chiqilgan. Anizatrop bug‘latish natijasida hosil bo‘lgan molekulyar oqim kuchli magnit maydoni vositasida dielektrik taglikka anizatropik holatda o‘tkaziladi. Hosil bo‘lgan yupqa parda o‘ta bir jins emas bo‘lib, olish texnologiyasining parametrlarini (manba va taglik harorati bug‘latish burchagi, parda qalinligi, tarkibi, termik vakuumda ishlov berish sharoiti, vakuumning siyraklik darajasi va undagi qoldiq

gaz molekulalariniig tarkibi) o‘zgartirib, Bir jinsli bo‘lmagan yarimo‘tkazgich pardasining hususiyatlarini boshkarash mumkun. Polikristall yarimo‘tkazgich yupqa pardalari bir jinsli bo‘lmagan yupqa yarimo‘tkazgich pardalaridan strukturaga ega bo‘lib, olish texnologiyasi parametrlari to‘g‘ri tanlangan namunalar yoritilganda anomal yuqori fotokuchlanish (AFK) hosil qiladi. Bunday namunalarda tashqi qutblovchi elektr manbalarisiz fotoelektrik holatga o‘tadi. Bunday namunalarni magnit maydoniga joylashtirib yoritilganda esa ularda anomal fotomagnit effekt kuzatiladi. Hosil bo‘lgan fotoaktiv namunalar (AFK-element, AFK-struktura) chiziqli o‘lchamlari mikronlar tartibida (~10^{-6} m) bo‘lgan o‘ta ko‘p sondagi mikrozarrachalarning ketma-ket zanjirlaridan iborat bo‘ladi. Mikrozarrachalar orasida tabiati va ximiyaviy tarkibi bo‘yicha ulardan farqlanuvchi yupqa qatlam hosil bo‘ladi. Zarrachalararo yupqa qatlamlarning o‘tkazuvchanligi (tipi ham), zarrachanikidan farq qiladi. Bu qatlamlarning qarshiligi o‘ta yuqori bo‘lib, zarracha qarshiligidan ham yuqori bo‘ladigan namunalar ham uchraydi. Qo‘shni mikrozarrachalarning chegaralarida akseptor va donor sathlar vujudga keladi. Mikrozarracha va oraliq yupqa qatlamlar o‘tkazuvchanliklari har xil bo‘lganda (p va n-tiplar), chegarada har xil tipdagi p-n-o‘tishlar shakllanadi. Ular alohida olingan elementar mikrofotoelement bo‘lib, namunalarning 1 sm uzunligida taxminan 10^5 donagacha shakllanadi. Bunday super ko‘p elementli murakkab tizim yagona vakuum texnologik siklida amalga oshiriladi [1]. Namunalarning volt-amper harakteristikalari olindi. Ularning fotoelektrik va fotomagnit xususiyatlari o‘rganildi. Olingan natijalar asosida namunadagi p-n-o‘tishlar orasida zaryad tashuvchilarning o‘zaro almashuvi (tranzistor effekti) kuzatilmaydi, ya’ni eelementar p-n-o‘tishlar (har xil o‘tkazuvchanlikli sohalar) chiziqli o‘lchamlari, tok tashuvchilar diffuzion yo‘lidan katta ekanligi ma’lum bo‘ldi. Namunalarda yorug‘likning ikkilanib sinish effekti kuzatildi. Demak, olingan namunalarning ko‘pchiligida optik anizatropiya kuzatiladi. Bu holat bir jinsli bo‘lmagan yupqa yarimo‘tkazgich pardalaridan AFK-effektning kuzatilishga sabab bo‘ladi [2, 3]. Super p-n-o‘tishlar ketma-ket zanjiri asosan yupqa parda sirtidan taxminan 1 mkm chuqurlikkacha joylashadi. Chuqurlik ortgan sari p-n-o‘tishdagi ulanishlarning aralash ulanishi holatlari ustunlik qiladi. Olingan namunalardan asosan (ular negizida) foton qabul qiluvchi (fotopriyomnik) generator rusumidagi fotoelement sifatida mikroelektron optoelektron axborot-o‘lchov va optoelektron nazorat va boshqaruv tizimida ishlatiladi.

Foydalanilgan adabiyotlar ro‘yxati

1. Рахимов Н.Р., Хайдаров А.Х., Юлдашев А.А. Ярим шаффоф суюқликларнинг ранг анализатори // Ўзбекистон Республикаси фан ва техника давлат комитети Давлат патент идораси дастлабки патенти Uz IDP 05057. 31.03.2000. 1-4 б.
2. Onarkulov, K. E., Naymonboyev, R., Yuldashev Sh, A., & Yuldashev, A. A. (2021). Preparation of photo elements from chalcogenide thin curtains. *Electronic journal of actual problems of modern science, education and training*, *7*(2).
3. Onarkulov, M., Nasriddinov, S., Yuldashev, S., & Yunusaliev, L. (2020). TECHNOLOGICAL FEATURES OF OBTAINING STRENGTH SENSITIVE POLYCRYSTALLINE FILMS Bi2-XSbXTe3. Euroasian Journal of Semiconductors Science and Engineering, 2(3), 27.

ИССЛЕДОВАНИЕ НАНОРАЗМЕРНЫЕ ФАЗЫ И СЛОИ $NiSi_2$ НА РАЗЛИЧНЫХ ГЛУБИНАХ ПРИПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ КРЕМНИЯ

М.Т. Нормурадов, А.К.Ташатов, Д.А. Нормуродов, С.Ш. Кучаров
Каршинский государственный университет, Кучабог-17, г. Карши, Узбекистан
atashatov@mail.ru

Скрытые нанокристаллические фазы и сплошные слои $NiSi_2$ в приповерхностном слое монокристаллического Si получены имплантацией ионов Ni^+ с вариацией энергии E_0 от 15 до 30 кэВ и дозы от 10^{14} $см^{-2}$ до 10^{17} $см^{-2}$ с последующим отжигом при температуре формирования монокристаллического $NiSi_2$ [1,2] Перед ионной имплантацией образцы обезгаживались в условиях сверхвысокого вакуума (10^{-6} Па) при T=1100 К. при этом поверхностная концентрация кислорода уменьшается до 0,5 at.%, а углерода - до 1-2 at.%. Исследования проводились с использованием методом оже-электронной спектроскопии, и измерением зависимости интенсивности *I* проходящего через образец света от энергии фотонов. При снятии зависимости *I(hν)* использовалось световое излучение с длиной волны λ=6200-8000 nm (энергия квантов 0,2-1,5 эВ). Поверхностный диаметр ионно-имплантированного участка составлял ~1,5-2, mm, а диаметр светового луча, падающего на поверхность ~0,5-0,6 mm, Профили распределения атомов по глубине определялись методом ОЭС в сочетании с травлением поверхности ионами Ar^+ с энергией 3 кэВ, при угле падения $80\text{-}85^0$ относительно нормали.

Основные исследования проводились для Si имплантированного ионами Ni^+ с энергией E_0=25 кэВ. Для исследования были подготовлены 5 одинаковых, хорошо обезгаженных образцов Si(111). Эти образцы имплантировались ионами Ni^+ с E_0=25 кэВ при дозах D $см^{-2}$; 0 (чистый Si, образец №1), $2\cdot10^{14}$ (№2); $2\cdot10^{15}$ (№3) и $8\cdot10^{15}$ (№4) и $8\cdot10^{16}$ (№5). Последняя доза соответствует дозе насыщения. Результате ОЭС показали, что во всех случаях постимплантационый отжиг при температурах T=800 (образец №2), 850 (№3) и 900 К (№4 и №5) приводит к формированию эпитаксиальных нанокристаллических фаз (№2,№3 и №4) и нанослоя (№5) $NiSi_2$ [1, 3] .

На рис.1 представлен схематический размер нанофаз и нанослоя.

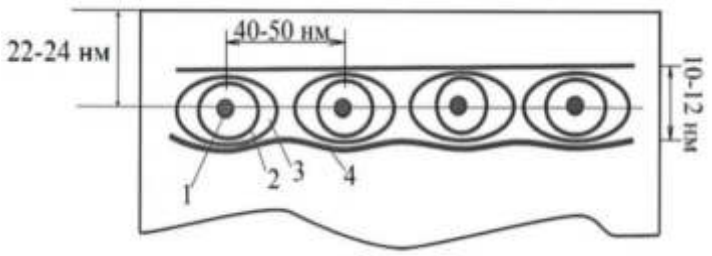


Рис. 1. Схематические изображения нанофаз (1-3) и нанослоя (4) $NiSi_2$ расположенных в приповерхностном слое Si. 1-D=$2\cdot10^{14}$ $см^{-2}$; 2-$2\cdot10^{15}$ $см^{-2}$; 3-$8\cdot10^{15}$ $см^{-2}$; 4-$8\cdot10^{16}$ $см^{-2}$.

Можно полагать что до дозы D≈10^{15} $см^{-2}$ нанокристаллические фазы формируются в виде сфер [4], а при D>10^{15} $см^{-2}$ переходят в форму близкую к эллипсоиду и при D=$8\bullet10^{16}$ $см^{-2}$ образуется сплошной однородный слой $NiSi_2$ (рис.1.)

Расчеты показали, что объем нанокристаллической фазы $NiSi_2$ для образца №3 составляет $(2\text{-}3)10^{-18}$ $см^{-3}$, а для образца №4 - $(8\text{-}10)10^{-18}$ $см^3$. Эти наноструктуры формируются на глубине 22-24 нм. Для этих образцов были сняты зависимости интенсивности *I* проходящего света от энергии фотонов в интервале hν=0,4-1,2 эВ (рис.2).

Здесъ $I = I_{NiSi2}/ I_{Si}$ /., где I_{Si} — интенсивностъ света, проходящего через чистый Si, а 1_{NiSi2} - через Si, с внутренными нанофазами (слоями) $NiSi_2$. Из рис. 3 видно, что в случае чистого кремния *I* резко уменьшается начиная с $h\nu$ =1,0 эВ, а в случае Si с нанофазами $NiSi_2$ резкое уменьшение *I* наблюдается при двух значениях $h\nu$.

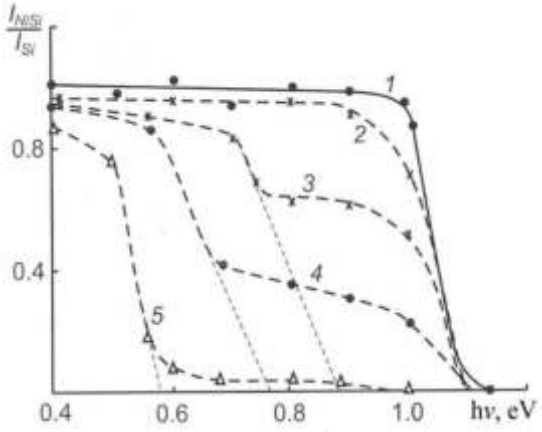


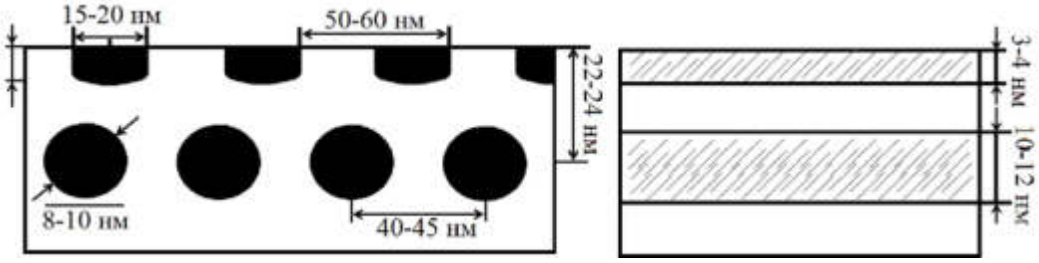
Рис.2. Зависимости интенсивности проходящего света от энергии фотонов для Si (111), имплантированного ионами Ni^+ с E_0=25 кэВ, при дозах D, $см^{-2}$: 1 - 0; 2 - $2\cdot10^{14}$; *3* - $2\cdot10^{15}$; *4* - $8\cdot 10^{15}$; 5 - $8\cdot 10^{16}$. Во всех случаях после имплантации проводился прогрев до Т=800-900 К.

Первое уменьшение связано с поглощением света в и участках покрытых нанокристаллических фазами $NiSi_2$ а второе уменьшение относится к не закрытым нанофазами участков Si. Экстраполяция этих участков кривой *I(hν)* к оси $h\nu$ дает значение E_g исследуемых материалов. Видно, что E_g для чистого Si составляет 1,1 эВ, для нанофазы $NiSi_2$ с объемом (1-1,2) ’ 10^{18} $см^3$ - 0,88 эВ, для нанофазы с объемом (3-3,5) ’ 10^{-18} $см^3$ - 0,77 эВ, а для сплошного слоя $NiSi_2$ - 0,57 эВ. Эти результаты показывают, что E_g нанокристаллических фаз значительно больше, чем E_g для нанослоя $NiSi_2$.

В данной работе получены наноразмерные фазы и слои $NiSi_2$ на поверхности и в приповерхностном слое Si. Для этого ионы Ni^+ в хорошо очищенную поверхность Si сначала имплантировался сравнительно высокой энергией (20-30 кэВ) и прогревался при Т=900-950 К в течение 30-40 мин., а затем к этой же участке поверхности ионы Ni^+ направлялся с низкой энергией (0,5-3 кэВ) и прогревался при Т=900-950 К в течение 30-40 мин. При низких дозах ($D \leq 5\cdot10^{15}$ $см^{-2}$) формировался двухслойные нанофазы $NiSi_2$ на поверхности и в приповерхности слое, а при $D=D_H$≈6- 10) ’10^{16} $см^{-2}$ - нанослои $NiSi_2$.

Схематический разрез многослойной структуры для E_0=25 и 1 кэВ на рис.6. а и б. В первом случае доза ионов Ni^+ составляла D≈2•10^{15} $см^{-2}$, а во втором D≈8’10^{16} $см^{-2}$. Видно, что нанофазы $NiSi_2$ на поверхности имеют форму близкую цилиндра с полусферическими основаниями, а нанофазы в приповерхностном слое имеют сферическую форму. Толщины

нанофаз (а также слоев при одинаковых дозах ионов на поверхности примерна 2 раза меньше, чем в «обьеме».



а *б*

Рис. 3. Схематический разрез нанофаз (а) и нанослоев (b) $NiSi_2$ расположенных на поверхности и в приповерхностном слое Si(111)

Расстояние между центрами фаз *на* поверхности в среднем составляет ~55-60 нм, а в объёме- ~40-45 нм. Диаметр нанофаз на поверхности значительно больше, чем диаметры «объёмных» нанофаз. Одноко, средный объем нанофаз на поверхности и в приповерхностном слое мало отличаются друг от друга.

Литература

1. Алексеев А.А., Олянич Д.А., Утас Т.В., Котляр В.Г., Зотов А.В., Саранин А.А. // ЖТФ. 2015. Т. 85. Вып. 10. С. 94–100
2. А.К.Ташатов, Н.М. Мустафоева. // Тенденции развития современной физики полупроводников: проблемы, достижения и перспективы; Сборник материалов межд. онлайн конференции (www.e-science.uz); Т. 2020. с.92-97
3. Umirzakov B.E., Tashmukhamedova D.A., Tashatov A.K., Mustafoeva N.M. // Technical Physics, 2019, 64(5), pp. 708-710.
4. Tashatov A.K., Mustafoeva N.M. // Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques, 2020, Vol. 14, No.1, pp.81-84.

TOIFALANGAN OBYEKTLAR UCHUN ELEKTRON YARIMO‘TKAZGICHLI MODULLARNI ISHLAB CHIQARISH

S.Sh. Rashidov

O‘zbekiston Respublikasi Ichki ishlar vazirligi Harbiy tuzilmalarining faoliyatini ta’minlash bazasi

O‘tgan asrning 20-30-yillarida obyektlarni majmuaviy qo‘riqlash va ularni texnik qo‘riqlash vositalari bilan jihozlash dolzarb hisoblanib, ayrim mutaxassislar tomonidan sohani rivojlantirishga qaratilgan harakatlar besamar bo‘lib qolaverdi. Lekin ushbu sohani rivojlanishiga chet el kompaniyalari o‘zlarining keng ko‘lamli hissasini qo‘shdilar, misol uchun Amerika Qo‘shma Shtatlari, Germaniya, Fransiya va shu kabi boshqa davlatlar texnik qo‘riqlash vositalarini rivojlantirishga katta miqdordagi mablag‘larni sarfladilar va bu sohadagi ilmiy izlanishlar natijalarini sir tutishdi. Chet el kompaniyalari obyekt perimetri, tartibotli xonalari, nazorat o‘tish

joylari va alohida hududlarni jihozlash uchun texnik qo‘riqlash vositalarining yangidan-yangi modellarini yaratishdi. Ushbu olib borilgan barcha say-harakatlardan ko‘zlangan asosiy maqsad, qo‘riq ostiga olingan toifalangan obyektlarning xarakteridan kelib chiqqan holda sifatli va ishonchli perimetr xavfsizligi ta’minlash uchun zarur bo‘lgan texnik qo‘riqlash vositalari bilan jihozlash bo‘lgan.

Ob’yektlarni perimetrli texnik qo‘riqlash vositalari majmuasi bilan jihozlash va ular orqali qo‘riqlashni tashkillashtirish muhim masalalardan biri hisoblanadi. Perimetrni qo‘riqlash tizimlari ob’yektning hududlariga kirishga urinayotgan tartibbuzarlar to‘g‘risidagi ma’lumotlarni uzatish, tartibbuzar qaysi hududdan harakatlanayotgan joyni aniqlash va ushbu signallarni qayta ishlash hamda qorovullar tarkibiga ushbu ma’lumotlarni o‘z vaqtida etkazishdan iborat. SHuning uchun perimetrli aniqlash vositalari- texnik qo‘riqlash vositalarining majmuasi bo‘lib, ob’yektning asosiy fizik himoya to‘sig‘i hisoblanadi. Perimetrni qo‘riqlash tizimlari tartibbuzarlar kirishga urinayotgan joylarni maksimal darajada tezkor va bexatolik bilan aniqlashi zarur. Ushbu jarayonning muhimligi shundaki, bo‘linmalar samarali harakatlanishini boshqarish va o‘z vaqtida voqea joyiga etib borishidadir. Perimetrli qo‘riqlash tizimlari boshqa qo‘riqlash tizimlariga nisbatan ancha ishonchli va bexato tizim sanaladi.

Ayrim sabablarga binoan, perimetrni qo‘riqlash tizimlari tavsifiga ko‘ra boshqa texnik qo‘riqlash tizimlari o‘rtasida alohida o‘rinni egallaydi. Shuni ta’kidlash kerakki, perimetrli qo‘riqlash tizimlarining har xil geografik va iqlimli sharoitlarda jihozlanishi hamda tashqi va ichki halaqitlarga chidamliligi bilan tavsiflanadi. To‘g‘ridan-to‘g‘ri boshqarilayotgan hududda turli xil biologik ob’yektlarni, ya’ni hayvonlar va qushlarni aniqlaydi.

Shunday qilib, tartibbuzar tomonidan sodir etilgan harakatlar natijasida ktta miqdordagi “foydali” signallar ajralishiga sabab bo‘ladi. Bundan tashqari, foydali signal va shovqinlarning asosiy tavsiflari doirasi, tartibga ko‘ra, bir-biriga to‘g‘ri keladi, bu holatda signallarni qayta ishlash uchun murakkab algoritmlardan foydalanishni talab qiladi. Shuning uchun, bugungi kunda qo‘riqlash texnologiyalari ishlab chiqaruvchilaridan, ushbu sohada ilmiy izlanishlar olib borishni talab etadi.

Yuqoridagilarni inobatga olgan holatda qo‘riqlash ob’ektlari va maxsus toifalangan muassasalarda qo‘riqlash tizimining yangi kompyuterlashtirilgan to‘liq raqamli texnik qo‘riqlash vositasi orqali amalga oshirilishini tashkillashtirish maqsadida O‘zbekiston Respublikasi ilmiy ishlab chiqarish tashkilotlari bilan hamkorlikda olib borilgan izlanishlar natijasida zamonaviy kompyuterlashtirilgan raqamli qo‘riqlash majmuasini yaratishga erishildi. Ushbu tizim keng qamrovli bo‘lib har qanday turdagi toifalangan obyektlarning texnik xavfsizligini sifatli darajada ta’minlab, u yerdagi jangovar xizmatni ishonchli darajada olib borilishini ta’minlaydi.

Texnik qo‘riqlash vositasi majmuasi har xil xususiyatga ega bo‘lgan aniqlovchi va xabar beruvchi datchiklarning nazorati hamda axborot almashinuvi o‘z ichiga oladi. Jumladan: radio to‘lqinli, radio nurli, sim to‘lqinli, sig‘imli, infraqizil nurli datchiklar. Obyekt perimetridan qabul qilingan xabarlarni ovozli signal ko‘rinishida namoyon etish uchun 2 ta **ovoz kuchaytirish kanali** mavjud. Qurilmadan qurilmaga ma’lumotlarni o‘zaro uzatish va qabul qilish funksiyasi mavjud bo‘lib, ekstremal vaziyatlarda to‘g‘ri va tezkor qaror qabul qilish uchun xizmat qiladi. Tizimda jangovar xizmatni ishonchli va sifatli darajada bo‘lishini ta’minlash maqsadida ichki va soqchi telefon aloqa liniyasi 2 ta alohida alohida kanallar orqali mavjud bo‘lib, chiquvchi qurulmalarning boshqaruv kanali 8 tani tashkil etadi.

- Qo‘riq ostiga olingan hududlar alohida uchastkalardan tashkil topgan bo‘lib, har bir uchastkada alohida qo‘shimcha chiroqlar (LED) o‘rnatilgan. Ushbu chiroqlarning vazifasi ko‘rinish yomon bo‘lgan hollarda (tun, tuman, qor) tashvish-ogoh signali kelib tushgan hududni avtomatik tarzda yoritishdan iborat.
- Tizim va undagi modullar zamonaviy nanotexnologiyalar asosida ishlab chiqarilgan elektroradioelementlar hamda butlovchi qismlardan tashkil topgan hamda modulning elektr energiya sarfi sezilarli darajada kamaytirilgan.
- Modul har qanday turdagi aniqlovchi va xabar beruvchi vositalardan signalllarni qabul qiladi va qayta ishlab markaziy tizim bilan o‘zaro axborot almashish imkonini beradi.
- Eng muhim afzalliklaridan biri mahsulot mahalliylashtirilgan tarzda O‘zbekiston hududida ishlab chiqariladi.
- Barcha elektron ilovalar tor doiradagi mahalliy mutaxassislar tomonidan ishlab chiqarilgan bo’lib, kelgusida mikroelektronida yuzaga kelishi mumkin bolgan o’zgarishlar inobatga olingan hamda davriy tarzda dastuiy ta’minotda yangilanish imkoniyatlari mavjud;
- Ushbu modul elektronika va muhandislik turdosh dasturlar ichida yetakchi o‘rinlarni egallaydigan ***“DIP TRACE”*** va ***“PCB”*** dasturlari yordamida yaratilgan.

Xulosa o‘rnida shuni aytishimiz mumkinki, hozirgi vaqtda mintaqamizda va dunyoda hukm surayotgan, oldindan aytib bo‘lmaydigan murakkab sharoitda mamlakatimiz xavfsizligi va hududiy yaxlitligini ta’minlash, qo‘riqlanayotgan obyektlardagi ishonchli texnik xavfsizlik tizmini amaliyotga tadbiq etish asosiy masalalardan biriga aylanib qolmoqda. Binobarin, keyingi o‘rinlarda ushbu yo‘nalish bo‘yicha rivojlangan mamlakatlarning tajribasini o‘rganib, O‘zbekiston Respublikasidagi qo‘riqlanadigan ob’yektlar uchun eng maqbul zamonaviy texnologiyalarni tanlasak hamda ularni joriy etish bo‘yicha kerakli tamoyillarni ishlab chiqsak, ushbu ob’yektlarning qo‘riqlash ishonchliligining yuqori darajada bo‘lishini ta’minlaymiz.

Foydalanilgan adabiyotlar

1. Ўзбекистон Республикаси Президентининг 2022 йил 28 январдаги “2022-2026 йилларга мўлжалланган Янги Ўзбекистоннинг тараққиёт стратегияси тўғрисида”ги ПФ-60-сон Фармони. Қонун ҳужжатлари маълумотлари миллий базаси. Қонунчилик маълумотлари миллий базаси, 29.01.2022 й., 06/22/60/0082-сон, 18.03.2022 й., 06/22/89/0227-сон, 21.04.2022 й., 06/22/113/0330-сон.

ARDUINO MIKROKONTROLLERI YORDAMIDA AVTOMATLASHTIRILGAN BIOGAZ LABORATORIYA QURILMASINI YARATISH

R.Sh. Raximboyev, K.R. Yakubov, D.Sh. Qurbonov, R.B. Bazarbayev
Urganch Davlat Universiteti

Qayta tiklanuvchi energiya manbalari kelajak energiya manbalaridir. Qazilma yoqilg‘i zahiralarining kamayib borishi asnosida, qayta tiklanuvchi energiya manbalariga bosqichma-bosqich o‘tishimiz muqarrar.

Keyingi yillarda mamlakatimiz qayta tiklanuvchi energiya sohasining rivojlanishiga katta e’tiborni qarata boshladi. O‘zbekiston Respublikasining 2019 yil 21-maydagi O‘RQ-539-sonli

“Qayta tiklanuvchi energiya manbalaridan foydalanish to‘g‘risida”gi qonuni qabul qilingan. Shu bilan birga Prezidentimizning 2019-yil 22-avgustdagi PQ-4422-sonli qarorida 2030-yilgacha qayta tiklanuvchi energiyadan foydalanishning ulushi 25 foizni tashkil qilishi belgilangan. 2025-yilda elektr energiyasi ishlab chiqarish quvvatlari tarkibida qayta tiklanuvchi energiya manbalarining ulushini 12,7 foizdan 19,7 foizga yetkazish reja qilingan [1].

O‘zbekiston Respublikasi biogaz olish texnologiyasi sohasi rivoji uchun yertarli darajadagi homashyo resurslariga ega. O‘zbekiston Respublikasi Yalpi milliy mahsulotining 18,2 % qismi dehqonchilik va chorvachilikga tegishli ekanligi buning yaqqol isbotidir. Shu bilan birga, sanoat sohasida ham biogaz texnologiyasidan foydalanish mumkin [8].

Bu soha rivojlanishi uchun avvalambor bu soha bo’yicha ilmiy tadqiqotlar o’tkazish, organik chiqindilarni qayta ishlash jarayonida biogaz qurilmalarining optimal holatini topish maqsadga muvofiqdir [2]. Bu tadqiqotlarda jarayonni avtomatlashtirish natijalar aniqligini va ish samaradorligini oshiradi. Organik moddalardan biogaz ajralib chiqishiga substratning temperaturasi, pH darajasi, aralashtirish vaqti, substrat namligi, biogaz sifatini aniqlash uchun gaz tarkibini o’rganish zarur [3].

Laboratoriya sharoitida jarayonni o‘rganish, avtomatlashtirilgan qurilma yaratish uchun Ardiuno Uno yoki Ardiuno Mega mikrokontrollerlaridan foydalanish mumkin.

Shu bilan birga mikrokontrollerlar uchun quyidagi sensorlar va qurilmalar ishlatiladi.

Monitoring o‘lchash sensorlari:

DS18B20 temperatura sensori

Dallas Semiconductors kompaniyasi tomonidan ishlab chiqarilgan bo‘lib, namlikka bardoshli va keng ishchi temperatura diapazoniga ega va shuning uchun biogaz reaktorida qo‘llash juda qulay [4].

Texnik tavsifi:

–Ishlash oraligi: -55°C dan +125°C gacha (biogaz reaktorlari uchun ideal).

–Aniqlik: ±0.5°C (-10°C dan +85°C oralig‘ida).

–Raqamli chiqish: ADC (Analog-Digital Converter) kerak emas, Arduino bilan to‘g‘ridan-to‘g‘ri ulanadi.

–1-Wire interfeysi: Faqat bitta sim orqali ma’lumot uzatish (3 ta pinli versiyasi ham bor).

–Past quvvat iste’moli: Faol rejimda ~1mA.

Atlas Scientific pH Kit sensori

Professional darajadagi pH o‘lchash uchun mo‘ljallangan to‘liq elektron qurilmalar to‘plami. U Arduino, Raspberry Pi va boshqa mikrokontrollerlar bilan ishlash uchun moslashtirilgan. Biogaz ishlab chiqarish jarayonida fermenter suyuqligining kislotalilik darajasini (pH) aniq nazorat qilish uchun bardoshli sensor. pH daraja hisoblashda harorat o‘zgarishi hisobga olingan [5].

Texnik tavsifi:

–Yuqori aniqlik: ±0.1 pH (standart)

–Keng o‘lchash diapazoni: 0-14 pH

–Sanoat darajasidagi sensor: chidamli va uzoq xizmat muddatiga ega.

Gaz sifatini o‘lchovchi sensorlar:

MQ-4 sensori

Bu yarimo‘tkazgichli gaz sensori bo’lib, asosan metan (CH_4) va tabiiy gazni sezish uchun mo‘ljallangan. Uy, sanoat va ilmiy loyihalarda (jumladan, biogaz qurilmalarida) qo‘llaniladi.

Texnik tavsifi:

–O’lchash chegarasi: 300-10000 ppm (0.3-100 %)

–Ishchi harorati: -10°C to +50°C

–Ishchi kuchlanish: 5V

–Signal: Analog va raqamli.

MH-Z19E sensori

Infraqizil (NDIR-non-dispersive infrared) texnologiyasi asosida ishlaydigan karbonat angidrid (CO_2) sensori bo‘lib, yuqori aniqlikdagi va ishonchli o‘lchashlar uchun mo‘ljallangan. Biogaz qurilmalarida, aqlli uy tizimlarida va havoni monitoring qilishda qo‘llaniladi.

Texnik tavsifi:

–NDIR (Non-Dispersive Infrared) texnologiyasi – yuqori aniqlik

–Ish oraligi: 0-5000 ppm (ba’zi modellarda 10000 ppm gacha)

–Aniqlik: ±(50 ppm + 5% o‘lchangan qiymat)

–Ish harorati: 0°C – 50°C

–Quvvat talabi: 3.6-5.5V DC

MQ-136 sensori

Zaharli gazlarni sezuvchi sensor bo‘lib, asosan vodorod sulfidi (H_2S) va boshqa zaharli gazlarni aniqlash uchun ishlatiladi. U atrof-muhitda xavfli gazlar mavjudligini tezda aniqlash va ogohlantirish uchun mo‘ljallangan [6].

Texnik tavsifi:

–Aniqlaydigan gazlar: Vodorod sulfidi (H_2S), ammiak (NH_3).

–Ish harorati: Odatiy sharoitda −10°C dan +50°C gacha.

–Ish chastotasi: 5V ish kuchlanishi bilan ishlaydi.

–Sezgirlik: H_2S uchun 1–200 ppm.

–Chiqish signali: Analog va raqamli

Aralashtirish tizimi:

DC motor

DS motor elektr energiyani mehanik energiyaga aylantirib beruvchi qurilma. Ardiuno uchun odatda 4,6,12 Volt kuchlanishga ega ega servo motorlar ishlatiladi. Biogaz laboratoriya qurilmasining substrat yuklanishi va namligiga qarab zarur quvvatga ega shakli tanlanadi

Bir kanalli Rele moduli.

Rele kichik elektr signali (Arduino dan) bilan yuqori quvvatli yoki yuqori voltli qurilmalarni boshqarish imkonini beruvchi elektr-mexanik komponent. Arduino uchun rele modullari odatda opto-izolyatsiyalangan va o'rnatish uchun qulay dizaynda ishlab chiqariladi.

Texnik tavsifi:

–5V yoki 3.3V bilan ishlaydi

–10A/250V AC yoki 10A/30V DC o'tkazish qobiliyati

–LED ko'rsatgich

–Opto-izolyatsiya

Isitish tizimi:

PTC qizdiruvchi element

PTC qizdiruvchi elementi Ardiuno chiplarida keng foydalaniladi. Qurilma qattiq suyuq va gazlarni qizdirishda ishlatiladi.

Texnik tavsifi:

–Ishchi kuchlanishi: 12/24/110/220 V

–Ishchi temperaturasi: 80/170/200/230/270 ℃

–Quvvati: 5-2000W

Biogaz ajralib chiqishini bir qancha omillarga bog‘liqligini laboratoriya sharoitida avtomatik boshqaruvli qurilmalar yordamida o‘rganish -kelajakdagi katta biogaz reaktorlarini boshqarishni avtomatlashtirilishiga dastlabki qadami bo‘ladi.

Adabiyotlar:

1. Yakubov.K, Raximboyev.R.Sh, Qurbonov.D.Sh, Bazarbayev.R.B. “Biogaz va biogaz texnologiyalari”, Urganch,Xorazm Print, 2025.
2. Heinz Schulz, Barbara Eder. “Biogas-Praxis”. Ökobuch Verlag. 2007 y.
3. Bader.V, Dohne E, Brenndörfen.M. “ Biogas in Theorie und Praxis - Behandlung organischer Reststoffe aus der Landwirtschaft durch Methangärung”. KTBL. Taschen-Buch. 1987 y.
4. Pratham Tapase, Saif Khan, Kaif Khan “Arduino-Based Precise Heating System” April 2025, International Journal for Research in Applied Science and Engineering Technology 13(4):437-441, DOI: 10.22214/ijraset.2025.68256.
5. Ashumal V Nale, “Temperature Based Fan Speed Control Using Arduino”, May 2025, International Journal for Research in Applied Science and Engineering Technology 13(5):1758-1763, DOI:10.22214/ijraset.2025.70616.

MIDDLE INFRARED RADIATION IN SMALL-SCALE INDUSTRIES

A.A.Valixonov
Fergana State Technical University
vaxon1996@gmail.com

Infrared radiation spans the electromagnetic spectrum from 700 nm to 1 mm and is divided into three main regions: near-infrared (NIR, 700–2500 nm), mid-infrared (MIR, 2500–25000 nm), and far-infrared (FIR, 25000 nm–1 mm). The 2500 nm wavelength is positioned at the upper limit of the near-infrared range and the beginning of the mid-infrared range, making it significant for detecting molecular vibrations in various substances. This wavelength is particularly useful for analyzing the spectral properties of materials such as water, organic compounds, and polymers [1].

Small-scale industrial enterprises typically have limited resources and require efficient, cost-effective, and easily integrable technologies. The 2500 nm infrared radiation meets these requirements, as it enables quality control, material processing, and energy savings in small-scale production processes.

The purpose of this article is to analyze the applications of 2500 nm infrared radiation in small-scale industries, highlight its advantages, and discuss future development prospects.

The 2500 nm wavelength is located at the boundary between the near-infrared and mid-infrared ranges, where strong absorption occurs due to molecular vibrations, particularly of the OH bonds in water molecules and CH bonds in organic compounds. This property makes it highly

valuable for determining moisture content, chemical composition, and physical properties of materials [2].

Table 1: Absorption Coefficients of Different Substances at 2500 nm

Substance	Absorption Coefficient (cm^{-1})	Application
Water	150	Moisture Analysis
Ethanol	60	Chemical Composition Analysis
Polyethylene	20	Polymer Quality Control

Applications in Small-Scale Industries 2500 nm infrared radiation is utilized in various fields within small-scale industries. The main applications are outlined below: Small-scale food production enterprises, such as those producing flour products, confectionery, or beverages, use 2500 nm infrared radiation for quality control. This wavelength is employed in near-infrared spectroscopy and is crucial for determining moisture, fat, and carbohydrate content in products. For small enterprises, this method stands out as a cost-effective and easily applicable technology.

- Wheat flour: Peak absorption at 2500 nm, intensity 0.9 (arb. units).
- Sugar: Peak absorption at 2480 nm, intensity 0.6.
- Milk powder: Peak absorption at 2520 nm, intensity 0.7.

In small-scale industries, such as those producing paper products, textiles, or wooden materials, 2500 nm infrared radiation is effective in drying processes. This wavelength has the ability to rapidly heat water molecules, contributing to energy savings. For small enterprises, this method accelerates drying processes and reduces production costs.

Table 2: Efficiency of 2500 nm IR Radiation in Drying Different Materials

Material	Drying Time (min)	Energy Consumption (kW/h)
Paper	4	0.7
Textile	6	1.0
Wood	8	1.3

Analysis of Polymers and Plastics

In small-scale industries producing polymers and plastics, 2500 nm infrared radiation is used for quality control of materials. This wavelength is useful for analyzing the chemical composition of polymers and detecting defects during the production process.

- Polyethylene: Peak absorption at 2500 nm, intensity 0.5.
- Polypropylene: Peak absorption at 2480 nm, intensity 0.4.

Advantages and Limitations

1. High Precision: The 2500 nm wavelength provides high accuracy in analyzing molecular structures of substances.
2. Energy Efficiency: It reduces energy consumption in drying processes.
3. Cost-Effectiveness: Affordable equipment options are available for small enterprises.
4. Environmental Safety: This technology enables analysis without the use of chemical reagents.

Limitations

1. Limited Penetration: 2500 nm radiation cannot penetrate deeply into thick materials.

2. Equipment Cost: While cost-effective options exist for small enterprises, high-quality spectrometers can be expensive.
3. Need for Expertise: Effective use of the technology requires specialized knowledge.

Research Results

During the study, the efficiency of 2500 nm infrared radiation was tested in small-scale industrial processes. The following graphs and tables illustrate the results:

- Paper: 4 min at 0.7 kW/h.
- Textile: 6 min at 1.0 kW/h.
- Wood: 8 min at 1.3 kW/h.

Conclusion and Recommendations

The 2500 nm wavelength infrared radiation is a cost-effective technology with significant potential for application in small-scale industrial enterprises. It is crucial for quality control, drying processes, and material analysis. Research results indicate that this technology reduces energy consumption by 20–30% compared to conventional methods and accelerates production processes. To expand the use of this technology in small enterprises, the following recommendations are made:

1. Promote local manufacturing to reduce equipment costs.
2. Introduce specialized training programs for experts.
3. Integrate the technology into automated production lines.

In the future, exploring the integration of this technology with artificial intelligence is recommended.

References

1. Smith, J. (2020). *Infrared Spectroscopy in Industrial Applications*. New York: Springer.
2. Ivanov, A. V. (2019). *Near-Infrared Technologies in Quality Control*. Journal of Industrial Engineering, 45(3), 123-130.

DESIGN AND IMPLEMENTATION OF TWO-WIRE POWER OVER DATA LINES FOR LONG RANGE LOW SPEED APPLICATIONS

M. Usmonov*, N. Mahamatov
Turin Polytechnic University in Tashkent, Uzbekistan
Email: maksudjon.usmonov@polito.uz; n.mahamatov@polito.uz

Long-distance, low-speed, and cost-sensitive control applications—such as irrigation systems—require communication architectures that minimize wiring complexity while maintaining reliable power and data transmission. In this context, two-wire systems that combine power and data over a single pair of conductors have gained traction, especially where wireless solutions are either impractical or too costly [1–2]. Traditional wired systems often rely on multiwire configurations that increase installation and maintenance complexity, while some two-wire systems reduce wiring but suffer from signal degradation or power delivery issues during communication [2–4].

Conventional approaches, such as signal clipping of AC power lines to transmit control data [4], reduce effective power delivery and complicate hardware design. Others utilize alternating polarity DC signals to encode binary data, offering better noise immunity but imposing strict wiring constraints due to polarity sensitivity [3–4]. In contrast, this paper presents a generalized and cost-efficient two-wire communication method based on alternating DC pulse modulation, where binary data is encoded through pulse width variation rather than polarity.

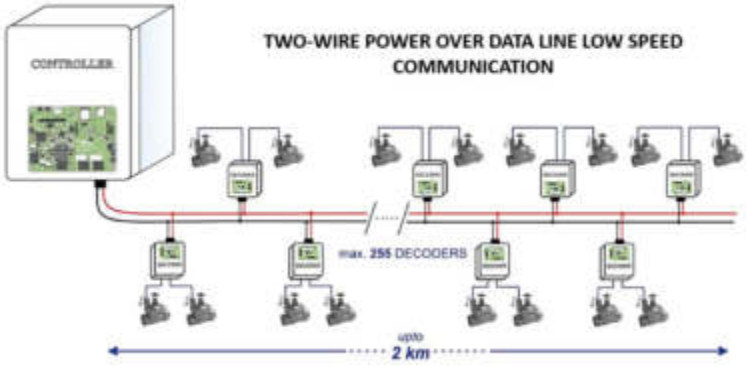
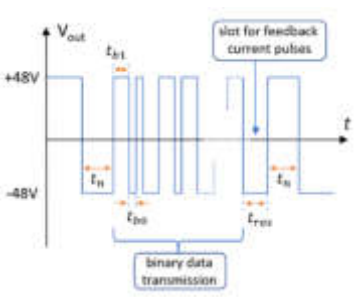


Figure 1. General structure of two-wire power over data line full-duplex

The proposed system follows a master-slave topology suitable for a broad range of applications requiring long-range, low-speed communication over minimal wiring infrastructure. While initially inspired by irrigation control use cases, the system is applicable in various monitoring and actuation scenarios where centralized control and distributed nodes are required over extended distances. Design simplicity, noise resilience, and low cost make it particularly well-suited for scalable deployment in resource-constrained environments.

The proposed two-wire system comprises a central master controller and multiple remote decoder (slave) devices, forming a scalable architecture suitable for long-range, low-speed control applications (Figure 1). Each decoder is assigned a unique 1-byte address, allowing up to 255 devices to operate over a single pair of wires—extendable via firmware updates without hardware changes.

Power and data are simultaneously transmitted over the same line using alternating DC pulses. In the absence of data transmission, the master outputs a 48V square wave signal with polarity reversal every *250 ms* to ensure decoder synchronization and mitigate electrolysis (Figure 2). Data is encoded using pulse-width modulation: a bit '1' is transmitted with a *2 ms* interval (t_{b1}), and a bit '0' with a *1 ms* interval (t_{b0}). After transmission, the master listens for feedback within a *3 ms* time slot (t_{res}), during which the selected decoder sends its response via short current pulses sensed through a high-side shunt resistor.



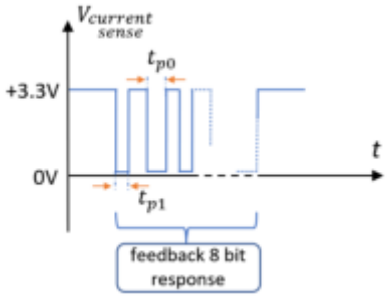


Figure 2: Voltage waveform on the two-wire; **Figure 3: Current pulses as response**

Each decoder generates these current pulses after briefly disconnecting itself from the line to ensure signal clarity (Figure 3). A binary '1' is represented by a *100 μs* pulse (t_{p1}), and a binary '0' by a *200 μs* pulse (t_{p0}), allowing an entire 8-bit response to be sent in under *2 ms*. The master detects these signals through a current sense amplifier interfaced with a microcontroller.

The master circuit (Figure 4) employs a MOSFET-based H-bridge to alternate polarity and includes a current sensing stage for receiving feedback. The prototype uses an STM32 microcontroller. The decoder circuit (Figure 5) includes a full-bridge rectifier, polarity sensing, pulse generation components, and a mechanism to isolate the circuit during feedback.

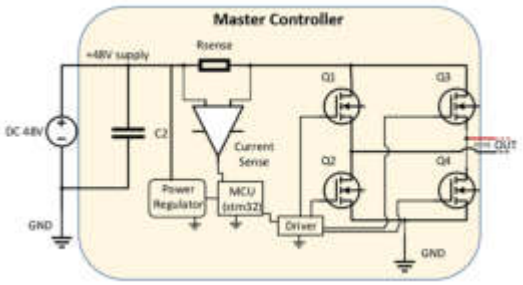


Figure 4: Master Controller

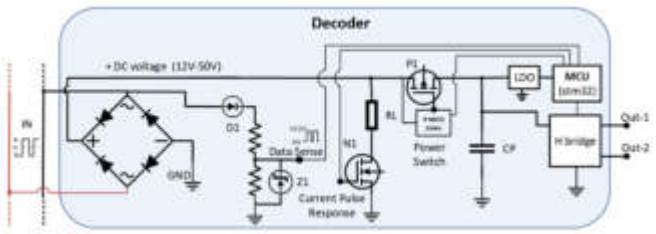


Figure 5: Decoder device

References:

1. M Usmonov, F Gregoretti, “Design and implementation of a LoRa based wireless control for drip irrigation systems” 2017 ICRAE, IEEE, China, 2017
2. Rasin, Zulhani, Hizzi Hamzah, and Mohd Shahrieel Mohd Aras. "Application and evaluation of high power zigbee based wireless sensor network in water irrigation control monitoring system." 2009 IEEE Symposium on Industrial Electronics & Applications. Vol. 2. IEEE, 2009.
3. Testezlaf, R., F. S. Zazueta, and T. H. Yeager, "A real-time irrigation control system for greenhouses." Applied engineering in agriculture 13.3 (1997): 329-332.
4. M. D. Hollabaugh, " Digital two-wire irrigation control system", US Patent, US4007458A, 1977

UGLERODLI NANOTRUBKANING TERMODINAMIK PARAMETRLARINI TAHLILI

X. Isayev[1], O. Boltayeva[2], O‘. O‘ljayev[1]

[1]Toshkent To‘qimachilik va Yengil sanoat instituti, Shaxdjaxon ko‘chasi, 5-uy, Toshkent, 100100, O‘zbekiston

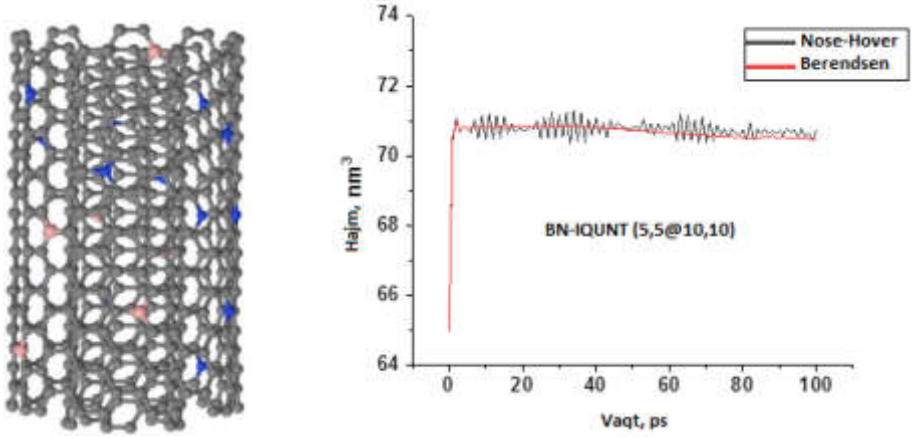
[2]154-sonli umumta’lim maktabi, Toshkent, 100147, O‘zbekiston

So‘nggi yillarda nanomateriallar, ayniqsa uglerod asosidagi strukturaviy shakllar nanotrubkalar, nanolentalar va grafen keng ilmiy e’tibor markaziga aylandi [1,2]. Bu materiallarning fizik, kimyoviy va mexanik xususiyatlarini chuqur o‘rganish ulardan elektronika, energetika, biomeditsina va boshqa sohalarda foydalanish imkonini kengaytiradi [3,4]. Shu bilan birga, ushbu tizimlar bilan bog‘liq jarayonlarning termodinamik parametrlar ta’sirida qanday kechishi va bu parametrlarni optimal tanlash muammosi dolzarb bo‘lib qolmoqda. Tadqiqot ishida

aynan BN-IQUNT(5,5@10,10) ikki qavatli nanotrubkaning harorat, bosim, hajm kabi parametrlar bilan bog‘liq o‘zgarishlari kompyuter modellashtirish asosida o‘rganildi.

Tadqiqotda (5,5@10,10) chirallikka ega BN-IQUNT ikki qavatli nanotrubka modellashtirildi. Trubkaning ichki va tashqi diametrlari mos ravishda 6.93 Å va 13.57 Å bo‘lib, o‘rtacha C-C bog‘i uzunligi 1.42 Å ga teng (1-rasm, chap tomon). Modellashtirish hajmi 60×60×34.16 Å³ bo‘lib, z o‘qi bo‘yicha davriy chegaraviy shartlar qo‘llandi. Atomlararo o‘zaro ta’sirlar ReaxFF potensiali orqali hisoblandi. Simulyatsiyalar uchun reaktiv molekulyar dinamika (MD) usuli qo‘llanilib, vaqt qadami, termostatlash usullari, harorat gradienti, vaqti kabi parametrlarning ta’siri solishtirildi. NPT (bosim-harorat) va NVT (hajm-harorat) ansambllarda modellashtirish olib borildi. Haroratni nazorat qilishda Berendsen va Nose-Hover termostatlari ishlatildi [5,6].

Olingan natijalar shuni ko‘rsatdiki, turli vaqt qadamlari (0.05 fs - 0.5 fs) va termostatlash usullari (10 fs - 100 fs) tizim haroratining barqarorligiga bevosita ta’sir qiladi. NPT ansamblida strukturani qizdirish jarayonida Berendsen barostati hajm o‘zgarishlarini barqaror ushlab turgani, Nose-Hover barostatiga qaraganda sezilarli ustunlikka ega ekani aniqlandi. Xuddi shuningdek, NVT ansamblida ham eng kichik harorat tebranishlari Berendsen termostatida kuzatildi. Bu esa uning tizimni issiqlik jihatidan eng barqaror holatda ushlab turish salohiyatini ko‘rsatadi (1-rasm, o’ng tomon).



1-rasm. (5,5@10,10) xirallikdagi ikki qavatli uglerodli nanotrubka (chapda) va ushbu nanotrubkaning termo/barostatlarida qizdirilishi (o’ngda).

Tadqiqotdan ko‘rinib turibdiki, IQUNT tizimlarida termodinamik parametrlarni to‘g‘ri tanlash modellashtirishning asosiy shartidir. Ayniqsa, harorat, bosim va hajm kabi parametrlarning nazorat usuli, termostat va barostatlar tanlovi yakuniy natijalarga sezilarli darajada ta’sir qiladi. Kompyuter modellashtirish orqali bu parametrlarning optimal variantini aniqlab, eksperimentchi olimlarga aniq tavsiyalar berish mumkin. Bu esa materiallarning issiqlik xossalarini yanada chuqur o‘rganish va amaliy qo‘llanmalarga tadbiq etish imkonini beradi.

Foyadalanilgan adabiyotlar ro’yxati

[1] A. Züttel et al., Hydrogen storage in carbon nanostructures, Int J Hydrogen Energy, 27 (2002).
[2] У.Б Улжаев и др, Моделирование рассеяния атомов водорода на улеродных нанотрубках. Uzbek journal of physics 2022, 24 (4), 273–277.
[3] Nandhini Jayaprakash et al., Carbon nanomaterials: Revolutionizing biomedical applications with promising potential, Nano Materials Science, 134 (2024).

[4] У.Б Улжаев и др., Моделирование взаимодействия углеродных нанотрубок с атомами водорода. Узбекский физический журнал» 2021, 23 (3), 24-26.
[5] H. J. C. Berendsen et al., Molecular dynamics with coupling to an external bath, J. Chem. Phys. 81, 3684 (1984).
[6] G. Bussi et al., Canonical sampling through velocity rescaling, J. Chem. Phys. 126, 014101 (2007).

XAVFLI OB'YEKTLARDA JOYLASHGAN ELEKTR DVIGATELLARNI MASOFADAN RADIOCHASTOTA ORQALI BOSHQARISH

S.B. Isamov, A.B. Ibrohimov, A.N. Kadirov
Toshkent davlat texnika universiteti, 100095, Toshkent, O'zbekiston

Neft-gaz sanoati, kimyo korxonalari, nodir metallar oluvchi va energetika korxonalarida xavfli ob'ektlar uchun elektr dvigatellari ishonchli va masofadan boshqariladigan tizimlar muhim ahamiyatga ega [1-2]. Ayniqsa, yuqori xavf ostidagi sharoitlarda operatorlarning bevosita ishtirokisiz dvigatellarni boshqarish imkoniyati ishlab chiqarish xavfsizligini oshiradi. Ushbu ishda radiochastotali masofaviy boshqarish usuli bilan elektr dvigatellarini boshqarish inkoniyati va texnik yechimlari ko'rib chiqiladi [3-4].

Maishiy va sanoat uskunalari uchun radiochastota diapazonlari uchun asosiy talablar xalqaro va mahalliy standartlarga mos kelishi kerak. Umumiy ruxsat etilgan chastota diapazonlari quyidagilar:

1. Maishiy qurilmalar (litsenziyasiz, kam quvvatli).

- 27 MHz (o'rta to'lqin (O'T) diapazoni) – fuqarolik radiostantsiyalari (4 Vt gacha).
- 433,05–434,79 MHz (LPD) – masofadan boshqarish pultlari, sensorlar, radio modullar (10 mVt gacha).
- 868–870 MHz (SRD) – aqlli uylar, IoT qurilmalari (25 mVt gacha).
- 2,4 GHz (ISM diapazoni) – Wi-Fi, Bluetooth, Zigbee (100 mVtgacha).
- 5,15–5,35 GHz va 5,47–5,725 GHz (Wi-Fi) – quvvat cheklovlari bilan.

2. Sanoat va tijorat qurilmalari (ro'yxatdan o'tish yoki litsenziyalashni talab qilishi mumkin)

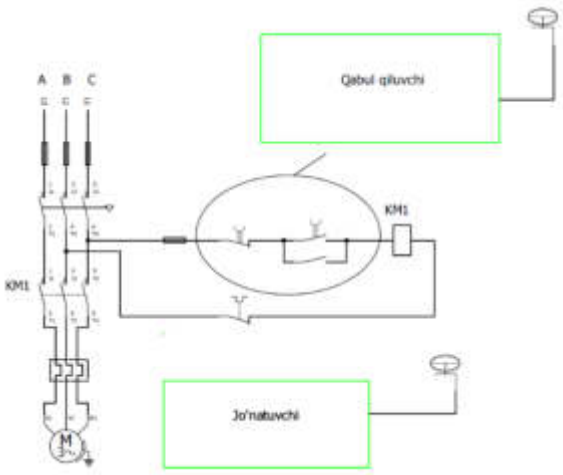
- 169 MHz – sanoat sensorlari, avtomatlashtirish.
- 433 MHz – ba'zi hollarda tasdiqlashni talab qiladi.
- 868–870 MHz (LoRa, Sigfox, NB-IoT) – IoT tarmoqlari (operatorlar uchun litsenziya talab qilinishi mumkin).
- 2,4 GHz li va 5 GHz li – sanoat Wi-Fi tarmoqlari (kichik quvvatlarda).
- 24 GHz – radarlar, sensorlar (cheklangan quvvat).

Radio qurilmalarga qo'yiladigan asosiy talablar:

1. Qurilmalarni ro'yxatdan o'tkazish – ba'zi radioqurilmalar (ayniqsa, yuqori quvvatga ega bo'lganlar) ro'yxatdan o'tishni talab qiladi. 2. Yetkazish quvvati – standartlarga mos kelishi kerak (masalan, Wi-Fi 2,4 GHz – 100 mVt gacha, 5 GHz – ruxsat etilgan kichik diapazonlarda 200 mVt gacha). 3. Aralashuvni taqiqlash – boshqa xizmatlarga (aviatsiya, harbiy, favqulodda vaziyatlar xizmatlariga) aralashish taqiqlanadi.

4. Sertifikatlangan uskunadan foydalanish – Qurilmalarni import qilish va sotish mahalliy standartlarga mos kelishi kerak.

Yuqoridagilarni hisobga olgan holda elektr dvigatellarni masofadan turib (simsiz) ulab uzuvchi qurilma yaratildi. Bu qurilma yordamida elektr dvigatellari rele va kontaktorlariga ulash va uzish signallarini simsiz masofadan berish mumkin. Elektr dvigatellarini radio aloqa bilan boshqaruv tizimining sxemasi 1-rasmda keltirilgan.



1-rasm. Elektr dvigatellarini radio aloqa bilan boshqaruv tizimi.

Elektr dvigatellarini radio aloqa bilan boshqaruv tizimi asosan 3 ta qismdan: o‘zaro bog‘langan jo‘natvchi, qabul qiluvchi va rele-kontaktiorlardan iborat. Jo‘natuvchi va qabul qiluvchida STM32 mikrokontrolleri signallarni boshqarishda va shifrlashda ishlatildi. Ma’lumotlarni tashuvchi sifatiga radio to‘lqin ishlatilib, maxsus ma’lumot buzilmaganligini CRC tekshiruvi va har bir uzatishda kalitni o‘zgartiruvchi “dynamic key” usullaridan foydalanildi. Bu nafaqat xavfsizlikni, balki bitta radio chastotada bir nechta dvigatellarni alohida boshqarish imkonini beradi.

Yaratilgan sxemani kelajakda takomillashtirib IoT va sun’iy intellekt vositalaridan foydalangan holda avtomatlashtirilgan boshqaruv tizimlarini ishlab chiqish bo‘yicha ishlar olib borilmoqda. Bunday sxemalar nafaqat sanoat korxonalarida, balki maishiy texnika va energetika sohasida ham istiqbolli loyiha hisoblanadi.

Radiochastotali masofaviy boshqarish tizimlari xavfli ob’ektlarda elektr dvigatellarini samarali va xavfsiz boshqarish imkoniyatini beradi. Ushbu texnologiya yordamida ishlab chiqarish samaradorligini oshirish, xodimlarning xavfsizligini ta’minlash va energetik resurslarni tejash mumkin. Kelajakda ushbu sohada yangi protokollar va sun’iy intellektga asoslangan avtomatik tizimlarni joriy etish istiqbolli yo‘nalish hisoblanadi.

Adabiyotlar:

[1] Yuan, X., Parfitt, M. K., & Anumba, C. J. (2014). Computing in civil and building engineering ©asce 2014 1707. Computing In Civil And Building Engineering, (2012), 1707–1714.

[2] Umar, M., Karaye, U. A., & Mu’azu, M. (2023). A Passive Radio Frequency Identification Technology Application: Implement of an Automatic Door Lock System Using Arduino IDE. International Journal of Scientific Research & Engineering Trends (Vol. 9). Retrieved from https://www.researchgate.net/publication/372221181.

[3]"IEC 60079-10 Electrical apparatus for explosive gas atmospheres - part 10: classification of hazardous areas" 2002.

[4]Choudrie J., Mahalle P. N., Perumal T., and Joshi A., Eds., *IOT with Smart Systems: ICTIS 2023, Volume 2*, vol. 720. in Lecture Notes in Networks and Systems, vol. 720. Singapore: Springer Nature, 2023. doi: 10.1007/978-981-99-3761-5.

THE ROLE AND APPLICATION PROSPECTS OF QUANTUM EFFECTS IN GRAPHENE FOR THE DEVELOPMENT OF NANOELECTRONIC DEVICES

R.Sh. Daminov[1], J.K.Avloni[1], M.S. Qambarova[1], M.A.Abatov[2], M.X.Kucharova[2]

[1]Nanotechnology Development Center, National University of Uzbekistan named after Mirzo Ulugbek., Uzbekistan

[2]National University of Uzbekistan named after Mirzo Ulugbek., Uzbekistan

Graphene is a two-dimensional carbon material with exceptional electronic properties, high charge carrier mobility, and pronounced quantum effects, making it highly promising for applications in micro- and nanoelectronic devices. In particular, its electronic structure—characterized by massless Dirac fermions, cone-shaped band crossings known as Dirac points, and the presence of the Berry phase—enables the development of quantum devices and highly sensitive detectors based on graphene. This study analyzes the electronic properties and quantum effects of graphene, exploring their potential applications in nanoelectronic systems. Such characteristics are of critical importance for the fabrication of graphene-based transistors, sensors, and quantum computing components."

Graphene is a two-dimensional (2D) material composed of carbon atoms arranged in a hexagonal lattice. Its most fundamental feature lies in the fact that each carbon atom forms sp^2-hybridized bonds with three neighboring atoms, resulting in a single-layered, densely packed structure. This geometric configuration endows graphene with exceptional mechanical strength, high thermal conductivity, and a distinctive electronic structure.[1] From the perspective of electron dynamics, graphene is a highly unique material. Its valence and conduction bands intersect in energy-momentum space in a cone-like shape, commonly referred to as Dirac cones. These intersections occur at specific points within the Brillouin zone, where the energy gap (band gap) is nearly zero. As a result, graphene cannot be clearly classified as either a semiconductor or a metal; instead, it exhibits the characteristics of a semimetal.

$$E(k) = \hbar v_F |k|$$

$E(k)$- the energy of an electron or charge carrier, $\hbar$-— the reduced Planck constant, defined as $\hbar = \frac{h}{2\pi}$, v_F is the Fermi velocity (typically around $10^6 m/s$ in graphene), and $|k|$ denotes the magnitude of the wave vector k, which corresponds to the momentum within the crystal lattice. This relation describes the motion of particles in two-dimensional (2D) materials such as graphene as if they were massless. This is because the relationship between

energy and momentum is linear—that is, energy is directly proportional to the wave vector *k*. In contrast, in conventional semiconductors, the energy dispersion typically follows the quadratic form $E(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}$, where m *is the effective mass of the charge carrier. In graphene, due to this linear relationship, particles behave as massless Dirac fermions. As a result, the electronic structure of graphene serves as an ideal model system for the practical investigation of fundamental quantum physics.[2]

The discovery of graphene opened up new opportunities to experimentally verify classical quantum physics theories. One such phenomenon is the Quantum Hall Effect, which exhibits an anomalous form in graphene.[3] A pivotal study published in 2005 by Y. Zhang, Y.-W. Tan, H. L. Stormer, and P. Kim, titled *'Experimental observation of the quantum Hall effect and Berry's phase in graphene'* (Nature), was the first to experimentally confirm the unusual manifestation of the Quantum Hall Effect in graphene.[4]

Classical Quantum Hall Effect: The Quantum Hall Effect is typically observed in two-dimensional electron gases under strong magnetic fields. In this phenomenon, the Hall resistance (transverse resistance) becomes quantized at discrete levels:

$$R_{xy} = \frac{h}{e^2 \cdot n}$$

Here, h is the Planck constant, e-is the electron charge, and n- is an integer. Anomalous Quantum Hall Effect in Graphene: The Quantum Hall Effect observed in graphene differs from the classical theory. In graphene, the quantization scale is expressed as follows.

$$R_{xy} = \frac{h}{e^2} \cdot \frac{1}{4\left(n + \frac{1}{2}\right)}$$

This half-integer quantization arises from the presence of massless Dirac fermions in graphene. Furthermore, this effect has been observed under conditions close to room temperature, which significantly enhances the potential applications of graphene.[5] In graphene, electrons behave like relativistic fermions, leading to a symmetric arrangement of Landau levels and the formation of a zero-energy level. Additionally, the Berry phase equals π, which contributes to the half-integer quantization. This research has established graphene as an ideal model system for studying quantum transitions and as a promising material for next-generation nanoelectronics and quantum computing components.

Reference

[1] Geim, A. K. (2009). Graphen: Status and Prospects. Science, 324(5934), 1530-1534. DOI: https://doi.org/10.1126/science.1158877

[2] S. Das Sarma, A. K. Geim, P. Kim, A. H. MacDonald, Eds., Special edition: Exploring Graphene—Recent Research Advances, Solid State Commun. 143, issues 1–2 (2007).

[3] Y. Hernandez et al., Nat. Nanotechnol. 3, 563 (2008).

[4] Zhang, Y., et al. (2005). Experimental observation of the quantum Hall effect and Berry's phase in graphen. Nature, 438(7065), 201-204. DOI: https://doi.org/10.1038/nature04235

[5] C. Oshima, A. Nagashima, J. Phys. Condens. Matter 9,

LOW-TEMPERATURE C–V CHARACTERISTICS OF RADIAL p-i-n JUNCTION STRUCTURES

J. Sh. Abdullayev
TIIAME National Research University, st. Kori Niyazov, house 39,
100000 Tashkent, Uzbekistan
* j.sh.abdullayev6@gmail.com

Introduction: For decades, semiconductor materials such as Si and GaAs have been indispensable in modern electronics, necessitating accurate modeling and calibration of their electrical properties to ensure optimal device performance. This paper explores the application of TCAD Sentaurus for modeling and calibrating these materials, with a focus on the distinct characteristics of Si and GaAs in radial p–i–n junction structures. The electro-physical properties of radial p–n and p–i–n structures, along with their fabrication processes, have been extensively studied using analytical and experimental methods in various research works [1–4]. However, their behavior at low temperatures particularly the influence of incomplete ionization and i-layer thickness on the C–V characteristics of radial p–n junctions remains largely unexplored. Therefore, this study aims to investigate and illustrate these effects in both Si and GaAs.

Method and materials: At cryogenic temperatures, dopants in semiconductors may remain partially ionized, meaning not all donors or acceptors contribute free carriers. This phenomenon, known as incomplete ionization, becomes particularly significant for silicon (Si) and gallium arsenide (GaAs) at low temperatures. In modeling radial p–n and p–i–n junction structures using TCAD Sentaurus, we have incorporated several key physical effects: Carrier Transport Models: The drift–diffusion model, which is the default in Sentaurus, is employed to solve Poisson's equation along with the carrier continuity equations. This model is widely applicable for simulating semiconductor devices. Mobility Models: Since carrier mobility varies significantly at cryogenic temperatures, we utilize temperature-dependent mobility models, such as Canali or Klaassen, to accurately represent this behavior. Recombination Mechanisms: At low temperatures, Shockley–Read–Hall (SRH) recombination is the dominant mechanism. The SRH model effectively captures trap-assisted recombination processes. Bandgap Narrowing (BGN): The bandgap shrinkage model is included to account for the reduction in bandgap energy that occurs under cryogenic conditions.

Table 1. Ionization energies of both acceptors and donors in Si and GaAs [4]:

Type Energy	Si:	GaAs:
Acceptor *meV*	Boron (B) $\Delta E_A = 44$	Zinc (Zn) $\Delta E_A = 31$
Donor *meV*	Phosphorus (P) $\Delta E_D = 46$	Silicon (Si) $\Delta E_D = 6$

Table 1 presents the activation energies of various impurities in Si and GaAs compounds. In this study, we have not taken into account the effects of dopant concentration and device geometry, as their influence on activation energy is minimal approximately 0.1 meV which does not significantly impact our analysis. Additionally, quantum confinement effects are negligible for the geometrical dimensions considered (0.5 μm and 1 μm).

Results and Discussion:

We selected the following geometric parameters for the radial p–i–n junction structures made of both Si and GaAs: a shell radius of 2 μm, a core radius of 1 μm, i-layer thicknesses of 0.1, 0.3, and 0.5 μm, and a total device height (h) of 4 μm. In this model, two cases are considered: Case A, without incomplete ionization, and Case B, with incomplete ionization.

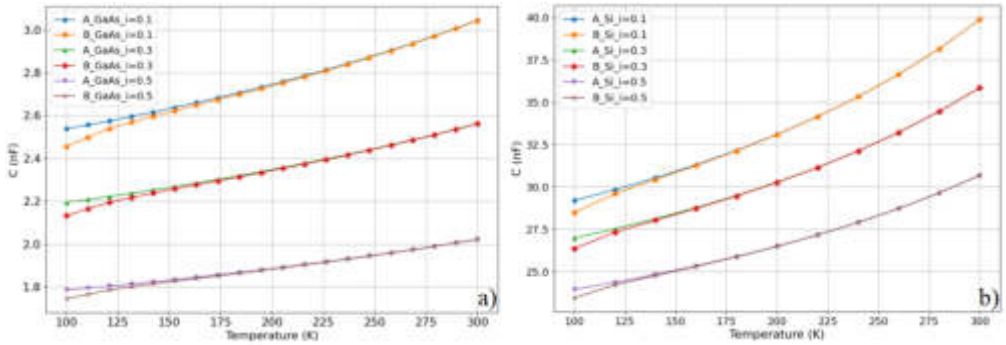


Figure 1. C–V characteristics of radial p–n junction structures: a) GaAs, b) Si

As shown in Figure 1, the capacitance is highest for the 0.1 μm i-layer, reaching approximately 10^{-8} F for GaAs and 10^{-7} F for Si at room temperature, due to the narrower depletion region. This configuration performs well at low frequencies because of the strong junction capacitance; however, its sensitivity decreases at higher frequencies due to increased junction charging time. In contrast, the capacitance is significantly lower for the 0.5 μm i-layer—dropping to around 10^{-9} F for GaAs and 10^{-8} F for Si—as the depletion region widens and junction capacitance weakens. While this setup is better suited for high-frequency applications due to reduced parasitic effects, it leads to a slower response time at low temperatures. Overall, the C–V characteristics display a monotonic decrease in capacitance with increasing i-layer thickness.

The comparative analysis of capacitance–temperature (C–T) characteristics for GaAs- and Si-based radial p–i–n junctions reveals that incomplete ionization significantly impacts device behavior at cryogenic temperatures (100–200 K), particularly for thin i-layers. For instance, in Si with a 0.1 μm i-layer, the capacitance under incomplete ionization drops by nearly 40% compared to the ideal case at 150 K, highlighting strong dopant freeze-out due to higher ionization energies (~45 meV). In GaAs, the reduction is milder—approximately 20% at the same temperature—due to shallower dopant levels (~5–10 meV).

Increasing the i-layer thickness from 0.1 μm to 0.5 μm mitigates the effects of incomplete ionization in both materials, with the capacitance gap between Case A (ideal) and Case B (with ionization loss) shrinking from ~40% to <10% in Si, and from ~20% to nearly negligible in GaAs. This occurs as the depletion width increases and the carrier distribution becomes more stable and less dependent on dopant activation. Therefore, for accurate low-temperature modeling and the design of high-performance optoelectronic or cryogenic devices, it is crucial to include incomplete ionization effects especially in Si-based devices with i-layers thinner than 0.3 μm. Moreover, due to its better thermal stability and weaker sensitivity to dopant ionization loss, GaAs emerges as a more suitable candidate for temperature-insensitive applications requiring consistent capacitance behavior across a broad range from 100 K to 300 K.

References

1. Petrosyan, S., Yesayan, A., & Nersesyan, S. (2012). Theory of nanowire radial pn-junction. *World Acad. Sci. Eng. Technol*, *71*, 1065-1070.

2. Voigt, F., Stelzner, T., & Christiansen, S. (2013). Geometrical optimization and contact configuration in radial pn junction silicon nanorod and microrod solar cells. *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*, *21*(8), 1567-1579.
3. Kayes, B. M., Richardson, C. E., Lewis, N. S., & Atwater, H. A. (n.d.). Radial pn junction nanorod solar cells: device physics principles and routes to fabrication in silicon. Conference Record of the Thirty-First IEEE Photovoltaic Specialists Conference, 2005. doi:10.1109/PVSC.2005.1488067 (https://doi.org/10.1109/PVSC.2005.1488067).
4. Sze, S. M., & Ng, K. K. (2007). *Physics of Semiconductor Devices* (3rd ed.). Wiley 814 pages.

BUG' FAZADAN O'STIRILGAN NIKEL YUPQA QATLAMIGA HARORAT TA'SIRI

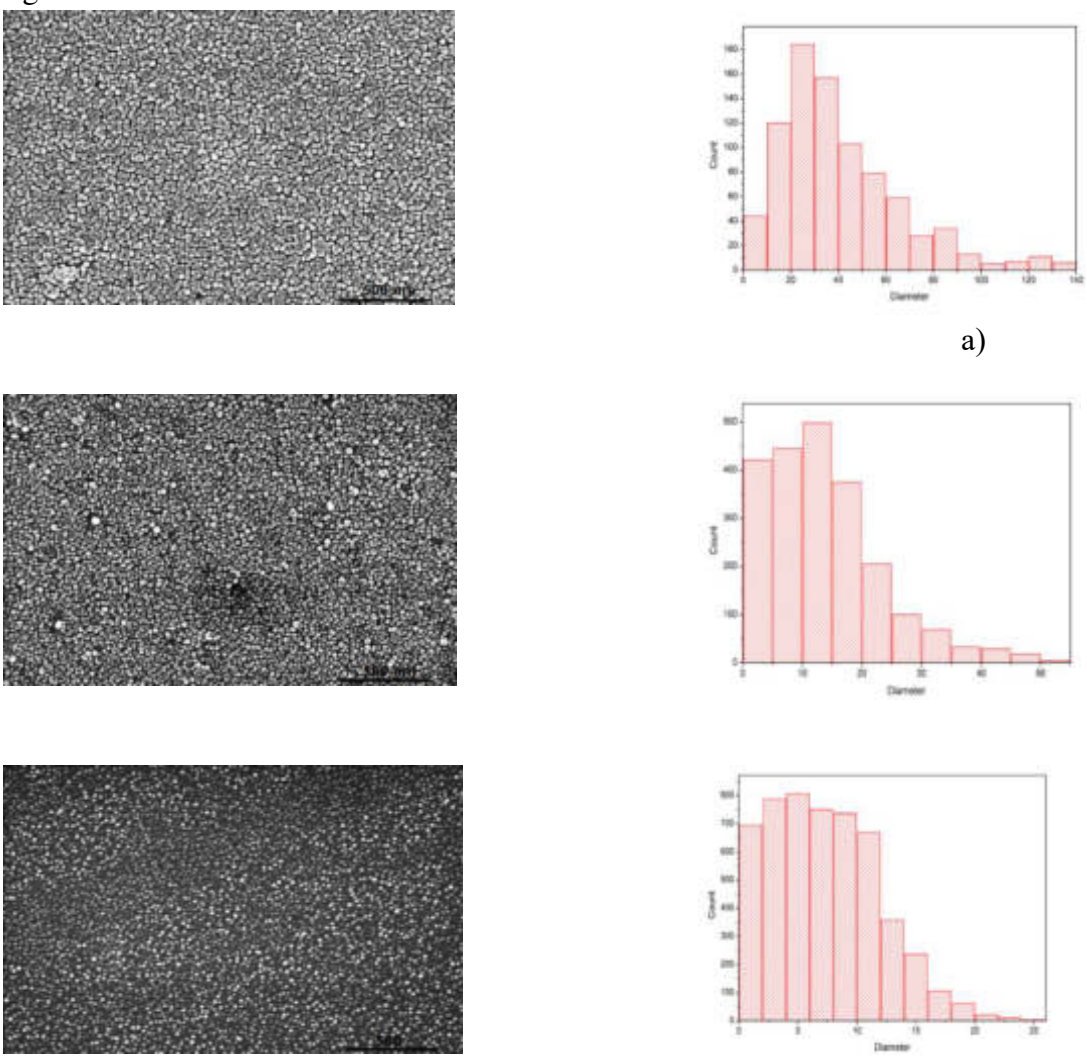
A.A. Raximov, A.A. Ismatov, M.M. Adilov
O'zFA Ion-plazma va lazer texnologiyalari instituti, Do'rmon yo'li ko'chasi 33, 100125, Toshkent shahri, O'zbekiston
E-mail.abdullarakhimov055gmail.com

Ni nanozarrachalari va yupqa qatlamlari yuqori samaradorlikni ta'minlaydigan ajoyib fizik va kimyoviy xususiyatlarga ega ekanligi tufayli keng qo'llanish sohalariga ega. Xususan uglerod nanotrubkasi sintezida [1], oksidlanish reaksiyalarida [2], elektronikada hamda energiya saqlash tizimlarida [3,4] samarali foydalaniladi. Ushbu qo'llanishlar asosan nikel nanozarrachalarining yuqori katalitik faolligi, termal va kimyoviy barqarorligi va o'ziga xos elektron tuzilishi bilan bog'liq [5]. Ushbu ishda bug' fazadan Ni yupqa qatlamini o'stirish hamda bu qatlamga haroratning ta'sirini o'rganish maqsad qilindi.

Yupqa qatlam o'stirishning ko'plab usullari mavjud. Mazkur ishda Ni yupqa qatlamini o'sirish elektron nurli bug'latish usulidan foydalanib SEB-06 rusumli elektron nurli bug'latish qurilmasida amalga oshirildi. Qurilma elektron nurli bug'latish manbayi, suv bilan sovutiladigan mis tigel, vakuum kamerasi, turbomolekulyar hamda mexanik nasos kabi qismlariga ega. Yupqa qatlam o'stirishda taglik materiali sifatida diametri 6 sm, qalinligi 376 mkm bo'lgan n-tipli Si(110) monokristal plastinasi olindi. Monokristall Si (110) plastinasi yuzasini turli organik birikmalardan tozalash maqsadida dastavval 55 ^{0}C temperaturali atseton ($(CH_3)_2CO$) eritmali hamda metanol (CH_3OH) eritmali vannada 15 daqiqa davomida ushlab turildi so'ngra dionlashtirilgan suvda yuvilib azot muhitida quritildi. Taglik yuzasiga Ni yupqa qatlamini o'stishda taglik namunasi nishondan 25 sm masofada taglik tutqichiga o'rnatildi. Yupqa qatlam o'stirish jarayoni 10^{-7} Tor bazaviy bosim, 50 mA elektron emessiya toki va 25 ^{0}C taglik haroratida 10 s vaqt davomida olib borildi. O'stirilgan Ni yupqa qatlamini spektroskopik ellepsiometr analitik qurilmasi yordamida qalinligi baholandi. Qatlam qalinligi 10 nm ekanligi aniqlandi. O'stirilgan namunlar darhol kimyoviy bug'larni cho'ktirish (CVD) qurilmasiga joylashtirildi. CVD qurilmasi Ion-plazma va lazer texnologiya institutining "Amaliy nanotexnologiyalar" ilmiy labaratoriyasida ishlab chiqilgan. CVD kamerasi ichida grafitli qizdirgich o'rnatilgan bo'lib u orqali taglik sirtiga yupqa qatlam shakllanishiga olib keladigan kimyoviy reaksiyalar uchun zarur temperaturani erishish mumkin. Ni yupqa qatlamiga harorat ta'sirini o'rganish uchun dastlab elektron nur bug'latish qurilmasidan Ni o'stirilgan namunalar olinib CVD kamerasiga grafit qizdirgich ustki qismiga

joylashtirildi. Ni/Si namunasini termik qizdirish 10^{-3} mbar bazaviy bosim, 2 l/min Ar gas muhiti va haroratning turli qiymatlarida 100 ^{0}C, 400 ^{0}C va 500 ^{0}C o'tkazildi.

Olingan namunalarni sirt morfologiyasi Thermofisher kompaniyasida ishlab chiqilgan Apreo 2 rusumli skanerlovchi elektron mikroskopi (SEM) orqali kuzatildi. 1-rasmda turli haroratlarda qizdirilgan Ni/Si namunasining SEM tasviri va nanozarrachalar gistogrammasi keltirilgan.



a)

1-rasm. Ni yupqa qatlamini Ar gazi muhitida haroratning 100 ^{0}C, 300 ^{0}C va 500^{0}C qiymatlarida qizdirilgandan keyin olingan SEM tasvirlari va shakllangan Ni nanozarrachalar gistogrammasi.

ImageJ dasturidan foydalangan holda Ni orolchalarining SEM tasviridan orolchalarning maydoni, diametri va zichligi aniqlandi. Ni/Si namunaning 100 ^{0}C qiymatida Ni orolchalari tartibsiz shaklda va bir-biridan to'liq ajralmagan. 300 ^{0}C haroratda Ni orolchalarning o'rtacha diametri – 52.9 nm va sirt zichligi – 103 μm^{-2} namoyish etdi. Haroratining ortishi bilan esa Ni orolchalari bir-biridan ajralgan holatga o'tib shakli sferik shaklga yaqinlashganini hamda o'lchamlari kichiklashib zichligi ortganligini ko'rish mumkin. Xususan termik qizdirish harorati 300 ^{0}C bo'lganda Ni orolchalari diametri 27.2 nm va sirt zichligi 751 μm^{-2} tashkil etgan bo'lsa harorat 500 ^{0}C holatida esa Ni orolchalarining o'rtacha diametri 17.3 nm gacha kamayib, sirt

zichligi esa 1212 μm^{-2} oshdi. Sirtni qoplash nisbati esa taglik haroratining qiymatiga bog'liq ravishda 42.7 % (100 ^{0}C) harorat, 46.3 % (300 ^{0}C) va 48.9 % (500 ^{0}C) qiymatlarni taskil etdi.

Xulosa qilib aytganda qizdirish haroratiga bog'liq ravishda Ni nanozarrachalari zichligi va o'lchami harorat ortishi bilan mos ravishda ortishi kuzatildi. Ni yupqa qatlamini harorat ta'sirida Ni nanozarrachalariga ajralishini qizdirilganda yupqa qatlam atomlar issiqlik energiyasiga ega bo'lib, yanada harakatchan bo'lib sirt erkin energiyasini minimallashtirishi bilan izohlash mumkin.

Foydalanilgan adabiyotlar

1. Cheng, J., Zhang, X., & Ye, Y. (2006). Synthesis of nickel nanoparticles and carbon encapsulated nickel nanoparticles supported on carbon nanotubes. *Journal of Solid State Chemistry*, *179*(1), 91-95.
2. Xia, J., He, G., Zhang, L., Sun, X., & Wang, X. (2016). Hydrogenation of nitrophenols catalyzed by carbon black-supported nickel nanoparticles under mild conditions. Applied Catalysis B: Environmental, 180, 408-415.
3. Poulain, R., Lumbeeck, G., Hunka, J., Proost, J., Savolainen, H., Idrissi, H., ... & Klein, A. (2022). Electronic and chemical properties of nickel oxide thin films and the intrinsic defects compensation mechanism. *ACS Applied Electronic Materials*, *4*(6), 2718-2728.
4. Zhou, D., Guo, X., Zhang, Q., Shi, Y., Zhang, H., Yu, C., & Pang, H. (2022). Nickel-based materials for advanced rechargeable batteries. *Advanced Functional Materials*, *32*(12), 2107928.
5. Han, B., Yu, B., Wang, J., Liu, M., Gao, G., Xia, K., ... & Zhou, C. (2021). Understanding the electronic metal-support interactions of the supported Ni cluster for the catalytic hydrogenation of ethylene. *Molecular Catalysis*, *511*, 111731.

РЕНТГЕНОФАЗОВЫЙ АНАЛИЗ ТОНКОГО СЛОЯ ОКСИДА МЕДИ, ВЫРАЩЕННОГО В КАЧЕСТВЕ СОЛНЕЧНОГО ЭЛЕМЕНТА НА ПОВЕРХНОСТИ Si/ZnO МЕТОДОМ МАГНЕТРОННОГО РАСПЫЛЕНИЯ

И.О. Косимов[1,2], З.А. Исаханов[2], Ш..Т. Хожиев[3], А.Х. Исломов[1], У.Х. Холиков[4], Х.У. Панжиев[4], Ф.Ф. Арзикулов[3]

[1]Институт Биоорганической Химии им.акад. О.С. Садыкова АН РУз
[2]Институт ионно-плазменных и лазерных технологий им. У.А. Арифова АН РУз
[3]Ташкентская медицинская академия
[4]Термезский государственный университет инженерии и агротехнологий

В данной работе тонкопленочные гетероструктуры на основе CuO и Cu_2O были синтезированы на поверхности подложки Si/ZnO методом магнетронного распыления. В работе изучалось влияние температуры и ионной очистки на поверхность подложки. Слои CuO и Cu_2O выращивались в трех различных условиях: без нагрева, с нагревом до 600°C и с очисткой ионами импульсного разряда. Полученные гетероструктуры CuO/Cu_2O рекомендуются в качестве перспективных материалов для создания солнечных элементов. В настоящее время получение, хранение и эффективная доставка энергии являются одной из самых актуальных проблем в мире. Научные исследования в

этой области направлены на разработку источников генерации, хранения и доставки энергии на основе дешевых и эффективных материалов. Полупроводниковый оксид меди (Cu_2O) является одним из перспективных материалов для солнечных батарей. Cu_2O является одним из важных солнечных элементов благодаря своей высокой оптической поглощающей способности, высокой стабильности, не токсичности, низкой стоимости производства по сравнению с такими материалами, как Ni, Ag и Au, распространенности в природе и превосходным оптическим, электрическим, магнитным и каталитическим свойствам [1-2].

Образцы выращивались в смеси катодных элементов - Cu, Ar и O_2 (инертный газ) - методом магнетронного распыления, работающего на постоянном токе. Тонкие пленки CuO и Cu_2O были выращены на подложке Si/ZnO в двух различных условиях, как показано на рисунке 1, при температуре 300 ºC и 600 ºC. Рентгенофазовый анализ использовался для определения межплоскостного расстояния, индексов Миллера, среднего размера кристаллических частиц, количественного и качественного анализа фаз и уровней кристаллической аморфности образцов CuO и Cu_2O. При нагревании подложки Si/ZnO до 600 ºC наблюдается, что углы дифракции, соответствующие образцу CuO на поверхности, составляют $2\theta \approx 32{,}5^º$, $35{,}5^º$, $38{,}7^º$, $48{,}8^º$, $53{,}4^º$, $58{,}2^º$, $61{,}6^º$, а межплоскостное расстояние $-d_{hkl} \approx 2{,}75$ Å, 2,52 Å, 2,32 Å, 1,86 Å, 1,71 Å, 1,58 Å, 1,50 Å. В образце Cu_2O на рисунке 1 углы дифракции рентгеновских лучей $2\theta \approx 29{,}6^º$, $36{,}2^º$, $42{,}4^º$, $52{,}6^º$, $61{,}5^º$, $69{,}8^º$ оказались равными $-d_{hkl} \approx 3{,}01$ Å, 2,46 Å, 2,13 Å, 1,74 Å, 1,50 Å, 1,35 Å соответственно.

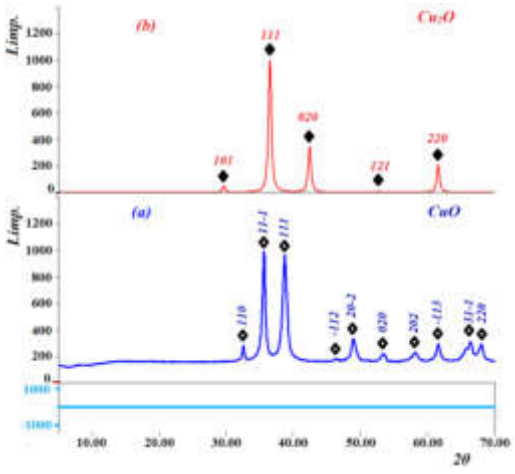


Рис. 1. Рентгенофазовый анализ пленок CuO и Cu_2O, выраженных на поверхности Si/ZnO.

В данном исследовании тонкослойные гетероструктуры CuO и Cu_2O были сформированы на подложке Si/ZnO с использованием метода магнетронного распыления. Полученные гетероструктуры CuO/Cu_2O могут быть предложены в качестве перспективного материала для создания эффективных и экологически чистых солнечных элементов.

Литература

1. Minami T, Nishi Y, Miyata T and Nomoto J 2011 Appl. Phys. Exp. 4 062301
2. Mittiga E, Salza E, Sarto F, Tucci M and Vasanthi R 2006 Appl. Phys. Lett. 88 163502.

ИЗГОТОВЛЕНИЕ МИШЕНИ $CaTiO_3$ ДЛЯ МАГНЕТРОННОГО РАСПЫЛИТЕЛЬНОГО УСТРОЙСТВА И ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ПОЛУЧЕННЫХ ПЛЕНОК

К.Т. Довранов, М. Нормурадов, Х. Давронов, М. Давлатов, Э. Ишмуродов, Д. Нормуминова, Ф. Ибодова

Каршинский государственный университет, 180119

quvondiqdavronm@gmail.com

Пленки перовскита $CaTiO_3$ сформированы методами химического осаждения из паровой фазы (CVD) [1-2], импульсного лазерного осаждения (PLD [3]), лазерной молекулярно-лучевой эпитаксии (лазерная МЛЭ) и других методов [4].

Исходным материалом для синтеза $CaTiO_3$ был аналитический реагент. Первоначально порошок оксида титана (TiO_2) и порошок кальция (96%) смешивали при комнатной температуре в соотношении 1:1 с помощью цифрового механического миксера в течение двух часов. Эту смесь прокаливали поэтапно, нагревая в муфельной печи со скоростью повышения температуры 20 °C/мин до тех пор, пока температура не достигала конечной температуры реакционной смеси при следующей более высокой температуре. Полученный порошок термически нагревали в муфельной печи при температуре 800°C в течение 1 часа, нагревали до 1100°C в течение следующего часа, а затем нагревали до 1300°C в течение получаса перед естественным охлаждением до комнатной температуры. Полученное соединение $CaTiO_3$ было получено и изучено путем его прессования в порошкообразном состоянии и использования аппарата Пуассона [5].

Подготовленную мишень $CaTiO_3$ осаждали в тонкие пленки различной толщины в ВЧ-режиме магнетронного распылительного устройства. Определены процессы формирования нанопленок титаната кальция методом ионно-плазменного травления и оптимальная температура.

Исходным материалом для производства порошка $CaTiO_3$ служили порошки оксидов кальция и титана. Первоначально порошок оксида титана (TiO_2) и порошок кальция (96%) смешивались при комнатной температуре в соотношении 1:1 с помощью цифрового механического миксера в течение 2 часов. Эту смесь прокаливают поэтапно, нагревая в муфельной печи со скоростью подъема температуры 20 °C/мин, повышая температуру до следующей более высокой температуры до достижения конечной температуры реакционной смеси. Состав порошка $CaTiO_3$ чистотой 99,9% был изучен с помощью сканирующего электронного микроскопа (рисунок 1).

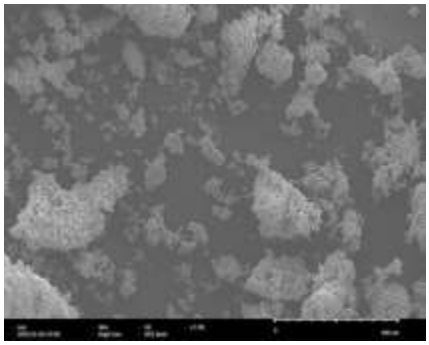


Рисунок 1. СЭМ-изображение порошка $CaTiO_3$

Затем в вакуумной прессовальной печи - установке SPS впервые была изготовлена мишень $CaTiO_3$ из порошка $CaTiO_3$ путем помещения 65 г порошка $CaTiO_3$ на диск диаметром 76,2 мм в графитовую форму под давлением 150 МПа и холодного прессования при температуре 1200 °C в течение 1,5 часов в гидравлическом пресс-вакууме. Схема процессов синтеза для получения мишени $CaTiO_3$ представлена на рисунке 2.

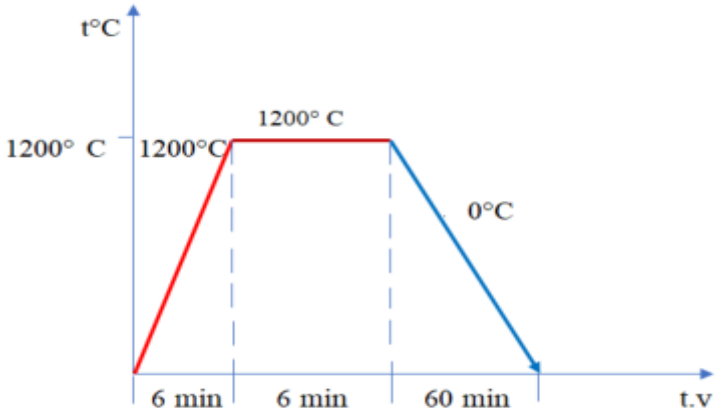


Рисунок 2. Температура формирования мишени из порошка $CaTiO_3$

Были изучены элементный состав и морфология поверхности приготовленной мишени $CaTiO_3$ (рисунок 3).



Рисунок 3. Сетка $CaTiO_3$ и изображение, полученное с помощью СЭМ

Для формирования пленок $CaTiO_3$ использовался ВЧ-режим магнетронного распылительного устройства (Epos PVD disk pro). Исследованы тонкие пленки титаната кальция, напыленные на поверхность диэлектрической подложки твердотельным ионно-плазменным методом при различных температурах подложки (комнатная, 50°C, 100°C, 150°C). Образцы формировались в условиях высокого вакуума (10-6 Торр) с использованием турбомолекулярного насоса (HiCUBE-80), скорость вращения варьировалась от 1 до 6 Å/c, вакуум в среде аргона составлял 10^{-4} Торр, P=225 Вт, U=310 В, температура подложки контролировалась. Тонкие пленки $CaTiO_3$ были получены путем изменения газа аргона в диапазоне 60-90% с использованием панели управления магнетрона с частотой радиочастотных импульсов 100 кГц и эффективностью D=70%. Для приготовления образцов использовалась мишень $CaTiO_3$ диаметром 76,2 мм и толщиной 4,5 мм. Использовались квадратные основания диаметром 2 мм и толщиной 2 мм. Подложки очищали ультразвуком с ацетоном в течение 60 минут, затем промывали в деионизированной воде и метаноле для удаления органических примесей. Поверхность подложки очищалась с помощью аргоновой ионной пушки после помещения в вакуумную

камеру. В режиме RF скорость осаждения пленок составляла 1,2 Å/c, а расстояние между мишенью и подложкой – 10 см.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. Parajuli, N. Murali, K. Samatha, N. L. Shah, B. R. Sharma. Structural, Morphological, and Textural Properties of Coprecipitated $CaTiO_3$ for Anion Exchange in the Electrolyzer. Nepal Physical Society (JNPS) 9 (1): 137-142 (2023) DOI: https://doi.org/10.3126/jnphyssoc.v9i1.57751.
2. Muccillo, R. Carmo, J. R. Synthesis and Characterization of Strontium and Calcium Titanate Polycrystalline Powders by a Modified Polymeric Precursor Technique. *Materials Science Forum*, 727–728: 904–908 (2012).
3.Davranov, X.T., Normuradov, M.T., Davlatov, M.A., Toshev, T.U., Kurbonov, N.A. Preparation of calcium titanate perovskite compound, optical and structural properties. East European Journal of Physics, 2024, 2024(3), pp. 350–354. (Scopus, IF: N/A).
4. Wiff, J. P., Fuenzalida, V. M., Arias, J. L. Fernandez, M. S. Hydrothermal–electrochemical $CaTiO_3$ coatings as precursor of a biomimetic calcium phosphate layer. *Materials Letters*, **61** (13): 2739–2743 (2007).2012: pp. 3542 – 3549. http://dx.doi.org/10.1016/j.surfcoat.2012.02.034
5. Давранов Х.Т., Нормурадов М.Т., Довранов К.Т. Получение, оптические и структурные свойства соединения титаната кальция перовскита. NamDU ilmiy axborotnomasi. 2024-8-son (avgust). 33933-1721277234. (01.00.00 №14).

REZONATOR KYUVETLARIDA YARIMO‘TKAZGICH MODDALAR KUKUNLARINI EKSPRESS TAHLIL USULI

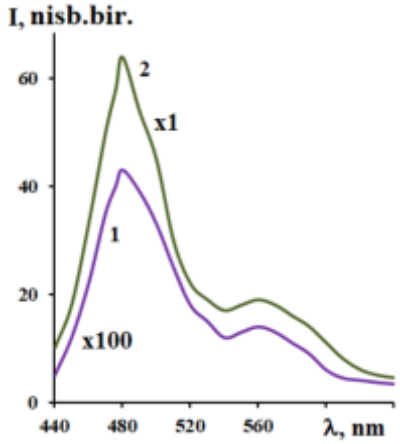
I.A. Raxmatullayev[1], Q.H. Hoshimov[2], B.A. Abdusattorov[3]
[1]Alfraganus universiteti, Toshkent, O’zbekiston Respublikasi
[2]Samarqand davlat universiteti, Samarqand, O’zbekiston Respublikasi
[3]Samarqand davlat universitetining Kattaqo’rg’on filiali
e-mail: i.rakhmatullaev@afu.uz

Jahonda so‘nggi yillarda mikro- va nanoo‘lchamli yarimo‘tkazgich materiallarning fizik xususiyatlarini o‘rganishga bo‘lgan qiziqish tobora ortib bormoqda. Bunday qiziqish ushbu materiallarni olishning zamonaviy usullarini ishlab chiqish, shuningdek, katta amaliy qo‘llanilishi bilan bog‘liq. Ushbu obyektlarning keng miqyosda qo‘llanilishi optik, kimyoviy va boshqa xususiyatlarning noyob kombinatsiyalari, shuningdek, xomashyoning mavjudligi va energiya tejamkor hamda ekologik jihatdan maqbul ishlab chiqarishni yaratish imkoniyati bilan bog‘liq [1]. Bunday obyektlarning optik xususiyatlarini o‘rganishga bag‘ishlangan ko‘plab ishlar mavjud. Biroq, ikkilamchi nurlanishning zamonaviy lazer spektroskopiyasining katta yutuqlariga qaramay, uyg’otilgan nurlanishni ikkilamchi nurlanish signaliga aylantirish samaradorligini oshirish usullari bilan bog‘liq qiyinchiliklar hali ham mavjud [2]. Bu, xususan, uyg’otuvchi nurlanishning siljimagan chastotada kuchli sochilishi bilan tavsiflangan kukunsimon mikro- va nanostrukturalarga tegishlidir. Bunday strukturalarda siljimagan chastotada sochilish intensivligi

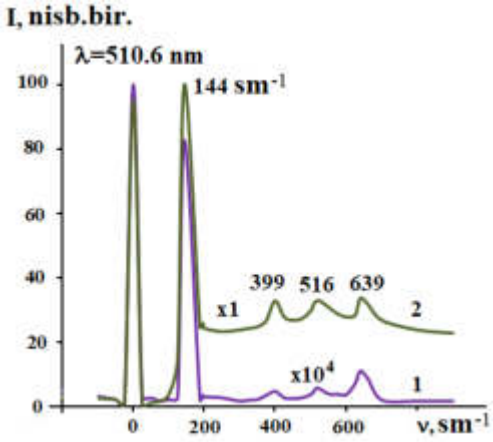
shunchalik kattaki, ikkilamchi nurlanishning kuchsiz signalini (xususan, Raman sochilish signalini) kuzatish amalda mumkin emas.

2004-2006-yillarda tajriba o‘tkazishda biz yangi hodisa - kombinatsion opalessensiya effektini aniqladik [3]. Ushbu ta’sir "opalessensiya"ga o‘xshash bo‘lib, biz uni " kombinatsion opalessensiya" deb nomladik. Dispers muhitlarda ikkilamchi nurlanish signalini kuchaytirish uchun biz metall rezonator kyuvetlarini (foton tuzoqlari) ishlab chiqdik, ularga 2006-yilda ixtiro uchun patent olindi [3]. Tajribalarimizda birinchi marta dispers kukunlar rezonator kyuvetalariga joylashtirilganda Raman sochilish intensivligi 5 tartibga keskin ortishi aniqlandi. Bugungi kunga qadar muhim yarimo‘tkazgichli tuzilmalarda ikkilamchi nurlanish signallarini kuchaytirilgan qayd etish bo‘yicha tadqiqotlar dolzarb bo‘lib qolmoqda [4].

Turli konstruksiyali kyuvetalarda o‘rganilgan rux selenidi (ZnSe) mikrokukunlarining fotolyuminessensiya (FL) spektrlari 1-rasmda keltirilgan. Bu spektrlar bir xil registratsiya rejimlarida o‘rganilgan. Bu spektrlarda eksitonlarning fotonga va bir yoki bir necha bo‘ylama optik fononlarga parchalanish jarayonlari bilan bog‘liq bo‘lgan maksimumlar vujudga keladi. Bizning ishimizda olingan FL spektridagi intensivlik maksimumi (λ_{mak}=476 nm) uch fononli takrorlanishga (A^{3LO}) mos keladi. Natijalar shuni tasdiqlaydiki, rezonator kyuvetasidagi FL signali oddiy silindrsimon kyuvetadagiga qaraganda deyarli 200 marta katta. 2-rasmda turli konstruksiyali kyuvetalarda olingan titan dioksidi (TiO_2) Raman spektrlari (RS) keltirilgan. Spektrlardan ko‘rinib turibdiki, rezonator kyuvetalarini qo‘llash ikkilamchi nurlanish spektridagi uyg‘otuvchi polosa intensivligi bilan taqqoslaganda RS nisbiy intensivligini sezilarli darajada oshirish imkonini berdi. Bu uyg‘otuvchi nurlanish fotonining rezonator kyuvetasi devorlaridan ko‘p marta qaytishi va moddaning bir jinsli bo‘lmagan joylarida sochilishi tufayli moddada o‘tadigan umumiy yo‘lining sezilarli darajada oshishi bilan izohlanadi. Adabiyot ma’lumotlariga [5] ko‘ra, anatazning RS spektrida 144, 197 va 639 sm^{-1} da joylashgan 3 ta E_g maksimumlari (ular mos ravishda E_g (1), E_g (2) va E_g (3) deb belgilangan), 2 ta B_{1g} maksimumlari (399 va 519 sm^{-1}) va A_{1g} maksimumini (513 sm^{-1}) tashkil qiladi. 513 va 519 sm^{-1} atrofida joylashgan maksimumlar faqat past haroratda vujudga keladi va 197 sm^{-1} dagisi nisbatan kichik intensivlikka ega. Eng ma’lumotli va intensiv cho‘qqi 144 sm^{-1} (E_{g1}) hisoblanadi. Bizning holatimizda biz xona haroratida anataz RS spektriga xos bo‘lgan barcha maksimumlarni kuzatdik.



1-rasm. Oddiy (silindrsimon) kyuveta (1) va rezonatorli kyuveta (2) dagi ZnSe mikrokukunlarining ($d_{o'rt}$=2 mkm) FL spektrlari ($I_{uyg'}$~10^5 Vt/sm^2).



2-rasm. Oddiy (silindrsimon) kyuveta (1) va rezonatorli kyuveta (2) dagi TiO_2 mikrokukunlarining ($d_{o'rt}$=5 mkm) Raman spektrlari ($I_{uyg'}$~10^5 Vt/sm^2).

Ishlab chiqilgan rezonator kyuvetalari asosida ikkilamchi nurlanishning kuchsiz signallarini kuchaytirilgan qayd etish usuli amaliy jihatdan muhim bo‘lgan noorganik va organik tuzilmalar: geterogen tuzilmalar, farmatsevtika preparatlar va boshqa turdagi moddalarning ikkilamchi nurlanish kuchsiz signallarini qayd etish uchun keng istiqbollarni ochib beradi.

Foydalanilgan adabiyotlar ro’yxati.

1. В.В. Нещименко. Структура, свойства и радиационная стойкость оксидных микро- и нанопорошков и отражющих покрытий, изготовленных на их основе. Дисс. д-ра физ.-мат. наук, Томск: ТУСУР (2016). – 273 с.
2. V.S. Gorelik, I.A. Rakhmatullaev. Excitation of Raman optical processes in an ultradispersed medium by radiation from a pulsed-periodic laser. Technical Physics (2005), 50(1), pp.61–64. https://doi.org/10.1134/1.1854824
3. В.С. Горелик, И.А. Рахматуллаев. Устройство для возбуждения вторичного излучения в молекулярных средах. Патент РФ №2289121. Официальный бюллетень (2006), №34, с.1-6.
4. I.A. Rakhmatullaev, N.F. Bunkin, M.Kh. Davronov. Effect of Raman opalescence in titanium dioxide micropowders under pulse-periodic laser excitation. Journal of Applied Spectroscopy (2025), **91**(6), pp.1256–1260. https://doi.org/10.1007/s10812-025-01846-9
5. Gurov A.A. Formation of phase composition, microstructure and surface of functional materials during consolidation of titanium dioxide nanopowder. Technical Sciences Candidate's Dissertation, Perm, Russia (2018). – 122 p.

СЕКЦИЯ III. ДЕФЕКТЫ И ПРИМЕСИ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛАХ

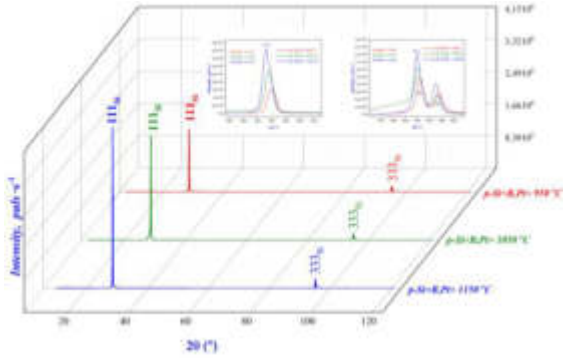
KREMNIYDA PLATINA VA KISLOROD BILAN LEGIRLASH NATIJASIDA SHAKLLANUVCHI KRISTALLITLAR VA FAZAVIY O‘ZGARISHLARNING RENTGENOSTRUKTURA ASOSIDA O‘RGANILISHI

S. Zaynabidinov, B. Ergashev, S. Ibroximov, M. Xotamov, J. Madaminjonov
Z.M.Bobur nomidagi Andijon davlat universiteti, Andijon, O‘zbekiston

Zamonaviy yarimo‘tkazgich texnologiyalarida kremniy asosidagi monokristall materiallarning tuzilmasini chuqur o‘rganish ularning fizik-kimyoviy xossalarini optimallashtirishda muhim ahamiyatga ega. Xususan, kremniyga bor va platina singari atomlarning kiritilishi kristall panjarada yuzaga keladigan mikronomuvofiqliklar, diffuziya jarayonlari va fazaviy o‘zgarishlarga olib keladi. Ushbu tadqiqotda *p*-Si<B> va *p*-Si<B,Pt> monokristall namunalarida yuqori haroratli issiqlik ishlovlari ta’sirida hosil bo‘luvchi tuzilmaviy o‘zgarishlar rentgen difraksion tahlil asosida o‘rganiladi. *p*-Si<B,Pt> namunalarining rentgengrammalarida yuqori (I_{Si},(950°C) = 1.5×10^5 imp/s, I_{Si}, (1050°C) = 1.9×10^5 imp/s va I_{Si} (1150°C) = 2.4×10^5 imp/s) intensivlikdagi uchinchi tartibli akslanishlar (333)Si α_1 va α_2 nurlanishli tashkil etuvchilarga yaqqol ajralgan holatda $2\theta = 95{,}04°$, 95,00° va 94,99° sochilish burchaklarida kuzatilgan (1 rasmga qarang). Bu (220)Si va (440)Si akslanishlari kremniy panjarasining an’anaviy tartibini saqlab qolayotganidan, (400)Si va (331)Si akslanishlarining paydo bo‘lishi esa Pt atomlarining diffuziyasi va kremniy panjarasining ichki kuchlanishlar ta’sirida deformatsiyaga uchraganidan dalolat beradi [1].

Mazkur kremniy panjarasining ichki kuchlanishlar ta’siridagi turli deformatsiyalari p-Si<B,Pt> namunalarining sirt va hajmi bo‘ylab turli (9 nm dan 85 nm gacha) o‘lchamdagi polikristall sohalarni shakllantirishga olib keldi. Ana shunday kristall panjaraning ichki kuchlanish qiymatini aniqlash uchun, olmossimon tuzilmalar uchun kuzatilishi man etilgan tuzilmaviy akslanish, ya’ni $2\theta = 58{,}97°$, 58,93° va 58,88° sochilish burchaklarida kuzatilgan (222)Si akslanishining tabiatini o‘rganildi. Ularning intensivligini asosiy (111)Si tuzilmaviy akslanish intensivliklariga nisbati I(222)/I(111) hisoblanganda quyidagi qiymatlar olindi. $6{,}7\times10^{-4}$, $5{,}9\times10^{-4}$ va $4{,}8\times10^{-4}$. Bu qiymatlar 10^{-4} dan qisman farq qildi. Lekin mazkur farqlar Pt atomlarining diffuziyalanish harorati ortishi bilan kamayib borishi, kristall panjaraning ichki kuchlanishlari ma’lum qiymatga yetganda, subkristallitlarning bo‘linish chegaralarida kichik o‘lchamdagi kristallitlar shakllanishiga turtki bo‘layotganidan dalolat beradi [2].

Bundan tashqari, namunalarda diffuziyalanish harorati va kristall panjara ichki kuchlanishlarining ortishi tufayli kremniyning fon kirishmalaridan kislorod va bor atomlarining qayta taqsimlanishi ham yuz berdi. Buning natijasida p-Si<B,Pt> namunalarining rentgengrammalarida: $2\theta = 20{,}2°$ va $2\theta = 42{,}6°$ burchakli sochilishlarda SiO_2 fazasiga tegishli (100) va (200), $2\theta = 23{,}0°\div23{,}6°$ burchakli sochilishlarda B_2O_3 fazasiga tegishli (100), $2\theta = 49{,}9°$ va $2\theta = 99{,}75°$ burchakli sochilishlarda PtO_2 fazasiga tegishli (211) va (420), shuningdek $2\theta = 52{,}6°$ va $2\theta = 78{,}6°$ burchakli sochilishlarda $SiPt_3$ fazasiga tegishli (310) va (322) tuzilmaviy akslanishlar kuzatildi.



1-rasm. Pt atomlari diffuziyalangan p-Si<B,Pt> monokristall namunalarining 950°C, 1050°C va 1150°C haroratlarda 5 soat davomida otjog‘ qilinganidan keyingi rentgengrammalari.

Bu esa, o‘z navbatida, p-Si<B,Pt> namunalarining subkristallitlar bo‘linish chegaralarida hamda sirt sohalarida quyidagi fazaviy guruhlarga mansub kristallitlar shakllanganidan dalolat beradi: SiO_2 va B_2O_3 uchun — P3221, PtO_2 uchun — Pn3m, $SiPt_3$ uchun — P4/mbm, ularning o‘lchami 10 nm dan 45 nm gacha. PtO_2 va $SiPt_3$ birikmalariga tegishli tuzilmaviy akslanishlarning eksperimental qiymatlari asosida ularning panjara doimiysi aniqlangan: $a_{ex}(PtO_2)$ = 0.4491 nm, $a_{ex}(SiPt_3)$ = $b_{ex}(SiPt_3)$ = 0.551 nm, $c_{ex}(SiPt_3)$ = 0.401 nm. p-Si<B,Pt> namunalarining rentgengrammalarida kichik burchakli ($2\theta \approx 13°$) sochilishlarda SiO_x ga tegishli bo‘lgan diffuziyaviy akslanish deyarli o‘zgarmagan holatda kuzatilib, harorat ortishi bilan shakllanayotgan fragmentlarning o‘lchamlari (mos ravishda 1,3 nm, 1,9 nm va 2,6 nm) orta borayotgani aniqlandi [3]. Bu esa, o‘z navbatida, kremniy kristall panjarasida qo‘shimcha mikrobuzilishlarning shakllanishi kamayib borayotganidan dalolat beradi. Shuningdek, p-Si<B,Pt> namunalarining rentgengrammalarida 2θ = 30,8° burchakli sochilishlarda kuzatilgan (110) kristallografik orientatsiyaga mansub SiB_6 nanokristallitlariga tegishli bo‘lgan tuzilmaviy akslanish tabiati deyarli o‘zgarmagan. Faqat ularda ham qisman tartiblanish kuzatilib, diffuziya harorati hamda kristallning ichki kuchlanishining ortishi bilan ushbu nanokristallitlarning o‘lchami (60 nm, 68 nm va 75 nm) orta borishiga turtki bo‘lgan.

Monokristall p-Si<B> va p-Si<B,Pt> namunalarining o‘tkazilgan rentgenotuzilmaviy tadqiqot natijalari asosida quyidagi xulosalarga kelindi: Monokristall p-Si<B> namunalarining sirti (111) kristallografik orientatsiyaga tegishli ekanligi, 950°C, 1050°C va 1150°C haroratlarda issiqlik ishlovlari ta’sirida kristalldagi nuqsonlar yoki atomlarning qayta taqsimlanishi natijasida panjara doimiysi (aSi,(950°C) = 0,534 nm, aSi,(1050°C) = 0,535 nm va aSi,(1150°C) = 0,536 nm) ortib borishi, shuningdek, kristall panjarasining mukammallik darajasi 1050°C da ortayotgani va 1150°C da esa kamayishi aniqlandi; 950°C, 1050°C va 1150°C haroratlarda Pt atomlari kiritilgan monokristall kremniy namunalarining panjara doimiysi (aSi,(950°C) = 0,5337 nm, aSi,(1050°C) = 0,5343 nm va aSi,(1150°C) = 0,5349 nm) kamayishi, shuningdek, Pt atomlarining harorat ortishi bilan kremniy panjarasida bir xil miqdorda taqsimlanishi natijasida kristall panjaradagi dislokatsiyalar va defektlar kamayib, subkristallitlarning o‘lchamlari (59.6 nm, 60.4 nm va 61.1 nm) ortishi aniqlandi; 950°C, 1050°C va 1150°C haroratlardagi issiqlik ishlovlari ta’sirida kristall panjarasidagi mikrokuchlanishlar (dislokatsiyalar yoki boshqa nuqsonlar) namunalarining sirtiy sohalarida shakllanishi, shuningdek, hajm bo‘ylab esa barqarorlashuvi aniqlandi; 950°C haroratda nisbatan past diffuziya tufayli subkristallitlarning (59.7 nm) holati sezilarli darajada o‘zgarmagani,

1050°C haroratda qayta kristallanish jarayoni yuz berishi natijasida ularning o‘lchami (61.1 nm) ortib, yiriklashgani va 1150°C haroratda subkristallitlarning yo‘qolishi hamda qayta shakllanish jarayonlari faollashuvi tufayli ularning o‘lchami (57.4 nm) kamayishi aniqlandi; Kremniy, bor va kislorod atomlarining birikishi natijasida panjara doimiysi mos ravishda (aexp = bexp = 0.5031 nm va cexp = 0.5527 nm) hamda (aexp = bexp = 0.4415 nm va cexp = 0.8812 nm) bo‘lgan P3221 fazaviy guruhiga mansub trigonal elementar katakchalardan tashkil topgan, 21÷25 nm o‘lchamli SiO_2 hamda 55 nm o‘lchamli B_2O_3 kristallitlari shakllanishi aniqlandi; 950°C, 1050°C va 1150°C haroratlarda issiqlik ishlovi berilgan monokristall p-Si<B> namunalarining sirtiy sohalarida kremniy va kislorod atomlari o‘zaro to‘yinmagan (SiO_x) bog‘lari tufayli 2 nm, 1,6 nm va 1,7 nm o‘lchamli klasterlar shakllanishi, shuningdek, ular Pt atomlari kiritilgan holda esa qisman tartiblanishi aniqlandi; 950°C, 1050°C va 1150°C haroratlarda issiqlik ishlovlari ta’sirida p-Si<B> namunalarining sirtida panjara doimiysi aexp = 0.4156 nm bo‘lgan kub elementar katakchalardan tashkil topgan 75 nm, 71 nm va 95 nm o‘lchamli nanokristallitlar shakllanishi, shuningdek, p-Si<B,Pt> namunalarda mazkur nanokristallitlarning o‘lchamlari (60 nm, 68 nm va 75 nm) harorat ortishi bilan tartiblanishi aniqlandi [3].

Adabiyotlar

1 Seibt, M., et al. (2013). Oxygen-related defects in silicon: Fundamental understanding and device applications. Physica Status Solidi (a), 210(1), 57–64. https://doi.org/10.1002/pssa.201228292
2 Cheynet, M. C., et al. (2014). Platinum diffusion and silicide formation in Si substrates: Structure and phase transitions. Journal of Applied Physics, 115(17), 173703. https://doi.org/10.1063/1.4874737
3 Kveder, V., et al. (2017). Point defects and clustering in silicon after high-temperature treatments. Semiconductors, 51(10), 1324–1330. https://doi.org/10.1134/S1063782617100124

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕФЕКТНОЙ СТРУКТУРЫ n-КРЕМНИЯ, ЛЕГИРОВАННОГО Cr И Er

Ш.Б. Утамурадова, К.М.Файзуллаев
НИИ физики полупроводников и микроэлектроники при НУУз, ул. Янги Олмазор 20, Ташкент, Узбекистан

Легирование переходными (Cr) и редкоземельными (Er) элементами рассматривается как эффективный способ модификации электрических и оптических свойств кремния. Cr, внедряясь в междоузлия, образует глубокие рекомбинационные уровни E_c−0,23 эВ и увеличивает плотность дефектов [1, 2]. Er, напротив, склонен к формированию низкоомной фазы $ErSi_{2-x}$ с барьером Шоттки 0,3–0,4 эВ и проявляет фотолюминесценцию на 1,54 мкм [3–5]. Совместное введение Cr + Er почти не изучено; немногие работы [6, 7] указывают на возможность пассивации Cr-центров за счёт образования комплексных соединений, однако влияние скорости охлаждения после отжига остаётся открытым вопросом. Настоящая работа направлена на заполнение этого пробела.

Монокристаллы n-Si ($\rho = 2{,}5–10\ \Omega\cdot$см) последовательно легировали Cr и Er твёрдофазной диффузией ($T = 1\,200$ °C, 1, 15 ч). Охлаждение осуществляли либо быстрым закалом (10^3 К/с), либо медленным печным способом (2 К/мин). Структуру исследовали методами Raman ($\lambda = 532$ нм), XRD (Cu Kα), SEM/EDS и TEM. Смещение главного LO-фононного пика Δω конвертировали в эквивалентное напряжение по коэффициенту $-0{,}7$ см$^{-1}$/ГПа.

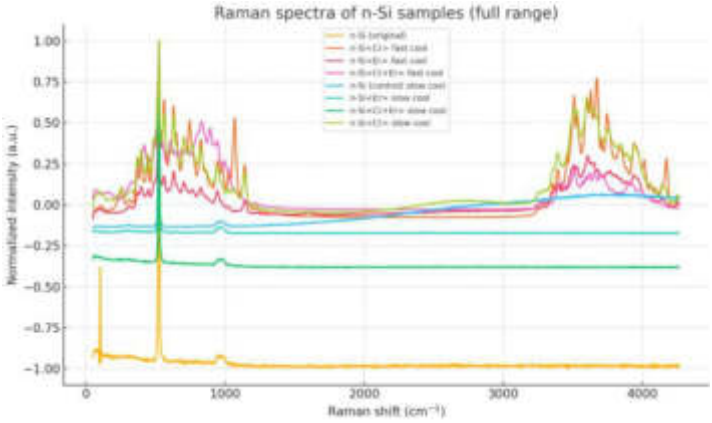


Рисунок 1. Полный спектральный диапазон нормализованных спектров комбинационного рассеяния (Рамана) для образцов n-типа кремния: исходный (n-Si original), контрольный (n-Si control) и легированные хромом (Cr), эрбием (Er) и их комбинацией (Cr+Er) при различных режимах охлаждения (быстрое и медленное охлаждение).

Спектры демонстрируют (рис.1) характерные пики кремния, а также изменения интенсивности и положения максимумов, связанные с влиянием легирующих элементов и режимов термообработки. Быстро охлаждённый n-Si<Cr+Er> демонстрирует $\Delta\omega = -2{,}9$ см$^{-1}$ (растяжение $\approx +4{,}1$ ГПа) и FWHM $= 13{,}7$ см$^{-1}$. При медленном охлаждении наблюдаются слабое сжатие ($\Delta\omega = +0{,}8$ см$^{-1}$; $\sigma \approx -1{,}1$ ГПа) и минимальная ширина пика (8,0 см$^{-1}$). Сужение рефлекса Si (400) и появление слабых пиков $ErSi_{2-x}$ подтверждают образование упорядоченной интерметаллидной фазы. При быстром охлаждении фиксируются нанокластеры Cr-обогащённых областей ($d \approx 5$ нм); медленное охлаждение приводит к их коагуляции в ориентированные наночастицы $ErSi_{2-x}$ и выравниванию распределения примесей.

Полученные данные согласуются с литературой: Cr индуцирует растягивающие напряжения и глубокие уровни [1, 2], тогда как Er способствует релаксации решётки [4, 5].

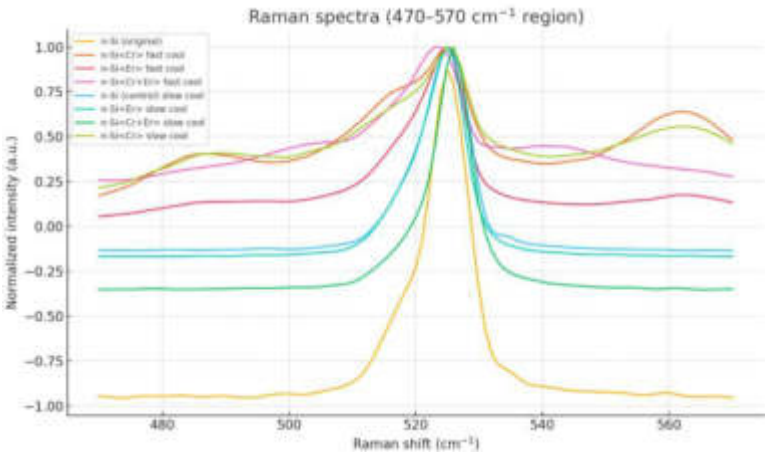


Рисунок 2. Фрагмент Раман-спектров в области 470–570 см$^{-1}$ для образцов n-типа кремния: исходного (n-Si original), контрольного (n-Si control) и легированных Cr, Er и Cr+Er с последующим быстрым или медленным охлаждением.

Центральный пик (рис.2) около 520 $см^{-1}$ соответствует оптическому фонону кристаллического кремния. Сдвиги, уширения и изменения интенсивности пика указывают на структурные и дефектные изменения, вызванные легированием и термическими режимами. Новым является факт, что медленное охлаждение активирует «пассивационную» роль Er: образуются комплексы Cr–Si–Er, снижающие концентрацию одиночных Cr-дефектов и переводящие напряжённое состояние в лёгкое сжатие. Это подтверждает предположение [6] о потенциальной синергии Cr + Er, но конкретизирует механизм через контроль скорости охлаждения.

Быстрое охлаждение фиксирует междоузельные Cr-дефекты, приводя к растяжению решётки и росту FWHM до 13–14 $см^{-1}$.

Медленное охлаждение после совместного легирования Cr + Er формирует фазу $ErSi_{2-x}$ и комплексы Cr–Si–Er, что снижает FWHM до 8 $см^{-1}$ и переводит напряжения в сжатие.

Оптимальный технологический маршрут: последовательное введение Cr и Er с последующим медленным охлаждением, обеспечивающим высокое кристаллическое качество n-Si и перспективные опто- и электро-характеристики.

Список использованных источников

[1] M. J. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, Wiley, 1981.
[2] V. P. Yarykin et al., *Semicond. Sci. Technol.* 23 (2008) 085011.
[3] J. R. Hayes et al., *Appl. Phys. Lett.* 59 (1991) 2210.
[4] C. I. Harris, *J. Appl. Phys.* 70 (1991) 521.
[5] K. T. Tsen et al., *J. Appl. Phys.* 92 (2002) 2459.
[6] Y. Liu et al., *Mater. Sci. Eng. B* 178 (2013) 1526.
[7] S. K. Gopalakrishnan et al., *J. Electrochem. Soc.* 165 (2018) H3059.

Si_4S FAZASINING (1×1×3) O‘LCHAMLI SUPERYACHEYKADAGI ELEKTRON HOLATLAR ZICHLIGINI (DOS) HISOBLASH ORQALI TAQIQLANGAN SOHA KENGLIGINI ANIQLASH

A.Sh. Mavlyanov[1], B.A. Abduraxmanov[2], G.O. Abdurazzaqova[1]
[1]*O‘zbekiston Milliy universiteti huzuridagi Yarimo‘tkazgichlar fizikasi va mikroelektronika ilmiy-tadqiqot instituti*
[2]*Islom Karimov nomidagi Toshkent davlat texnika universiteti*

Olmos turidagi YMK (yonlari markazlashgan kub) (1×1×3) o‘lchamli superyacheykasida Si_4S fazasining elektron holatlar zichligi va soha diagrammasini hisoblash va modellashtirish uchun “O‘zbekiston-Yaponiya yoshlar innovatsion markazi” ning energetika laboratoriyasida o‘rnatilgan server stansiyasining hisoblash quvvatlaridan foydalanildi. Hisoblash uchun Quantum ESPRESSO bepul dasturiy ta’minoti qo‘llanildi.

Tadqiqot obyekti sifatida Si panjarasi tanlangan bo‘lib, u kremniy panjarasining tugunlarida S va Mn kirishma atomlarining joylashishini ko‘zda tutgan holda olmos strukturaga ega bo‘lgan

(1×1×3) o‘lchamdagi superyacheykaga keltirilgan. S va Mn kirishma atomlar birinchi koordinatsion sferada Si_4S, Si_4Mn, Si_3MnS fazalarining shakllanishiga olib keladi deb hisoblaymiz. Si uchun quyidagi panjara parametrlar o‘rnatildi: a = 5,43095 Å, d(A-B) = 2,35167 Å va d(A-A) = 33,84026 Å.

(1×1×3) **o‘lchamli** superyacheykadagi Si_4S fazasining elektron holatlar zichligini (DOS) hisoblash uchun Quantum ESPRESSO dasturida Habbard tuzatmasidan (Habbard U correction, DFT+U) foydalangan holda elektron zichlik funksional usulidan (DFT) foydalanildi.

Birinchi bosqichda strukturaning to‘g‘riligiga ishonch hosil qilish zarur hisoblanadi. Shundan so‘ng, relaksatsiya hisoblari bajarildi. Buning natijasida bo‘shashgan strukturada ionlarning joylashuvi olindi. Keyingi bosqichda esa relaksatsiya hisoblari o‘rniga turli xil ion holatlari uchun o‘rnatilgan nuqtada o‘z-o‘ziga mos keluvchi maydon (SCF) hisoblari bajarildi.

Quantum ESPRESSO dasturida ionning o‘rnatilgan joylashuvi uchun asosiy holat energiyasini olishda calculation='scf' turidagi hisoblashni bajarish kerak bo‘ladi.

SCF (o‘z-o‘ziga mos keluvchi maydon) usuli – bu ko‘p zarrachali tizimlar uchun Shredinger tenglamasini iteratsion yechish usulidir. Ular asosida ko‘plab kvant-kimyoviy usullar qurilgan bo‘lib, ulardan eng mashhurlaridan biri – Hartri-Fok usuli hisoblanadi [1].

Mazkur holatda faqat elektron relaksatsiyasi/minimizatsiyasi bajariladi. Shuningdek, nolga teng kuchga (aslida to‘liq nol emas, balki oldindan berilgan minimal kuchga ega bo‘ladi) ega bo‘lgan relaksatsiyalangan strukturani topish uchun calculation='*relax*' turidagi hisoblashni bajarish mumkin. Bunday holatlarda elektron relaksatsiyasi hamda ionlarning joylashuvining relaksatsiyasi amalga oshiriladi. Quantum ESPRESSO’da hisoblashning standart varianti calculation='*scf*' hisoblanadi.

Keyinchalik dastur elektron holatlar zichligini hisoblab, (1×1×3) o‘lchamli superyacheykadagi Si_4S fazasining soha strukturasining grafik ko‘rinishini yaratildi.

Yuqorida aytilganidek, dastlab SCF hisoblash bajarildi, so‘ngra esa (oldingi bosqichda hisoblangan o‘rnatilgan potensialda) kerakli *k*-nuqtalar to‘ri va *nbnd* yo‘laklarlar soni bilan SCF hisoblash bajarildi. Berilgan *k*-nuqtalar to‘plami uchun faqat Kohn-Sham holatlari hisoblanganda calculation='*bands*' opsiyasidan foydalanildi.

Quantum ESPRESSO dasturida Si4S fazasi uchun o‘tkazilgan hisoblash natijalari 1-rasmda keltirilgan.

Tadqiq etilayotgan kirishmalarga ega bo‘lgan kremniy nometall sifatida qaralsa, ya’ni metallmas sifatida ko‘rilganida (ya’ni “smearing” opsiyasi qo‘llanilmay, balki occupations='fixed' opsiyasi ishlatilganida), SCF hisoblashining chiqish faylidan to‘g‘ridan-to‘g‘ri taqiqlangan soha kengligini olish mumkin bo‘lardi. SCF kirish faylida *nbnd* opsiyasidan foydalanib, undan so‘ng hisoblashni ishga tushirilganida chiqish faylida quyidagi ko‘rinishdagi qatorni topish mumkin edi: *highest occupied* (eng yuqori band bo‘lgan sath), *lowest unoccupied level* (eng past band bo‘lmagan sath) (ev): 2.3145 3.6545.

Mazkur qiymatlar orasidagi farq taqiqlangan soha kengligini ifodalaydi. Masalan, yuqorida aytilgan holatda taqiqlangan soha kengligi (3.6545 - 2.3145) eV = 1.34 eV ni tashkil qilgan bo‘lardi.

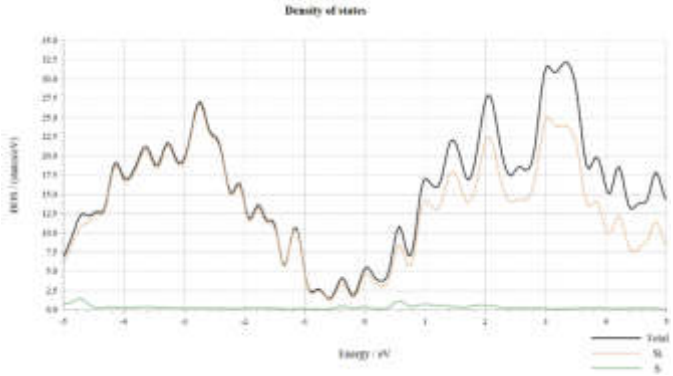
Biroq, tadqiq etilgan ishda kvant-kimyoviy hisoblashlarda moslikni tezroq olish uchun kirishmalarga ega bo‘lgan kremniy metall sifatida qaralgan (ya’ni *occupations='smearing'* opsiyasi qo‘llanilgan). Aslida esa krishmalarga ega bo‘lgan kremniy taqiqlangan sohaga ega bo‘lgan yarimo‘tkazgich hisoblanadi. Bunday holatda, DOS (elektron holatlar zichligi) (1-rasmda

ko‘rsatilgan grafik) chiqish faylini tekshirib, taqiqlangan soha kengligini hisoblash uchun kerakli qiymatlarni olish mumkin bo‘ladi.

Buning uchun avvalo doc.x hisoblash jarayonida yaratilgan ma’lumotlar fayli ochildi. Ma’lumotlar faylining nomi kirish faylida *fildos* opsiyasi qiymati sifatida aniqlangan bo‘ladi. Agar faylni topishda qiyinchilik bo‘lsa, odatda *prefix.doc* nomli faylga murojaat qilish mumkin. U odatda spin-qutublanmagan hisoblash uchun uchta ustun (spin- qutublangan hisoblash uchun esa to‘rt ustun) ma’lumotni o‘z ichiga oladi. *espresso.doc* fayli ochilganda, birinchi qator quyidagi ko‘rinishda bo‘ladi:

 # E (eV) dos(E) Int dos(E) EFermi = 6.624 eV

Fermi sathi qiymati 6.624 eV yaqinida DOS qiymatlarining nolga teng bo‘lgan barcha keyingi qiymatlarini topamiz. E’tiborimizni DOSning birinchi nol qiymati uchragan energiya qiymatlariga qaratamiz. U (-6.293 eV) da uchraydi.



1-rasm. Fd3m fazoviy guruhiga ega (1×1×3) o‘lchamli superyacheykada Si_4S fazasining elektron holatlar zichligi (DOS)

So‘ngra yuqoriga qarab suramiz va nol qiymatlar ketma-ketligidan keyin birinchi nolga teng bo‘lmagan DOS qiymati qayerda paydo bo‘lishiga e’tibor beramiz. U (-8.053 eV) da yuzaga keladi.

Foydalanilgan adabiyotlar

1. Дж.А.Попл. Квантово-химические модели. Успехи Физических Наук, Т. 132, №3 (2002) С.349-356.

ВОЗДЕЙСТВИЕ ВСЕСТОРОННЕГО ДАВЛЕНИЯ НА СВОЙСТВА МЕЖФАЗНОЙ ГРАНИЦЫ В СТРУКТУРАХ ТИПА МЕТАЛЛ-ДИЭЛЕКТРИК-ПОЛУПРОВОДНИК

Ш.Х. Далиев[1], Ф.А. Сапаров[1], З.А. Байсафарова[2]

[1]НИИ физики полупроводников и микроэлектроники при НУУз им. М. Улугбека,
[2]Филиал федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего образования "Национальный исследовательский университет "МЭИ" в г. Ташкенте, Узбекистан

*sfa@inbox.ru

Структуры типа металл-диэлектрик-полупроводник (МДП) являются основой большинства современных полупроводниковых приборов [1-3]. В статье рассмотрено влияние всестороннего гидростатического давления на формирование и эволюцию дефектных состояний в трехслойных структурах, изготовленных на основе кремния. Одним

из ключевых факторов, влияющих на их стабильность и надежность, являются физико-химические процессы на межфазной границе раздела полупроводник-диэлектрик. В данной работе проанализировано влияние всестороннего гидростатического давления на характеристики таких структур, включая смещение вольт-фарадных (C–V) зависимостей, перераспределение поверхностных состояний и релаксационные эффекты.

Одним из первых наблюдений влияния давления было установлено смещение C–V характеристик в сторону отрицательных напряжений и увеличение плотности поверхностного заряда при нагрузке 0,1–0,8 кг/мм². Эти эффекты связываются с миграцией ионов натрия в поле механической деформации, возникающей в слое SiO_2 [4]. Аналогичные выводы получены и при анализе спектров плотности пограничных состояний. Установлено, что число состояний соответствует количеству нейтрализованных ионов у границы $Si–SiO_2$. Однако при более высоких давлениях (до 8 кбар), значительных изменений в C–V характеристиках не наблюдалось. Тем не менее, на спектрах распределения поверхностных состояний отмечался максимум в области энергий Ec–0,74 эВ, объясняемый распадом примесных преципитатов и миграцией дефектов к межфазной границе.

Межфазные границы, сформированные с использованием легкоплавких стекол (PbO-SiO_2-B_2O_3-Al_2O_3-Ta_2O_5), обладают меньшей чувствительностью к термическим и механическим нагрузкам. Было показано, что давление в 8 кбар индуцирует появление донорных центров в стекле, способных участвовать в обмене электронами с полупроводником. При этом релаксационные пики в температурных зависимостях тангенса угла диэлектрических потерь смещаются на 5–7 °C вверх, что связано с перезарядкой образовавшихся центров. Также наблюдается гистерезис вольт-фарадных характеристик, обусловленный деформацией стеклянной матрицы и увеличением количества оборванных связей Si–O и Si–Si. Это приводит к формированию дополнительных поверхностных состояний и изменению спектра их распределения по запрещённой зоне кремния.

Особое внимание уделяется воздействию давления на структуры с примесями. Например, цезий, внедренный ионной имплантацией, уменьшает плотность поверхностных состояний при нормальных условиях. Однако при давлении наблюдается ещё большее снижение этой плотности (до $\sim 3 \div 5 \times 10^{11}$ $см^{-2}$), что объясняется образованием генерационных центров, компенсирующих влияние примеси на инверсионный заряд.

Аналогично, введение иридия и других нетрадиционных примесей также влияет на тензочувствительность и поведение структур под давлением. А образцы, содержащие примеси никеля, выявило комплексную природу формирования дефектных состояний на границе $Si–SiO_2$. Примесь Ni проявляет высокую активность, образуя глубокие уровни в запрещённой зоне, особенно вблизи уровня Ec–0,4…0,5 эВ. При воздействии давления наблюдается перераспределение никеля и его агрегация вблизи межфазной границы, что приводит к увеличению плотности генерационно-рекомбинационных центров.

С одной стороны, давление способствует ускоренной диффузии Ni, увеличивая вероятность его захвата в диэлектрических и межфазных ловушках. С другой стороны, при определённых условиях возникает стабилизация никелевых комплексов, снижающая подвижность примеси и уменьшающая вклад Ni в нестабильность параметров МДП-структур.

Из проведённого анализа видно, что:

- Влияние давления на свойства границы раздела $Si–SiO_2$ и Si–стекло проявляется в виде изменений C–V характеристик, перераспределения плотности поверхностных состояний и релаксационных эффектов.

- Давление стимулирует миграцию дефектов и ионов, вызывает распад примесных комплексов, способствует гетерированию дефектов и увеличивает число поверхностных состояний.
- В структурах с легкоплавкими стеклами наблюдается снижение чувствительности к механическим воздействиям за счёт релаксации напряжений.
- Примеси, такие как цезий и иридий, изменяют ответ структуры на давление, позволяя частично компенсировать его влияние.
- В образцах, присутствие никеля усиливает чувствительность структур к внешним воздействиям, а его влияние необходимо учитывать при проектировании приборов, работающих в условиях механических нагрузок или при высоких температурах.

Несмотря на значительный объём работ, вопросы стабилизации межфазной границы и управление параметрами под внешними воздействиями остаются актуальными, особенно в условиях миниатюризации приборов и повышения требований к их надёжности.

Литература

1. Ш. Б. Утамурадова, Ш. Х. Далиев, А. Ш. Мавлянов, Ф. А. Сапаров. Минимизация влияния внешних факторов при подготовке гетероструктур на основе Кремния // Актуальные проблемы физики твердого тела, сборник докладов XI Международной научной конференции, ГО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению» Минск, 2025 с. 379-381.
2. Sh.Kh. Daliev, and F.A. Saparov, “On the properties of the Si-SiO2 transition layer in multilayer silicon structures” // *East European Journal of Physics*, 2023. (4), pp. 206-209.
3. Sh. Kh. Daliev, F. A. Saparov Influence of the interface on the electrical characteristics of MIS structures // *The European science review*, №1-2, 2022, pp. 31-35.
4. Sh. Kh. Daliev, F. A. Saparov and F. Umarov. "Influence of thermal field treatments on the volt-farad characteristics of MDS structures." // *SCIENCE AND WORLD International scientific journal* № 10 (98) Vol 2 (2021): pp. 8-11.

СКАНДИЙ БИЛАН ЛЕГИРЛАНГАН КРЕМНИЙНИНГ ЭЛЕКТР ВА ОПТИК ХУСУСИЯТЛАРИНИ ЎРГАНИШ

Х.С. Далиев[1], И.Х. Хамиджонов[2], Б.Ш. Аликулов[2]

[1]“МЭИ миллий тадқиқот университети” Федерал давлат бюджети олий таълим муассасасининг Тошкент шаҳридаги филиали

[2]Ўзбекистон Миллий университети ҳузуридаги Яримўтказгичлар физикаси ва микроэлектроника илмий - тадқиқот институти

Фан ва техниканинг ривожланиши ташқи таъсирларга чидамли ва ўта сезгир бўлган яримўтказгичли асбобларни яратишга кўплаб талаблар қўймоқда. Яримўтказгичли асбобларнинг асосий материали ҳисобланган кремнийнинг тақиқланган соҳасида чуқур энергетик сатҳ ҳосил қилувчи ҳамда унинг хоссаларини ўзгариш имконини берувчи нодир ер элементларини легирлаб, уларга ташқи факторларнинг таъсирини ва хусусиятларини ўрганиш бўйича кўплаб илмий-тадқиқот ишлар олиб борилган [1-2]. Ўтказилган илмий-тадқиқотларнинг таҳлили шуни кўрсатдики, кремнийга скандийни легирлаб, скандий атомларининг кремнийдаги айрим хусусиятлари етарлича ўрганилмаган.

Ушбу иш кремнийга скандий атомларини диффузия усули билан легирлаб, легирланган кремнийнинг электр ва оптик хусусиятларини ўрганишга бағишланган. Тадқиқот учун, солиштирма қаршилиги 48 Ом·см бўлган, Чохрал усулида ўстирилган n-типли монокристалл кремнийдан фойдаланилди. Киришма элементи сифатида, тозалиги 99.999 % бўлган скандий элементи олинди. Монокристалл кремний намуналарнинг ўлчами 14x7x1 мм га тенг.

Диффузиядан олдин монокристалл кремний намуналарига механик ва кимёвий ишлов берилди. ВУП-4 қурилмаси ёрдамида монокристалл кремний сиртига скандий атомлари юқори вакуум (10^{-6} мм. сим. уст.) остида пуркалди. Ушбу намуналар кварц шишадан тайёрланган ампулаларга жойлаштирилди. Ампула ичидаги ҳаво сўриб олинди ва юқори вакуум олинди. Диффузия жараёни СУОЛ 4 печи ёрдамида T=1200°C ҳароратда t=20 соат вақт давомида олиб борилди. Диффузиядан кейин, намуналар тез совитилди. Олинган натижаларни таққослаш учун, солиштирма қаршилиги 48 Ом·см бўлган n-типли монокристалл кремний (киришмасиз) ёки назорат намуналарини ҳам кварц шишадан тайёрланган ампулаларга жойлаштирилди. Ампулалар ичидаги ҳаво сўриб олинди ва юқори вакуум олинди. Назорат намуналарни ҳам диффузия печи ёрдамида T=1200°C ҳароратда t=20 соат вақт давомида термик ишлов берилди.

Скандий билан легирланган кремний ва назорат намуналарнинг солиштирма қаршилиги тўрт зондли усул ёрдамида ўлчанди. Диффузиядан кейинги солиштирма қаршиликнинг қийматлари ва термик ишлов берилган назорат намуналарнинг дастлабки қийматлар билан таққосланди.

Скандий билан легирланган кремний намуналарининг дастлабки солиштирма қаршилиги 48 Ом·см бўлган бўлса, диффузиядан сўнг, намуналарнинг солиштирма қаршилиги 100-120 Ом·см га ўзгариши ва уларнинг ўтказувчанлик типи эса ўзгармай қолгани кузатилди. Термик ишлов берилган назорат намуналарнинг ўтказувчанлик типи ва солиштирма қаршиликнинг қийматлари ўзгармай қолган.

Монокристалл кремнийни ўстириш жараёнида пайдо бўладиган нуқсонлари (оптик фаол кислород ва оптик фаол углерод) билан киришма атомларининг ўзаро таъсирини ҳам ўрганилди. Оптик фаол кислород $N_o^{\text{опт}}$ ва оптик фаол углерод $N_c^{\text{опт}}$ концентрацияларини хона ҳароратида аниқлаш учун, 370÷7800 $см^{-1}$ диапазонида ишлайдиган ФСМ-2201 инфрақизил спектрометридан фойдаланилди [3]. Кислород учун 1106 $см^{-1}$ (9,1 мкм) ораликда ИҚ - ютилиш спектрлари ўлчанди. Углерод учун эса 607 - 620 $см^{-1}$ ораликда ИҚ - ютилиш спектрлари ўлчанди.

Тадқиқот жараёнида кремний кристалл панжарасидаги назорат қилиб бўлмайдиган технологик нуқсонлар билан скандий киришма атомларининг ўзаро таъсирлашиши ҳам ўрганилди. Тадқиқот учун солиштирма қаршилиги 48 Ом·см бўлган, Чохраль усулида ўстирилган n-типли монокристалл кремнийдан фойдаланилди. Монокристалл кремний (эталон) намунасининг дастлабки оптик фаол кислород концентрацияси $N_o^{\text{опт}} = 5{,}730 \cdot 10^{17}$ $см^{-3}$ ва оптик фаол углерод концентрацияси $N_c^{\text{опт}} = 0{,}641 \cdot 10^{17}$ $см^{-3}$ га тенг эканлиги тадқиқот натижалари асосида аниқланди. Кремнийдаги мавжуд технологик нуқсонлар кислород ва углерод атомлари бўлиб, уларнинг концентрациялари кремний кристалл панжарасида 10^{17}-10^{18} $см^{-3}$ гача мавжуд бўлади. Бундан ташқари кремний монокристаллини нодир ер элементлари билан легирланганда ковалент радиусларининг фарқи туфайли ички эластик кучларнинг пайдо бўлишига олиб келади.

Назорат намуналарни T=1200°C ҳароратда t=20 соат вақт давомида термик ишлов берилгандан кейин оптик фаол кислород концентрацияси $N_o^{\text{опт}} = 5{,}920 \cdot 10^{17}$ $см^{-3}$ ва оптик

фаол углерод концентрацияси $N_c^{опт}$ = 0,860·10^{17} см$^{-3}$ қийматга ўзгарди. Кремнийга скандий атомларини T=1200°C ҳароратда t=20 соат вақт давомида диффузия қилинган ва тез совитилган намуналарда эса оптик фаол кислород концентрацияси $N_o^{опт} = 5{,}542 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$ ва оптик фаол углерод концентрацияси $N_c^{опт}$ = 0,641·10^{17} см$^{-3}$ қийматга тенг бўлиб қолганлиги кузатилди. Бундан кўриниб турибдики, скандий атомлари кислород билан комплек ҳосил қилар экан деган хулосага келиш мумкин. Термик ишлов берилган ҳамда тез совитилган намуналарда эса оптик фаол кислород концентрацияси ортиши кузатилди.

Фойдаланилган адабиётлар рўйхати:

1. Н.В.Латухина, В.М.Лебедев. Диффузионное легирование кремния редкоземельными элементами. Материалы электронной техники. 2011 г. №1. с. 7-12.
2. Н.А.Султанов, З.Мирзажонов, Ф.Т.Юсупов, М.Ф.Ахмаджонов. Свойства уровней скандия в кремнии. “Oriental Renaissance: Innovativa, edicational, natural and social sciences. Scientific Journal Impact Factor. 2021. Volume 1. ISSUE ISSN 2181-1784. SJIF 2021: 5.423. с.380-385.
3. Х.С.Далиев, Б.Э.Эгамбердиев, И.Х.Хамиджонов, Ш.Б.Норкулов, У.К.Эруғлиев. Исследование легирования атомами скандия на структуру поверхностного слоя кремния. International Multidisciplinary Research in Academic Science (IMRAS). Volume 7. Issue 04, April (2024) p. 229-237 https://doi.org/10.5281/zenodo.11069468.

СКОПЛЕНИЯ ПРИМЕСНЫХ АТОМОВ КОБАЛЬТА В КРЕМНИИ

С.З. Зайнабидинов[1], Н.А. Тургунов[2], Ш.К. Акбаров[1]

[1]Андижанский государственный университет

[2]Научно-исследовательский институт физики полупроводников и микроэлектроники при Национальном университете Узбекистана

Исследования физико-химических свойств скоплений примесных атомов, формирующихся в объеме монокристаллов кремния в виде микро- и наноскоплений, имеют особое значение с точки зрения формирования новых функциональных возможностей и управления электрофизическими параметрами полупроводниковых материалов и приборов на их основе с помощью внешних воздействий. На сегодняшний день многими ведущими научными центрами мира достаточно интенсивно изучаются свойства примесных дефектов, образующихся атомами 3d-элементов в объеме монокристаллов кремния. В ранее проведенных исследованиях в данном направлении изучались механизмы образования примесных дефектов и их свойства, диффузионные параметры атомов элементов 3d переходной группы, термодинамические состояния примесных дефектов, а также процессы их формирования и распада под влиянием внешних воздействий [1]. Было выявлено, что среди металлов переходной 3d-группы медь, никель и кобальт в кремнии имеют самые высокие коэффициенты диффузии и растворимости, обнаружено образование комплексов, кластеров и преципитатов этих примесей.

Поведение примесных атомов, в процессе образования дефектных структур, имеет важное значение в кинетике формирования различных скоплений. Результаты исследований [2] показали, что в процессе диффузионного легирования монокристаллов

кремния быстродиффундирующими элементами при высоких температурах, образуются дефектные структуры, которые в объеме образца могут находится как в термодинамический равновесных, так и неравновесных состояниях. Термодинамическое состояние примесных дефектов, в основном, зависит от параметров дифузии и значения скорости охлаждения образцов после диффузионного отжига [3]. При диффузионном легировании электроактивные атомы неконтролируемых примесей будут активно взаимодействовать с атомами основной примеси и образуют различные примесные соединения.

С целью установления морфологических параметров образующихся примесных скоплений кобальта в кремнии, при высокотемпературном диффузионном легировании, были проведены комплексные структурные исследования с помощью методов электронно-зондового микроанализа и сканирующей электронной микроскопии. В исследованиях использовались образцы Si<Co>, полученные путем диффузионного легирования при T=1523 К, со скоростью охлаждения после диффузии $\upsilon_{охл} \leq 1$ К/с, в объеме которых образуются примесные скопления с относительно большими размерами и с многослойной структурой.

Результаты исследований морфологических параметров примесных скоплений Co в кремнии показали, что размеры и формы скоплений, в основном, зависят от скорости охлаждения образцов после диффузионного отжига. Мелкие скопления, размеры которых достигают до ~600 нм, в основном, имеют иглообразные, дискообразные, пластинчатые, линзообразные формы. Примесные скопления с более крупными размерами (d>600 нм), в основном имеют линзообразные и сферические формы.

Результаты структурных исследований образцов n-Si<Co>, полученных путем диффузии Co при в n-Si при T=1523 К в течение 2 часов показали, что в их объеме образуются примесные скопления, размеры которых достигают до 0,5 мкм и имеют различные формы. Плотность таких скоплений составляет порядка $\sim 10^3$ $см^{-3}$. В окружающей кристаллической структуре вокруг этих скоплений наблюдаются дислокационные линии длиной до нескольких мкм. На рис. 1 приведено изображение примесных скоплений в образце n-Si<Co>, полученном со скоростью охлаждения $\upsilon_{охл} \leq 1$ К/с, после диффузионного отжига. Как видно в объеме образца наблюдаются различные примесные скопления. Более крупные из них имеют сферическую форму и состоят из двух или более слоев, границы которых отчетливо разделяются, и их максимальные размеры достигают до ~1 мкм. Плотность таких скоплений составляет $\sim 4 \cdot 10^2$ $см^{-3}$.

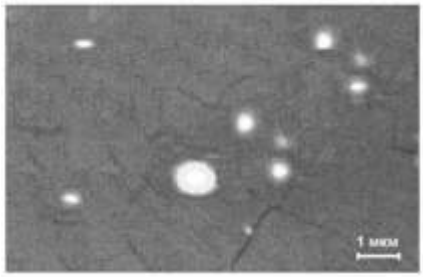


Рис. 1. Снимок примесных скоплений кобальта в образце n-Si<Co>.

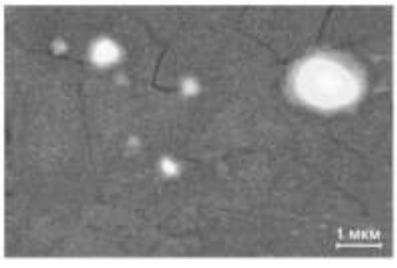


Рис. 2. Снимок примесных скоплений кобальта в образце p-Si<Co>.

Проведенные исследования с образцами p-Si<Co>, полученными с такой же скоростью охлаждения показали, что в их объеме образуются примесные скопления,

имеющие в основном, линзообразные и сферические формы, максимальные размеры которых достигают ~1,5 мкм (рис.2). Плотность таких скоплений достигает ~$5 \cdot 10^2$ $см^{-3}$.Анализы химического состава иглообразных и дискообразных однослойных скоплений в образцах p-Si<Co> показали, что в их объеме процентная доля примесных атомов кобальта составляет ~30%. Такое соотношение атомов примеси и основной матрицы показывает, что подобные скопления состоят из силицида кобальта $CoSi_2$. Количественные анализы химического состава примесных скоплений Co в Si подтверждают, что по объему скоплений наблюдаются присутствие атомов технологических примесей. Результаты исследований распределения атомов технологических примесей железа и меди по объему однослойного линзообразного скопления размером d=0,6 мкм, в образцах p-Si<Co> приведены на рис. 3. Как видно, максимальная процентная доля атомов Fe по всему объему скопления составляет ~0,2%, а для атомов Cu она составляет ~0,15%.

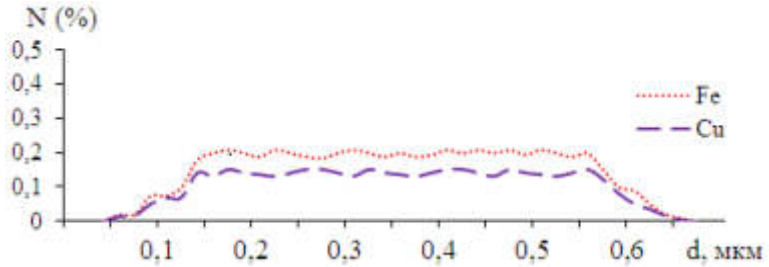


Рис. 3. Распределение атомов технологических примесей Fe и Cu по диаметру линзообразного скопления в образце p-Si<Co>.

Результаты зависимости процентной доли атомов кобальта от диаметра скопления сферической формы, диаметром d=0,8 мкм, который состоит из двух слоев показали, что в поверхностном слое данного скопления процентная доля атомов кобальта составляет ~30%, а в центральной части ~50%. Комплексные анализы химического состава данного скопления показали, что в ее объеме также существуют атомы технологических примесей Fe, Cu и др. На рис. 4 приведены графики распределения атомов технологических примесей железа и меди. Как видно, процентная доля атомов Fe в центральной части скопления составляет ~0,4%, а в поверхностном слое это значение составляет ~0,2%. Процентная доля атомов Cu в центральной части скопления составляет ~0,3%, а в поверхностном слое составляет ~0,1%.

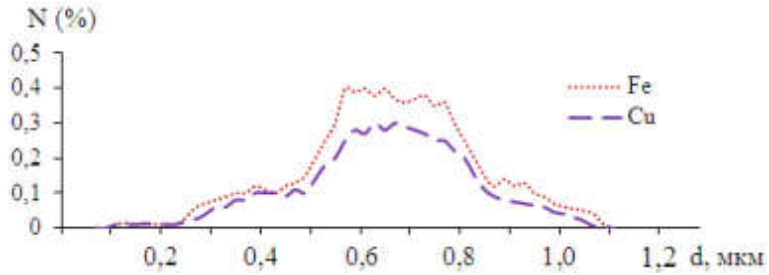


Рис. 4. Распределение атомов Fe и Cu по диаметру сферического скопления в образце p-Si<Co>.

На основе полученных результатов исследования химического состава скоплений в образцах Si<Co> выявлено, что количество и распределение примесных атомов по объему скоплений зависит от их размера и формы. Как известно, по ранее установленным данным размеры и формы строения примесных скоплений зависят от скорости охлаждения

образцов после диффузионного отжига. В образцах с большой $\upsilon_{охл}$, образуются примесные скопления разнообразных форм, с относительно малыми размерами, и они состоят из одного типа силицида. При малых скоростях охлаждения, в основном, образуются сферические скопления с размером до ~1,5 мкм, которые имеют многослойную структуру. Следовательно предполагается, что при высоких температурах диффузии первыми образуются силициды богатые кремнием. В соответствующих кинетических условиях продолжается образование богатого кремнием силицида. Далее в процессе медленного охлаждения образцов, с снижением температуры, начинается образование следующей фазы, которая более богата металлом. Вследствие этого объем скоплений увеличивается и постепенно приобретает форму более подходящей к сфере.

Таким образом, полученные экспериментальные результаты показали, что процесс формирование многослойных скоплений кобальта начинается с крайних слоев. На начальной стадии процесса формирования скоплений происходит образование силицидов типа $CoSi_3$, далее происходит образование силицидов в следующем порядке: $CoSi_2$, CoSi, Co_2Si и др. В следующих стадиях уплотнения примесных скоплений определяются протеканием процессов проскальзывания атомов примесей как по межатомным, так и по межфазным границам.

Литературы:

1. Buonassisi T., Heuer M., Istratov A.A., Pickett M.D., Marcus M.A., Lai B., Cai Z., Heald S.M., Weber E.R. Transition metal co-precipitation mechanisms in silicon // Acta Materialia. 2007. 55. P. 6119-6126.
2. Зайнабидинов С.З., Далиев Х.С. Дефектообразование в кремнии. –Т.: 1993. -190 с.
3. Булярский С.В., Фистуль В.И. Термодинамика и кинетика взаимодействующих дефектов в полупроводниках. –М.: Наука. 1997. 352 с.

ФОРМИРОВАНИЕ ПРИМЕСНЫХ СКОПЛЕНИЙ В ОБРАЗЦАХ n–Si<Ni,Cu> ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ РАДИАЦИИ

Н.А. Тургунов, Н.Б. Хайтимметов, Р.М. Турманова, М.М. Аллабергенов
Научно-исследовательский институт физики полупроводников и микроэлектроники при Национальном университете Узбекистана

Известно, что процессы изготовления и эксплуатации полупроводниковых приборов сопровождаются различными термическими и радиационными воздействиями, что приводит к изменениям структурных и электрофизических свойств полупроводниковых материалов и приборов на их основе. Ранее проведенные экспериментальные исследования с различными полупроводниковыми материалами показали, что внешние воздействия, такие как радиация, температура и давление оказывают существенное влияние на их электрофизические и структурные свойства [1-2].

Нами были проведены исследования по определению влияния радиации на структурные и электрофизические свойства образцов n-Si<Ni,Cu>. Одновременная диффузия Ni и Cu в Si приводилась при температуре T=1200 °C, в течение 5 ч. в печи типа

СОУЛ-4, в замкнутых ампулах, где вакуум составил 10^{-3}-10^{-4} Торр. Для изучения влияния радиации на структурные свойства Si, легированного Ni и Cu образцы подвергались γ-облучению. Облучение проводилось изотопом ^{60}Co, с интенсивностью 89 prad/ст капри температуре $T_{обл}$=300 K. Подготовленные образцы облучались гамма-лучами с дозой $5\cdot10^7$ Рад. Для исследования структурных свойств полученных образцов до и после воздействия излучения использовалось метод рентгеноструктурного анализа. Структурные исследования были проведены с помощью современного рентгеновского дифрактометра XRD 6100, с использованием CuKα-излучения в режиме пошагового сканирования, при этом длина волны излучения составляет λ=0,15405 нм.

На рис. 1 представлены результаты рентгеноструктурного анализа в образцах n-Si<Ni,Cu> до излучения. В рентгенограмме самый высокий пик соответствует монокристаллическому кремнию с кристаллической ориентацией (111). Рефлекс, наблюдаемый под углом 2θ=10,77°, соответствует к соединению SiC. Следующий пик, который наблюдается под углом 20,14° соответствует к соединению $SiCu_3$. На рентгенограмме третий пик по порядковому номеру соответствует соединению оксида меди CuO. Он отражается под углом 20,88°. Следующий пик, который отражается под углом 44,12° соответствует соединению кислорода с никелем NiO_2. Еще одно соединение $SiCu_5Ni_8$, соответствующее этому пику, было идентифицировано из базы данных COD (Crystallography Open Database). Кроме этого, на рентгенограмме наблюдаются два пика, соответствующие соединениям, образовавшимся при наличии матричного элемента и основного примесного элемента никеля. Рефлексы соответствуют к соединениям SiNi и Si_2Ni, которые отражаются под углом 2θ=21,93° и 2θ=33,48°, соответственно.

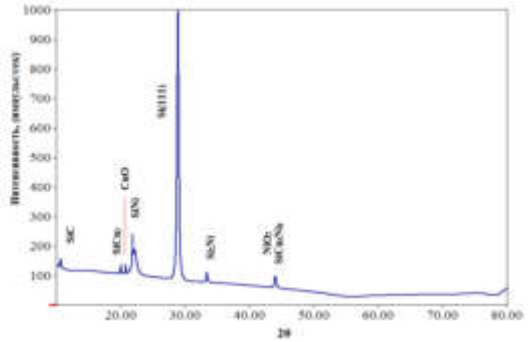


Рис.1. Рентгенограмма образца n-Si<Ni,Cu> до облучения

На рис. 2 представлено рентгенограмма образцов n-Si<Ni,Cu> после облучения $5\cdot10^7$ рад дозой. Как видно из рентгенограммы после γ-облучения с дозой $\Phi=5\cdot10^7$ рад и наблюдается образование новых примесных соединений. По сравнению с рентгеноргаммой образца до облучения, в облученном образце в интервале углов 2θ=0°-28° пики не наблюдаются. Следует отметить, что на рентгенограмме в интервале углов 2θ=30°-80° наблюдалось появление новых пиков, которые соответствуют различным соединениям атомов Si, а также основных и технологических примесей.

Наблюдаемый пик под углом 2θ= 30,93° соответствует диоксиду меди CuO_2. На рентгенограмме наблюдается рефлекс нового соединения Ni_2Si/Si_2Ni, которого не наблюдалось на рентгенограмме необлученного образца. Следующий пик наблюдается под углом 2θ=36,23° и он соответствует к соединениям NiP_3/SiC. Наблюдаемый пик под углом

2θ=37,5° принадлежит соединениям NiO_2/NiO. Пик с более высокой интенсивностью, наблюдаемый под углом 2θ=43,82° соотвествует соединениям $Cu_{15}Si_4$/Cu_4O_3.

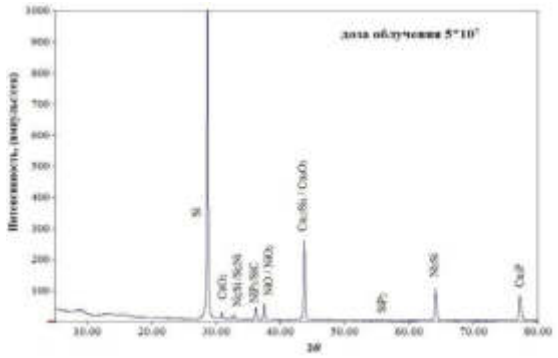


Рис.2. Рентгенограмма образца n-Si<Ni,Cu> после γ-облучения дозой $5\cdot10^7$ Рад

Далее на рентгенограмме под углом 2θ=56,14° наблюдается пик соответствуют соединению SiP_2. Следующие рефлексы с относительно высокими интенсивностями, соответствуют к соединениям Ni_3Si и Cu_3P, и они наблюдаются под углами 2θ=64,47° и 2θ=77,28° соответственно.

Таким образом, из полученных результатов выясняется, что под воздействием γ-облучения с дозой $5\cdot10^7$ Рад, в объеме образцов кремния, одновременно легированного никелем и медью, происходят существенные изменения в структурном строении полупроводникового материала, которые связаны с образованием новых соединений атомов матричного элемента Si, а также основных и технологических примесей.

Литературы:

1. Scheffler L., Kolkovsky V., Weber J., Electrical levels in nickel doped silicon // Journal of Applied Physics. 2014. Vol. 116. p. 173704(1-8).
2. Turgunov N.A. Decay of Impurity Nano-inclusions of Cobalt in Silicon under the Influence of Thermal Annealing // Inorganic Materials. 2018. Vol. 54, No. 12. pp. 1183–1186.

ВЛИЯНИЕ БЫСТРОЙ ТЕРМИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ НА МОРФОЛОГИЧЕСКИЕ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИОДОВ ШОТТКИ НА ОСНОВЕ КАРБИДА КРЕМНИЯ

А.Б. Камалов, С.К. Абдижалиев

Нукусский государственный педагогический институт имени Ажинияза, г.Нукус

В данной работе рассмотрено влияние быстрой термической обработки (БТО) на морфологические и электрические характеристики диодов с барьером Шоттки (ДБШ), изготовленных на основе карбида кремния (6H-SiC). Проведён комплексный анализ, включающий в себя исследование морфологии поверхности, межфазного взаимодействия в системе металл–полупроводник, элементного состава контактной области с применением оже-электронной спектроскопии, а также вольт-амперных характеристик (ВАХ).

Полученные результаты демонстрируют высокую чувствительность контактной области к температурным режимам обработки и позволяют оптимизировать технологию изготовления ДБШ с улучшенными параметрами.

Диоды с барьером Шоттки (ДБШ) на основе широкозонного полупроводника карбида кремния (6H-SiC) являются перспективными элементами для применения в силовой электронике, особенно в условиях высоких температур и мощностей. Ключевым фактором, определяющим характеристики таких приборов, является качество металл–полупроводникового контакта. Одним из эффективных инструментов управления структурой и свойствами контактной области является быстрая термическая обработка (БТО), позволяющая достичь требуемых параметров в короткие временные интервалы без значительного диффузионного размытия границ.

Целью настоящей работы является изучение влияния различных режимов быстрой термической обработки на морфологию, состав и электрические характеристики ДБШ на основе 6H-SiC. Основное внимание уделяется корреляции между изменениями в морфологии контактной области, выявленными с помощью оже-спектроскопии, и параметрами ВАХ после проведения термического воздействия.

Диоды с барьером Шоттки были сформированы методом осаждения металлических плёнок на поверхности полированной подложки из 6H-SiC. В качестве материала катода использовались тугоплавкие металлы (например, титан, никель или молибден) с последующим нанесением алюминиевого или золотого слоя. После формирования металлических структур образцы подвергались БТО при различных температурах в интервале 600–1000 °C в атмосфере аргона.

Морфология поверхности анализировалась с использованием сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) и атомно-силовой микроскопии (АСМ). Для изучения элементного состава межфазного слоя применялась оже-электронная спектроскопия (AES). Электрические характеристики (прямая и обратная ВАХ) измерялись при комнатной температуре с использованием зондовой станции и параметрического анализатора.

Результаты АСМ-исследований показали, что БТО оказывает заметное влияние на топографию поверхности. При температуре ниже 700 °C наблюдаются гладкие и однородные поверхности, в то время как при температуре выше 850 °C фиксируется образование зернистых структур и локальных дефектов. Это указывает на начальные стадии межфазного взаимодействия между металлом и полупроводником.

Данные AES свидетельствуют о перераспределении элементов вблизи границы металл–SiC в зависимости от температуры обработки. При повышенных температурах наблюдается диффузия атомов металла вглубь подложки и образование промежуточных соединений, что влияет на барьерную высоту и стабильность контакта.

Анализ ВАХ показал, что при оптимальной температуре БТО (в диапазоне 750–850 °C) происходит снижение обратного тока и повышение крутизны прямой ветви, что свидетельствует о снижении плотности поверхностных состояний и улучшении контактных свойств. При дальнейшем увеличении температуры наблюдается деградация ВАХ, связанная с нарушением структуры интерфейса.

Проведённые исследования подтверждают, что быстрая термическая обработка является эффективным инструментом управления структурой и свойствами металл–полупроводникового контакта в диодах Шоттки на основе 6H-SiC. Оптимизация

температурного режима позволяет достичь улучшенных параметров ВАХ, снизить утечку обратного тока и обеспечить стабильную работу прибора. Использование комплексного подхода, включающего морфологический анализ и спектроскопию, позволяет глубже понять механизмы термической стабилизации контактов и определить направления дальнейшего улучшения технологии.

ОБРАЗОВАНИЕ СКОПЛЕНИЙ ПРИМЕСНЫХ АТОМОВ 3d-ЭЛЕМЕНТОВ В КРЕМНИИ

С.З. Зайнабидинов[1], Н.А. Тургунов[2], Ш.К. Акбаров[1], Ш.А. Собирова[2]

[1]Андижанский государственный университет

[2]Научно-исследовательский институт физики полупроводников и микроэлектроники при Национальном университете Узбекистана

Результаты многолетних исследований процессов примесного дефектообразования в объеме полупроводниковых материалов показали, что при диффузионном легировании в сильно легированных полупроводниковых материалах обычно наблюдаются формирование объемных примесных дефектов с различными структурными строениями [1-2]. Впервые подобные примесные дефекты, т.е. ассоциированные скопления примесных атомов были почти одновременно обнаружены в работах [3], посвященных исследованию ионизации примесей в Ge и Si. Вот уже в протяжении многих лет в данном направлении ведутся интенсивные теоретические и экспериментальные исследования.

В работе [4] обнаружено явление политропии примесей в полупроводниках и установлены основные закономерности встраивания d-электронов примесей переходных металлов в полупроводниках $A^{III}B^{V}$.

Результаты ранее проведенных нами исследований показали, что примесные скопления никеля, кобальта, железа и меди, образующихся в объеме монокристаллического кремния при высокотемпературном (T≥1000 °C) диффузионном легировании являются многокомпонентными сложными соединениями, с различными морфологическими параметрами и структурными строениями. Их размеры, геометрические формы, структуры и химический состав главным образом зависят от диффузионных параметров, а также после диффузионной закалки. Выявлено, что примесные скопления с относительно крупными размерами (от нескольких сотен нанометров до ~7 мкм) в объеме кремния, формируются при температурах диффузии T>1200 °C.

Как выяснялось, размеры образующихся примесных скоплений 3d-элементов в кремнии сильно зависят от скорости охлаждения образцов после диффузионного отжига. Чем меньше значение скорости охлаждения образцов после диффузии, тем больше вероятность образования скоплений с более крупными размерами. К примеру, размеры скоплений никеля в кремнии, образующихся при $T_{дифф}$=1250 °C. могут составлять от нескольких сотен нанометров до ~10 микрометра. В зависимости от размера, примесные скопления никеля имеют разнообразные геометрические формы: иглообразные, дискообразные, линзообразные или сферические. Структурное строение примесных

скоплений зависит от их размеров и формы. Мелкие скопления (d<500 нм), в основном, имеют однослойную структуру, т.е. по их объему примесные атомы никеля распределены практически равномерно. В отличии от них, более крупные скопления (d>1 мкм) имеют многослойную структуру, т.е. состоят из нескольких оболочек, которые разделены между собой с четко выделенными границами. В распределении атомов примеси, по объему подобных скоплений наблюдается определенная закономерность, согласно которой процентная доля атомов никеля по слоям уменьшается в направлении от центра к поверхности скопления.

Результаты исследований химического состава примесных скоплений никеля, железа, кобальта и меди в кремнии, полученные помощью методов электронной микроскопии показали, что в зависимости от размеров примесных скоплений, процентная доля атомов примеси по объему скоплений имеет разные значения. В центральной части многослойных примесных скоплений никеля в кремнии с размером d>2 мкм, процентная доля атомов основной примеси составляет ~75%. Кроме этого, комплексные анализы химического состава примесных скоплений позволили определить, что в их объеме кроме атомов основной примеси никеля, существуют и атомы технологических примесей, таких как кислород, углерод и другие. В распределении атомов технологических примесей также наблюдается определенная закономерность, согласно которой максимальная процентная доля этих атомов находится в центральной части скопления. В частности, в центральной части многослойного сферического скопления никеля диаметром d=4 мкм, процентная доля атомов кислорода и углерода достигают ~0,2% и ~0,12% соответственно. Результаты структурных строений относительно мелких примесных скоплений никеля в кремнии (d<1 мкм) показали, что они имеют однослойную структуру. По объему подобных скоплений атомы никеля распределены почти равномерно. Из анализов химического состава однослойного линзообразного скопления с диаметром d=0,6 мкм выявлено, что процентная доля атомов никеля по всему объему составляет ~25%.

Изучения химического состава относительно крупных скоплений кобальта в кремнии (>500 нм), имеющих линзообразные и сферические формы показали, что они состоят из двух или более слоев силицидов кобальта. Результаты экспериментальные исследований по распределению атомов основной примеси кобальта в кремнии, а также технологических примесей железа и меди, по объему сферического скопления диаметром d=800 нм показали, что в центральном слое подобных примесных скоплений процентная доля атомов кобальта составляет ~50%, а в поверхностном слое это значение составляет ~30%. В центральной части данного скопления процентная доля атомов кислорода составляет ~0,15%, а в приповерхностном слое это значение достигает ~0,1%. Процентная доля атомов углерода в центральной части этого скопления составляет ~0,12%, а в приповерхностном слое ~0,05%. Эти результаты показывают, что по объему примесных скоплений атомы технологических примесей распределяются по определенной закономерности. Проведенные анализы химического состава иглообразных и дискообразных примесных скоплений с размерами до ~400 нм, в образцах n-Si<Co> показали, что по их объему процентная доля атомов кобальта составляет ~30%.

Таким образом полученные экспериментальные данные показывают, что образующиеся скопления примесных атомов 3d-элементов в объеме кремния,

действительно являются сложными ассоциированными соединениями атомов кремния с атомами основных и технологических примесей. В зависимости от параметров диффузии, а также значения скорости охлаждения последиффузионного отжига примесные скопления могут иметь различную морфологию.

Литературы:

1. Рейви К. Дефекты и примеси в полупроводниковом кремнии. 1984. 476 с.
2. Фистуль В.И. Атомы легирующих примесей в полупроводниках. –М.: 2004. -432 с.
3. Spitzer W.G., Trumbore F.A., Logan R.A. Properties of Heavily Doped n-Type Germanium // Journal of Applied Physics. 1961. 32. P. 1822-1824.
4. Фистуль В.И., Мильвидский М.Г., Омельяновский Э.М., Гришина С.П. О форме нахождения примесей в сильнолегированных монокристаллах германия и кремния n-типа // ДАН СССР. 149. 1963. С. 1119-1122.

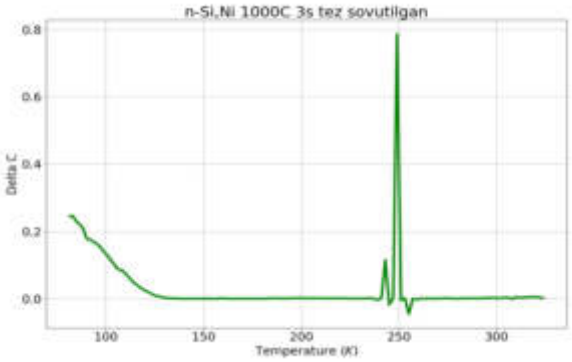
ИЗУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ КРЕМНИЯ, ЛЕГИРОВАННОГО НИКЕЛЕМ МЕТОДОМ ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКОГО ОСАЖДЕНИЯ, С ПРИМЕНЕНИЕМ МЕТОДА DLTS

Ш.А. Исмоилов

Научно-исследовательский институт физики полупроводников и микроэлектроники при Национальном университете Узбекистана, Ташкент, Узбекистан.

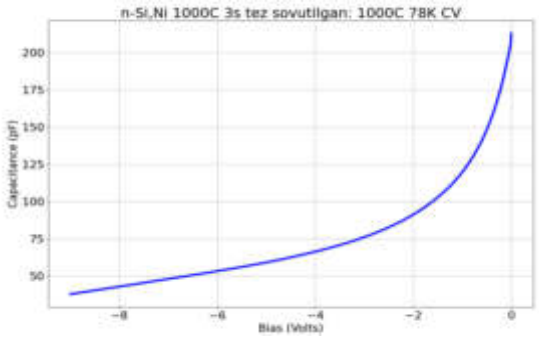
Метод глубокого уровня термостимулированной проводимости (Deep Level Transient Spectroscopy, DLTS) позволяет исследовать влияние легирующих добавок на электрические характеристики полупроводников путём изучения особенностей спектров электропроводности при изменении температуры образца. Применение DLTS помогает выявить природу дефекта, оценить энергетический уровень центра захвата и рассчитать коэффициент захвата электронов, что важно для разработки высокоэффективных приборов. Цель данной работы состоит в изучении электрофизических характеристик образцов кремния, легированных никелем методом электрохимического осаждения и определении оптимального режима обработки, обеспечивающего минимальные потери эффективности полупроводниковых устройств.Исследование проводилось на пластинах монокристаллического кремния n-типа, толщиной около 500 мкм, выращенных методом Чохральского. Образцы были предварительно очищены ультразвуком в смеси органических растворителей (спирт, ацетон) и деионизованной воды. Затем проводился процесс электрохимического осаждения никеля из раствора сульфата никеля ($NiSO_4 \cdot 7H_2O$) с добавлением сернокислого натрия (Na_2SO_4) и борной кислоты (H_3BO_3) при температуре 50 °C и плотности тока 5 мА/см². После осаждения образцы подвергались термической обработке при различных температурах (до 1300 °C) в атмосфере азота для стабилизации внедренных атомов никеля. Измерение температурных зависимостей электрической емкости образцов осуществлялось с использованием установки для анализа глубоких уровней DLTS.Электроды Al-Si контактировались напылением алюминия и термическим спаем при низком вакууме (~10^{-3} Па). Диапазон измерений температуры составлял от

комнатной до 300°C с шагом нагрева 5°C/мин.На представленном графике показаны результаты измерения методом DLTS (Deep Level Transient Spectroscopy) для образца, полученного электрохимическим осаждением кремния и никеля при температуре 1000°C с последующим отжигом в течение 2 часов и быстрым охлаждением. DLTS — это метод, который используется для изучения глубоких уровней в полупроводниках, таких как дефекты и примеси.



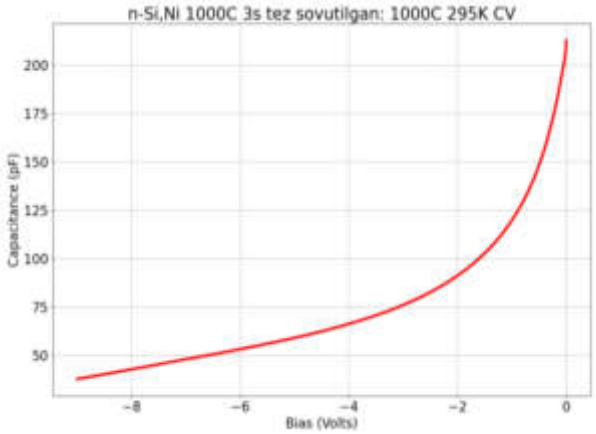
На графике мы наблюдаем зависимость емкости от температуры, в данном случае температура изменяется от 100 до 300К.Емкость изменяется от 0 до 0.8. Начальное значение емкости: При температуре около 100 К емкость составляет примерно 0.2.По мере увеличения температуры емкость образца увеличивается линейно, достигая примерно 0.4 при температуре около 250К. При дальнейшем увеличении температуры до 300 К емкость резко возрастает до 0.8. Это приводит к изменению емкости. Электрохимическое осаждение и последующий отжиг могут привести к образованию дефектов и примесей в материале, которые влияют на его электрические свойства. DLTS позволяет выявить эти дефекты и их влияние на емкость. График показывает, что в образце присутствуют глубокие уровни, которые влияют на его емкость. Резкий рост емкости при приближении к 300 К указывает на наличие дефектов или примесей, которые начинают заполняться электронами при увеличении температуры.

На графике представлена зависимость емкости от напряжения смещени) для образца, полученного методом электрохимического осаждения кремния и никеля (n-Si,Ni 1000°C). Этот образец был отожжен при температуре 1000°C в течение 2 часов, а затем быстро охлажден. После этого измерения проводились с использованием метода DLTS.



В целом, этот график показывает, что метод DLTS может быть использован для изучения глубоких уровней в полупроводниках, полученных методом электрохимического осаждения. Анализируя полученные данные DLTS-спектроскопии, мы обнаружили

наличие нескольких типов глубокозаряженных ловушек, связанных с внедрением атомов Ni в решетку кремния. Основные типы обнаруженных центров включают донорные центры, соответствующие энергиям ловушек вблизи середины запрещенной зоны Ev+0.4 эВ и Ec-0.5эВ), а также акцепторные уровни ближе к валентной зоне Ev+0.15эВ). Наблюдаемые значения энергий согласуются с известными результатами исследований для системы Si:Ni и указывают на формирование сложных комплексных дефектов.Анализируя полученные данные DLTS-спектроскопии мы обнаружили наличие нескольких типов глубокозаряженных ловушек, связанных с внедрением атомов Ni в решетку кремния. Основные типы обнаруженных центров включают донорные центры, соответствующие энергиям ловушек вблизи середины запрещенной зоны Ev+0.4 эВ и Ec-0.5эВ), а также акцепторные уровни ближе к валентной зоне Ev+0.15эВ). Наблюдаемые значения энергий согласуются с известными результатами исследований для системы Si:Ni и указывают на формирование сложных комплексных дефектов. Кроме того, обнаружено, что концентрация ловушек увеличивается при повышении температуры термообработки, что связано с активацией процесса диффузии атомов никеля и образованием стабильных комплексов типа Si-Ni-O-H. Температурная зависимость скорости захвата зарядов позволила определить энергию активации ловушек для каждого типа дефектов.



Было установлено, что увеличение глубины зон ведет к увеличению вероятности захвата электрона, повышая таким образом эффективную подвижность носителей заряда. При сравнении результатов с опубликованными ранее исследованиями [1,2] отмечается схожесть основных характерных признаков спектра DLTS, однако различие в абсолютных значениях концентраций дефектов обусловлено особенностями подготовки образцов и условиями осаждения. Наши экспериментальные данные показывают хорошее согласие с моделями расчета дефектных состояний [3,4], предложенными в литературе, подтверждающими гипотезу о влиянии никелирования на образование точечных дефектов в кристаллах кремния.Полученные результаты демонстрируют возможность эффективного контроля над структурой и свойствами кремния, легированного никелем посредством электрохимического осаждения. Использование метода DLTS позволило выявить ряд важнейших электронных ловушек, формируемых при внедрении атомов никеля, и оценить их вклад в общую электропроводимость материала. Результаты эксперимента подтверждают важность детального учета условий приготовления и последующего отжига образца для достижения оптимальных эксплуатационных характеристик.

Таким образом, разработанный подход открывает перспективы для разработки новых эффективных технологий производства полупроводниковых приборов и солнечных батарей с высокими показателями эффективности и надежности.

Литература

1. E. Valladares et al., Ultrahigh-density GaN nanowire arrays grown by plasma-assisted molecular beam epitaxy for high-efficiency solar cells. J. Appl. Phys. 115, 053705 (2014).
2. A.S. Kumar et al., ZnO-based thin film transistors fabricated using sol-gel method with enhanced performance characteristics. Mater. Sci. Semicond. Process. 36, 1–6 (2015).
3. R.A. Powell, J.W. Downer, Effect of interface recombination on the efficiency of silicon heterojunction solar cells. Sol. Energy Mater. Sol. Cells 144, 535–540 (2016).
4. Y.P. Liang et al., High-performance n-type AlGaAsSb/InP tunnel junctions grown by metalorganic chemical vapor deposition. IEEE Electron Device Lett. 37(4), 445–448 (2016).

ВЛИЯНИЕ ТЕРМИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ НА МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКУЮ СТРУКТУРУ КРЕМНИЯ

Б.Р. Бокиев

НИИ физики полупроводников и микроэлектроники при НУУз, Ташкент,Узбекистан

e-mail: boqiyevb@gmail.com

В спектре Рамана образца n-Si на 303,0 $см^{-1}$ наблюдается пик с высокой интенсивностью, который обусловлен взаимодействием (комбинацией или разностью) вторичных фононов 2TA и 2TO. Кроме того, данный пик может быть связан с аморфными или микрокристаллическими структурами кремния [1]. На 462,3 $см^{-1}$ зафиксирован пик, возникающий в результате взаимодействия 2TA и LO фононов, а на 657,5 $см^{-1}$ — за счёт комбинации 2LO фононов. Высокочастотные пики на 714,7; 809,0 и 898,2 $см^{-1}$ образуются в результате взаимодействия 3LO и TO фононов. По данным некоторых исследований, данные пики также могут возникать в результате суммирования энергий трёх фононов [2]. Пики на 960,0 и 976,0 $см^{-1}$ свидетельствуют о формировании нанокристаллитов в результате соединения кремния с кислородом [3]. Кроме того, высокочастотные пики на 1079,4; 1129,5 и 1188,7 $см^{-1}$ объясняются различными модификациями соединений кремния с кислородом. После термической обработки образца n-Si при 1000°C в течение 2 часов, в спектре наблюдается основной пик, соответствующий LO фонону, на 525,7 $см^{-1}$. По сравнению с исходным состоянием, этот пик частично сместился, его интенсивность уменьшилась в два раза, при этом ширина на полувысоте (FWHM) составила ~10,8 $см^{-1}$. Отношение интенсивности пика к среднему уровню неупругого фона составило около 88. Общий уровень фона уменьшился на 28 % в низкочастотной области и до 90 % в высокочастотной области. Эти изменения связаны с перераспределением атомов кислорода, углерода и фосфора, а также со снижением механических напряжений [4]. Спектр начинается с пика на 63,7 $см^{-1}$, а на 298,0 $см^{-1}$ наблюдается широкий пик, обусловленный упорядочиванием дефектов в кристаллической решётке. Пики, возникающие в результате взаимодействий вторичных и третичных фононов, проявляются более отчётливо по сравнению со спектром p-Si, что указывает на рост и

кристаллографическое упорядочение нанокристаллитов, формирующихся в результате термической обработки.

Анализ спектров Рамана образцов n-Si и p-Si после термической обработки при 1000°C и 1100°C n-Si (1100°C, 2 часа) На спектре, представленном на рисунке 1-b, пик LO-фонона наблюдается на 526,1 $см^{-1}$ со смещением в сторону более высоких частот. Интенсивность пика уменьшилась в 1,6 раза по сравнению с образцом, обработанным при 1000°C, и в 1,3 раза по сравнению с исходным образцом. Ширина на полувысоте (FWHM) составила около 9,7 $см^{-1}$, а отношение интенсивности пика к уровню неупругого фона — 193. Общий уровень фона снизился до 56% в низкочастотной области и до 92% — в высокочастотной. Эти изменения свидетельствуют о снижении механических напряжений в результате перераспределения атомов кислорода, углерода и фосфора.

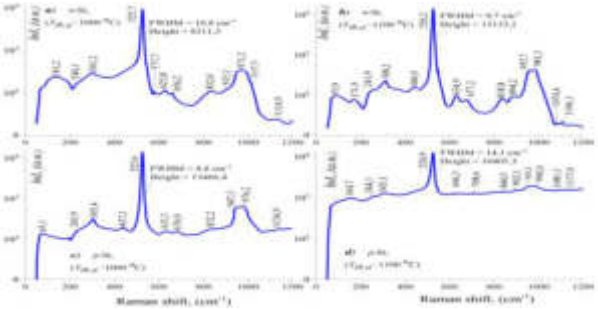


Рисунок 1. Спектры Рамана контрольных образцов n-Si и p-Si после термической обработки при температурах 1000°C и 1100°C.

Также были зафиксированы расщепления и увеличение интенсивности пиков, обусловленных взаимодействием высокопорядковых фононов, что указывает на объединение аморфных кластеров в более крупные нанокристаллиты. p-Si (1000°C, 2 часа) На спектре, представленном на рисунке 2-c, пик LO-фонона зафиксирован на 525,6 $см^{-1}$. Его интенсивность увеличилась в 1,6 раза, а FWHM составила ~8,8 $см^{-1}$ (почти в два раза меньше). Отношение пик/фон — 108. Уровень фона уменьшился на 78% в низкочастотной и на 86% — в высокочастотной области. Спектр начинается с пика на 63,7 $см^{-1}$. Пики, обусловленные высокопорядковыми фононами, чётко выражены, что свидетельствует об укрупнении и кристаллографическом упорядочивании нанокристаллитов. p-Si (1100°C, 2 часа) На спектре, представленном на рисунке 1-d, пик LO-фонона наблюдается на 524,9 $см^{-1}$ (на 0,3 $см^{-1}$ ниже, чем у образца, обработанного при 1000°C, и на 0,3 $см^{-1}$ выше, чем у исходного образца). Интенсивность пика снизилась в 1,3–1,6 раза, FWHM составила ~14,1 $см^{-1}$ (в 1,6 раза больше по сравнению с образцом при 1000°C). Отношение пик/фон — 8,8. Уровень фона снизился на 14–17% по сравнению с исходным образцом, но увеличился до 67% по сравнению с обработанным при 1000°C. Все пики, связанные с высокопорядковыми фононами, проявляются слабо и нечетко. Это указывает на формирование мелких аморфных кластеров в результате перераспределения и соединения атомов кремния и кислорода.

Литература

1. Sh.B. Utamuradova, Kh.S. Daliev, Sh.Kh. Daliev, S.A. Muzafarova, A.B. Uteniyazova, K.M. Fayzullaev. Main properties of silicides of the Mo - Si system. // *E3S Web of Conferences*, 2023, 462, 03012

2. Daliev, K.S., Utamuradova, S.B., Bahronkulov, Z.E., Khaitbaev, A.Kh., Hamdamov, J.J. Structure determination and defect analysis n-Si<Lu>, p-Si<Lu> by raman spectrometer methods. *East European Journal of Physics*, 2023, 2023(4), pp. 193–196
3. Wang, S.; Zhang, Y. Effect of High-Temperature Annealing on Raman Characteristics of Silicon Nanowire Arrays. Coatings 2023, 13, 793. https://doi.org/10.3390/ coatings1304079
4. V. T. Srikar, Anna K. Swan, M. Selim Ünlü, Senior Member, IEEE, Bennett B. Goldberg, and S. Mark Spearing, Member, ASME Micro-Raman Measurement of Bending Stresses in Micromachined Silicon Flexures DOI:10.1109/JMEMS.2003.820280

P-N O‘TISH HAJMIY ZARYAD SOHASINING MAGNIT MAYDON TA’SIRIDA O‘ZGARISHI

G. Gulyamov, G. Majidova, F. Muxitdinova, S. Madumarova
Namangan Davlat Texnika Universiteti, Namangan, O‘zbekiston

p-n o‘tishli diodga hech qanday ta’sir bo‘lmaganda u muvozanat xolatda bo‘ladi. Tashqi ta’sirlar bu holatni buzadi. Muvozanat holati buzilganda yarimo‘tkazgichdagi har bir zarra energiyasi o‘rtacha energiyadan farq qiladi [1]. Undan yuqori energiyali zarrachalar soni eksponensial ravishda keskin kamayadi. p va n yarimo‘tkazgichlar kontaktga keltirilganda energiyasi yuqori bo‘lgan zaryad tashuvchilar p-n o‘tish orqali qo‘shni sohalarga diffuziyalanish hisobiga p-n o‘tishning elektr maydoniga teskari yo‘nalishda siljiydilar. Natijada diffuziya toki hosil bo‘ladi. Asosiy zaryad tashuvchilarning p-n o ‘tish orqali diffuziyalanishi bilan bir vaqtda noasosiy zaryad tashuvchilarning p-n o ‘tish maydoni yo‘nalishida siljishi boshlanadi. Bu maydon noasosiy zaryad tashuvchilarga tezlatuvchi ta’sir ko‘rsatib, dreyf tokini hosil qiladi. p-n o‘tishga elektr kuchlanish berilmaganda termodinamik muvozanat yuzaga keladi, ya’ni diffuziya va dreyf toklari absolut qiymatlari teng bo‘ladi. Diffuziya va dreyf toklari qarama-qarshi tomonlarga yo‘nalgan bo‘lgani sababli p-n o‘tishda tok oqmaydi [2]. Agar p-n o‘tishga tashqi kuchlanish U_0 berilsa muvozanat buziladi va undan tok o‘tadi. Natijada p-n o‘tish kengligining o‘zgarishiga qarab, ya’ni potensial to‘siqning kamayishi natijasida asosiy zaryad tashuvchilarning p-n o‘tish orqali o‘tishi ortadi, diffuziya toki qiymati kattalashadi yoki yarim o'tkazgich hajmiga noasosiy zaryad tashuvchilarni injeksiyalanadi. p-n o‘tishga berilgan kuchlanish qiymati o‘zgarishi bilan diffuziya toki qiymatiga muvofiq eksponensial qonun bo‘yicha o‘zgaradi**.**

p-n o‘tishli diodga magnit maydon berilmaganda hajmiy zaryad kengligini o‘zgarishini ko‘rishimiz mumkin. Bunda hajmiy zaryad kengligida elektr maydon p va n sohalarda esa diffuziya jarayonlari muvozanat holatiga bog‘liq holda maydon ta’sirida o‘tayotgan zaryad tashuvchilar bilan diffuziyalanayotgan zaryad tashuvchilar teng bo‘lguncha almashinish bo‘lib turadi (1 rasm).

Hajmiy zaryad soha kengligi va p-n o‘tish potensial to‘sig‘ining balandligi diod p-n o‘tish kesimi bo‘ylab bir xil bo‘ladi.

p-n o‘tishli diodga magnit maydon qo‘yilganda elektron va kovaklar magnit maydoni va tok yo‘nalishiga perpendikular ravishda og‘adilar. Buning natijasida yuzaga kelgan Xoll kuchlanishi diodning p-n o‘tishdagi xajmiy zaryad sohasini tubdan o‘zgartirib yuboradi. p-n o‘tish kesimining

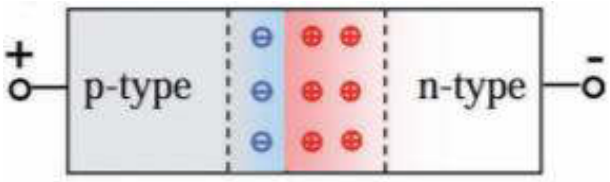
turli sohalarida xajmiy zarad qalinligi va p-n o‘tish potensial to‘siq balandligi o‘zgaruvchan bo‘lib qoladi. P-n o‘tish potensial to‘siq balandligi va hajmiy zaryad sohasining kengligi dioddagi elektron va kovaklar uchun tok zichliklari va elektr maydon kuchlanganligi uchun Puasson tenglamasini yechish orqali aniqlanadi [3].

2 rasmda magnit maydoni ta’sirida p-n o‘tishli dioddagi hajmiy zaryad sohasining kengligini o‘zgarishi sxematik tasvirlangan.

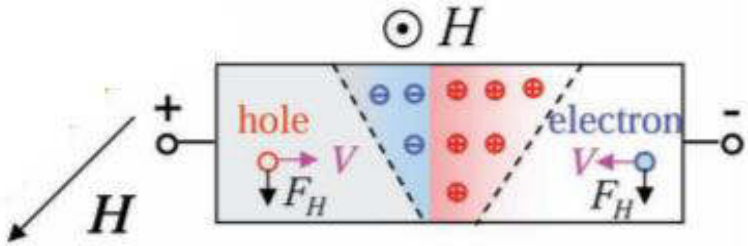
Lorens kuchi ta’sirida n va p sohada elektron va kovaklarning traektoriyalarida burilishi natijasida zaryadlarni na’munaning chetlariga haydaydi. Buning natijasida potensial to‘siq o‘zgaradi va p-n o‘tishning qarshiligini keskin o‘zgarishiga sabab bo‘ladi. Qarshilik ortib tokni kamayishiga olib keladi. Natijada potensial to‘siq balandligi ortadi. Dioddan oqayotgan toklar magnit maydoni bo‘lmaganda $\mathrm{j} = j_{\mathrm{n}} + j_p$, $\mathrm{j_n} = en\mu_n E + eD_n \frac{dn}{dx}$, $\mathrm{j_p} = en\mu_p E - eD_p \frac{dp}{dx}$, ifodalardan foydalanib (2.1) ifodani hosil qilib olamiz.

$$\mathrm{j} = j_{\mathrm{n}} + j_p = en\mu_n E + eD_n \frac{dn}{dx} + en\mu_p E - eD_p \frac{dp}{dx}. \qquad (1)$$

Magnit maydon ta’sir ettirilsa (1)formulamiz qo‘yidagicha tus olishi uchun $j = 0$ shart bilan p-n o‘tishga ta’sir etvchi kuchlar $\mathrm{F_e} = enESdx$ va diffuziya kuchlar $\mathrm{F_d} = kT\frac{dn}{dx}Sdx$ kuchlarni tenglash orqali (2) ifodaga ega bo‘lamiz.



1 rasm. Magnit maydoni bo‘lmaganda p-n o‘tishning hajmiy zaryad soha kengligi [4; 2918-2923-b.]



2 rasm. Magnit maydon ta’sirida p-n o‘tishning hajmiy soha kengligini o‘zgarishi [4; 2918-2923-b.]

$$j = j_{\mathrm{s}}\left(e^{\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e}{kT_e}\left(\varphi_0 - U + J(R_b + \frac{\mathrm{aR_x JB}}{l})\right)} - 1 \right) \qquad (2.3)$$

p-n o‘tishli hajmiy zaryad sohasining magnit maydon ta’sirida o‘zgarishi p-n o‘tishli diodning VAXsida o‘zgarish kuzatilar ekan.

Foydalanilgan adabiyotlar ro‘yxati.

1. К.В.Шалимова, Физика полупроводников/М.Энергоатомиздат,1985, с. 113.

2. Егиазарян Г., Стафеев В., Магнитодиоди и магнитотранзистори и их применение // М. Радио и связ, 1987, с. 26.
3. Вейнгер А.И., Ганилов С.В., Саргсян М.П. Вольтамперная характеристика p-n-перехода с горячими носителями заряда // ФТП, 1979, т.13, вып. 2, с. 318-321.
4. Yang D., Wang F., Ren Y. A Large Magnetoresistance Effect in p–n Junction Devices by the Space-Charge Effect// Adv. Funct. Mater., 2013, **23**, pp. 2918–2923. https://doi.org/10.1002/adfm.201202695

KREMNIYNA Ga VA P KIRISHMA ATOMLARINING BIRGALIKDAGI DIFFUZIYASI

N.F.Zikrillaev, M.B. Tagaev, J.O.Akimova, X.S.Turekeev
Toshkent davlat texnika universiteti

Dunyoda bugungi kunda jadal rivojlanayotgan elektronika va fotoenergetika sohasidagi istiqbolli yo‘nalishlardan biri yarimo‘tkazgich materiallarga III, V va II, VI guruh elementlarini kirishma sifatida tanlash yo‘li bilan hajmda va sirtda nanoklasterlar, jumladan binar elementar yacheykalar hosil qilish muhim ahamiyat kasb etmoqda. Amaliy jihatdan kremniyda dastlabki materialning mavjud xossalardan tubdan farq qiluvchi mutlaqo boshqa xossalarga ega tarkibida binar elementar yacheykalar (BEYA) bo‘lgan yangi materiallarni kashf qilish jahon ilmiy hamjamiyatining dolzarb vazifasidir. Bunda yangi materialning elektrofizik va fotoelektrik xossalarini o‘rganish hamda yuqori sifatli kremniy materialini tejash muammosi dolzarb hisoblanadi. Shuningdek kristall panjarada BEYA strukturalar hosil qilish yo‘li bilan materialning funktsional imkoniyatlarini kengaytirilishi hisobiga elektronika, materialshunoslik hamda fotoenergetika sohalarida yangi yarim o‘tkazgich asboblar paydo bo‘lishiga olib keladi.

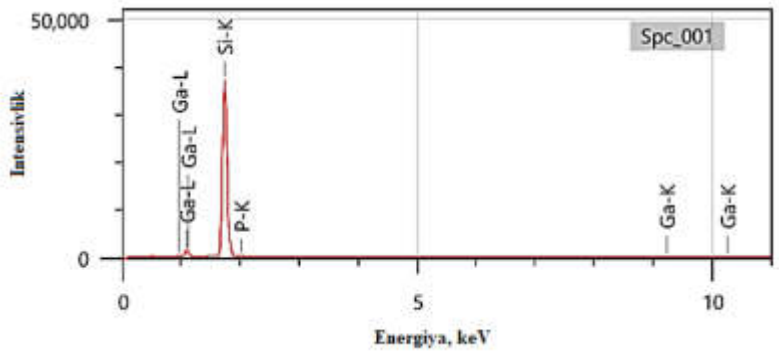
Hozirgi kunda jahonda kremniy materiali negizida nanoo‘lchamli klasterlar hosil qilish bilan materialning fizik xossalarini tubdan o‘zgartirish, uning xususiyatlarini o‘rganish va yangi material asosida fotoelementlar va infraqizil sohasida ishlaydigan datchiklar tayyorlashga katta ahamiyat berilmoqda.

Kremniyga galliy va fosfor kirishma atomlarining birgalikdagi diffuziyasi uchun FGECH-1-17 markali sof galliy fosfid kristallini maydalash orqali olingan kukuni ishlatilgan. Kremniy namunalariga kerakli mexanik va kimyoviy ishlov berilgandan so‘ng galliy fosfid kukuni purkaldi va gaz fazasidan T=1250 °C da t=2 soat vaqt davomida diffuziya qilindi.

1-jadval va 1-rasmda skanerlovchi elektron mikroskop yordamida aniqlangan kremniy sirtidagi GaP yupqa qatlamining tarkibi ko‘rsatilgan.

1-jadval.

Element	Mass %	Atom %
Si	90,62±0,23	94,12±0,24
P	3,74±0,08	3,52±0,07
Ga	5,65±0,18	2,36±0,08



1-rasm. Kremniy sirtida hosil qilingan galliy fosfidi yupqa qatlamining element tarkibi

Fosfor va galliy kirishma atomlari bilan purkalgan kremniy namunasi skanerlovchi elektron mikroskop yordamida tadqiq qilinganda Ga va P kirishma atomlari kremniy yuzasiga bir-biriga yaqin nisbatda purkalar ekan. Bunday ilmiy natijalar kremniyda Si_2GaP turidagi binar birikmalar shakllanadi deb taxmin qilishga asos bo‘ladi.

Foydalanilgan adabiyotlar ro‘yxati:

1. N.F. Zikrillaev, S.V. Koveshnikov, Kh.S. Turekeev, N. Norqulov, S.A. Tachilin. Diffusion of Phosphorus and Gallium from a Deposited Layer of Gallium Phosphide into Silicon. // Physics of the Solid State, 2022, Vol. 64, No. 11, pp. 587-594.
2. N. F. Zikrillaev, S. B. Isamov, S. V. Koveshnikov, Z. T. Kenzhaev, Kh. S. Turekeev. Codiffusion of Gallium and Phosphorus Atoms in Silicon. Surface Engineering and Applied Electrochemistry, 2023, Vol. 59, No. 2, pp. 210–215.
3. N.F.Zikrillaev, S.V.Koveshnikov, Kh.S.Turekeev, B.K.Ismaylov. Composition of Silicon Alloyed with Gallium and Phosphorus Atoms. Journal of surface investigation. X-ray, synchrotron and neutron techniques. 2024, Vol, 18, No 1, pp 69-73.
4. Н.Ф.Зикриллаев, С.Б.Исамов, Х.С.Турекеев, А.Б.Камалов, Ж.О.Акимова. Кремнийга фосфор ва галлийнинг кетма-кет диффузияси натижасида галлий концентрациясининг ошиши. Фан ва жамият. 2021.№3. 21-23 бетлар.

SB_2SE_3 YUPQA QATLAMLARIGA TURLI MIQDORDA SN KIRITISHNING AKTIVATSIYA ENERGIYALARIGA TA’SIRI VA HOSIL BO’LADIGAN DEFEKTLAR TAHLILI

T.M. Raziqov[1] , Q.M. Qo’chqorov[1] , M.A. Mahmudov[1], R.R. Xurramov[1], M.P. Pirimmatov[1], D.Z. Isakov[1], J.G‘, Bekmirzayev[*]

[1]O‘zR FA Azimov nomidagi Fizika-Texnika Institut, Toshkent, O‘zbekiston
O‘zbekiston, 100084, Toshkent, ko‘cha Chingiz Aytmatov, 2b
e-mail: *bekmirzayevjavokhir@gmail.com

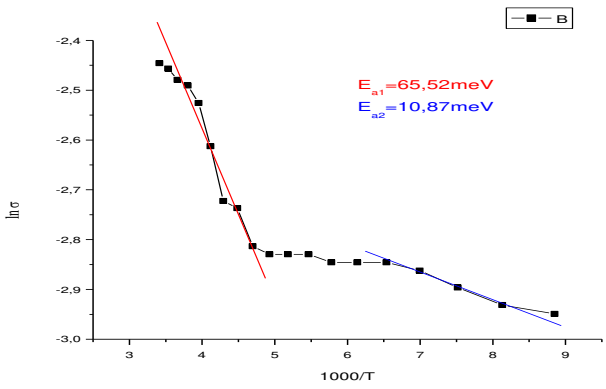
Sb_2Se_3 V va VI guruhga mansub anorganik ikki elementli birikma bo‘lib, u faqat bitta barqaror ortorombik fazaga ega. U optimal ta’qiqlangan zona kengligi (1,1–1,3 eV), yuqori yutilish koeffitsienti ($>10^5$ cm^{-1}), yetarlicha tashuvchi harakatchanlik (~10 $cm^2/V·s$) va uzoq

tashuvchi umr ko‘rish muddati (~60 ns) kabi jozibador optoelektron xususiyatlarga ega bo‘lgani uchun istiqbolli fotoelektrik material sifatida qaraladi. Ushbu tadqiqotda Sn elementining turli konsentratsiyalarda legirlanishi natijasida hosil bo‘lgan Sb_2Se_3 qatlamlarining aktivatsiya energiyasi tahlil qilindi. Eksperimental ishlar davomida Sn legirlangan qatlamlar uch xil qalinlikdagi Sn tagliklarga olingan: 50, 100 va 200 nm. Har bir namunada elektr o‘tkazuvchanlik bo‘yicha temperaturaviy tahlillar o‘tkazilib, aktivatsiya energiyalari aniqlangan. Sb_2Se_3 yupqa qatlamlari turli tarkiblarda (masalan, stexiometrik va stexiometriyadan chetga chiqqan sharoitlarda) kimyoviy molekulyar dastalar o’stirish (KMDO’) usuli yordamida o‘stirildi.. E_a ni aniqlash uchun Sb_2Se_3 yupqa qatlamlarining elektr o‘tkazuvchanligi (σ) haroratning 110-300 K oralig‘ida o‘lchandi. $\sigma. = \sigma_0 \exp\left[-\frac{E_a}{kT}\right]$ Bu yerda: E_a– aktivatsiya energiyasi, k – Bolsmann doimiysi, T – harorat.

Namuna raqami:	**Taglik:**	**T_{tag}, °C**	**Sb/Se, ат %**	E_{a1} (meV)	E_{a2} (meV)	E_{a3} (meV)
D3.3	Glass+Sn(50nm)	400	0,67 Sn(1%)	65,52	10,87	-
D4.2	Glass+Sn(200nm)	400	0,71 Sn(3%)	189,7	552,98	47,55
D4.4	Glass+Sn(100nm)	400	0,62 Sn(2%)	126,91	11,28	-

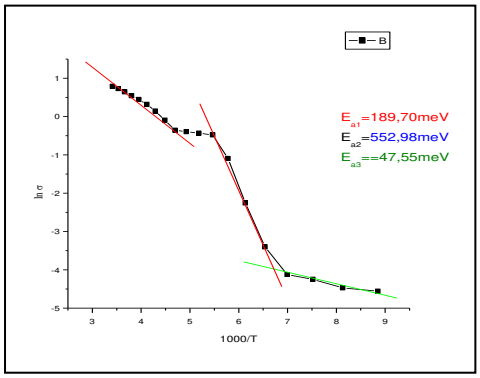
1-Jadval: Jadvalda taglikning turlari, taglik temperaturalari, Surma va Selen nisbatlari, aktivatsiya energiyalari keltirilgan.

D3.3 namunasi 1% Sn legirlangan va 50 mkm Sn taglikka ega. Bu namuna n-tip elektr o‘tkazuvchanlik ko‘rsatdi va ikkita aktivatsiya energiyasi aniqlandi: 65,52 meV va 10,87 meV. Bu qiymatlar past energiyali aktivatsiya jarayonlarining mavjudligini, xususan, sayoz donorlardan iboratligini ko‘rsatadi.



1-rasm: D3.3 namuna uchun o’tkazuvchanlikning temperaturaga bog’liqligi va aktivatsiya energiyalari

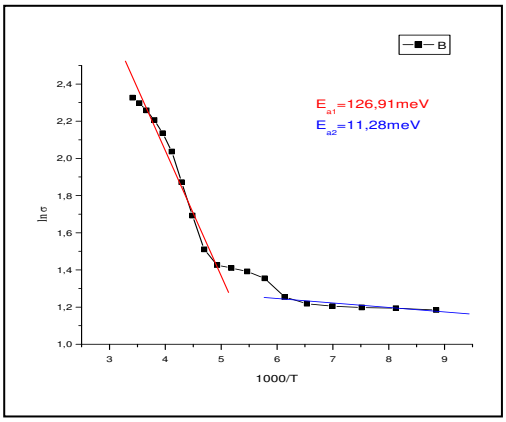
D4.2 namunasi 3% Sn bilan legirlangan va 200 mkm taglikka ega. Unda uchta aktivatsiya energiyasi mavjud: 189,70 meV, 552,98 meV va 47,55 meV. Yuqori qiymatlar chuqur defektlar yoki ionlanish jarayonlarini bildiradi. Bu yuqori Sn konsentratsiyasining kristall panjarada struktura buzilishiga olib kelganini ko‘rsatadi.



2-rasm: D4.2 namuna uchun o'tkazuvchanlikning temperaturaga bog'liqligi va aktivatsiya energiyalari

D4.4 namunasi 2% Sn bilan legirlangan va 100 mkm taglikda olingan. Bunda 126,91 meV va 11,28 meV aktivatsiya energiyalari aniqlandi. Ushbu qiymatlar o'rtacha defekt energiyasi va sayoz defektlarning mavjudligini bildiradi. Ushbu namuna p-tip xossani ko'rsatdi, ya'ni Sn legirlash o'tkazuvchanlik tipini ham o'zgartirgan.

Natijalar shuni ko'rsatadiki, Sn legirlangan Sb_2Se_3 yupqa qatlamlarida aktivatsiya energiyasi Sn miqdoriga va Sn taglik qalinligiga bog'liq tarzda o'zgaradi. Sn konsentratsiyasi ortganda defekt darajalari va energiya to'siqlari ortadi. Bu kristall panjaradagi buzilishlar va yangi defekt holatlari hosil bo'lishi bilan bog'liq..Tadqiqotdan ko'rinadiki, Sn legirlanish Sb_2Se_3 qatlamlarining aktivatsiya energiyasiga sezilarli ta'sir ko'rsatadi.



3-rasm: D4.4 namuna uchun o'tkazuvchanlikning temperaturaga bog'liqligi va aktivatsiya energiyalari

Sn miqdorining oshishi defekt holatlarning ko'payishiga va elektron yuritilish jarayonlarining murakkablashuviga olib keladi. Shuningdek, legirlanish o'tkazuvchanlik tipini o'zgartirish orqali materialning fotovoltaik xossalarini yaxshilashga xizmat qiladi.

Foydalanilgan adabiyotlar ro'yxati:

1. Yongjun Liu 1, Xinsheng Liu 1, Yujun Zhuang, Erhao Li, Nanorod array-induced growth of high-quality Sb2Se3 absorber layers for efficient planar solar cells, Jour. of Al. and Comp. 949 (2023) 169729, https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2023.169729
2. X. Jin, Y. Fang, T. Salim, M.J. Feng, Z.T. Yuan, S. Hadke. T. Schien, L.H. Wong Controllable solution-phase epitaxial growth of Q1D Sb2(S,Se)3/CdS heterojunction solar cell with 9.2% efficiency, Adv. Mater. 33 (2021), e2104346, https://doi.org/10.1002/adma.202104346.

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА КРЕМНИЯ, ЛЕГИРОВАННОГО ПРИМЕСНЫМИ АТОМАМИ НИКЕЛЯ

Н. Ф. Зикриллаев[1], З. Т. Кенжаев[2], Т. Б. Исмаилов[1], Д.М. Уалиев[1]
[1]Ташкентский государственный технический университет им. Ислама Каримова,
[2]Каракалпакский государственный университет им. Бердаха.
e-mail: temurismoilov734@gmail.com

На сегодняшний день в мире актуальными являются получения полупроводниковых материалов такие как Si, Ge и полупроводниковых соединения $A^{III}B^{V}$ легированного примесными атомами с магнитными свойствами переходных элементов железа Mn, Ni, Cr, Fe и Co [1]. Структурные и магнитные свойства низкоразмерных тонких металлических или полупроводниковых пленок с модулированными морфологии поверхности привлекают значительное внимание ученных и специалистов из-за большой важности как в фундаментальных исследованиях, так и в практическом применении [2].

В данной работе исследованы ферромагнитные свойства кремния, легированного примесными атомами Ni, образующихся на поверхности и в объеме обогащенного слоя кремния. Внедрение примесных атомов никеля в кремний, производилось путем диффузии из напиленного слоя, которое широко используется в области полупроводникового приборостроения.

Для исследования магнитных свойства кремния легированного примесными атомами никеля в качества исходного материала использовались кремниевые пластины марки КДБ-0,5 с *p* – типом проводимостью толщиной *d*=200μм с удельным сопротивлением ρ=0,5 Ом·см. Концентрация атомов бора в исходном кремния равен $N_B=4\cdot10^{16}$ см$^{-3}$.



2D – изображение **3D – изображение**

а ***б***

Рис. 1. Топография поверхности кремния после диффузии примесных атомов никеля, полученного в атомно-силовом микроскопе.

На рис. 1. (*а* и *б)* мы видим, что показаны результаты атомно-силовой микроскопии нанокластеров никеля в 2D и 3D измерениях. Видно, что размер нанокластеров никеля в кристаллической решетке кремния находится в диапазоне 100-200 нм. После диффузии и каждого термообработке проводилось исследования электрофизический параметры образца кремния легированного примесными атомами никеля с помощью методом Ван-дер-Пау марки “Ecopia HMS-7000”. Установлено, что не меняется электрофизические параметры (тип проводимости, удельное электрическое сопротивления, концентрация носителей заряда, подвижность носителей заряда) кремния легированного примесными атомами никеля.

таблица-1

Образец	Температура диффузии T, °C	Тип проводи-мости	Удельное сопротивление, Ω·cm	Концентрация, p, n cm^{-3}	Подвижность, μ, cm^2/(V·s)
Исходный Si<B>	-	p	0.5	$4\cdot10^{16}$	300
Si<Ni>	850	p	0.5	$4\cdot10^{16}$	285
Si<Ni>	800	p	0.5	$4\cdot10^{16}$	275

Из анализа полученных результатов установлено, что в определенных термодинамических условиях примесные атомы никеля в кристаллической решетке кремния могут создавать как электронейтральные, так и многозарядные нанокластеры.

Эти экспериментальные данные свидетельствуют, о том, что наличие примесных атомов никеля существенно влияет на концентрацию нанокластеров в кремнии. Это можно объяснить геттерирующими свойствами кластеров никеля в кремнии [6].

Из рис. 2 видно, что ферромагнитные свойства нанокластеров никеля проявляются диффузией атомов никеля в кремний, а параметры коэрцитивной силы и остаточного намагниченность этих кластеров равны Hc=37.5 Oe и Mr=1.8·10^{-2} emu/cm^{-3}.

Полученные результаты в атомно-силовом микроскопе, показывают образования нанокластеров примесных атомов никеля на поверхности и в объеме кремния за счет диффузии, и их размер составляет порядка ~200 нм. Результаты диффузионной и дополнительной термической обработки кремния с введением атомов никеля показывают, что поверхностное и объемное сопротивление полученных образцов не изменилось, что

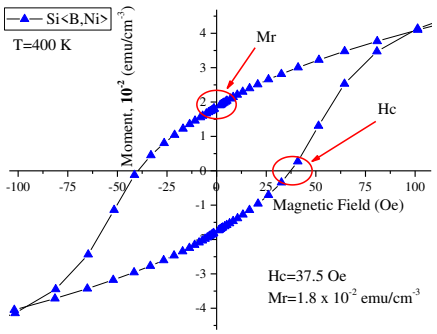


Рис. 2. Гистерезис петля в кремний легированного примесными атомами Ni при температуре T=400 К.

подтверждает наличие образовавшихся нанокластеров, а не силицида.

Полевая зависимость нейтральных нанокластеров, образованных введением легирующих атомов никеля в кремний, показывает, что эти нанокластеры сохраняют свои ферромагнитные свойства не только при комнатной температуре, но и при температурах выше комнатной.

Литература

1. Neetu Gyanchandani. Preparation of spintronically active ferromagnetic contacts based on Fe, Co and Ni Graphene nanosheets for Spin-Field Effect Transistor. Materials Science and Engineering: B. (2020), T.261, №114772, 1–10-б.

2. O.V.Snigirev. Magnetic properties of thin Ni films measured by a dc SQUID-based magnetic microscope. Physical Review B. (1997), T.55, №21, 1–10-б.

RESEARCH OF PRODUCTION CHARACTERISTICS OF SINGLE-CRYSTAL SILICON BASED PHOTOCELLS USING A PHOTOTHERMOGENERATOR OF SELECTIVE RADIATION

L.K. Mamadaliyeva, S.I. Zokirov, J.X. Karimov
Fergana State Technical UniversityRepublic of Uzbekistan, Fergana

Over the past 30 years, the share of renewable energy sources, such as wind and solar energy, has increased from 36560 thousand toe (1990) to 256830 thousand toe (2017). In particular, the share of solar photovoltaic energy increased from 91 GWh (1990) to 443554 GWh (2017) [1]. Especially since the 90s of the 20th century, the process of production and use of solar photovoltaic cells has accelerated in Asia [2].

According to the International Energy Agency (IEA), the share of solar energy can be approximately 20-25% of all electricity in 40 years. This will lead to a reduction in carbon dioxide emissions by 6 billion tons per year [3].

Solar energy that enters the Earth's atmosphere is 342 W / m2. But about 30% of them scatter or return to space. The remaining 70% (239 W / m^2) can theoretically be converted into electricity. However, the conversion efficiency of sunlight into electricity does not exceed 20-25% on average. Therefore, today, the problem of increasing the efficiency of converting solar radiation into electrical radiation using semiconductor photoconverters is considered one of the most relevant.

Despite active research, the obtained performance indicators of existing devices do not meet the expectations of scientists. All known models have several disadvantages:
-high possibility of overheating of solar panels due to the presence of non-photoactive rays;
- decrease in the coefficient of performance (COP) with increasing radiation density; - the need to use photovoltaic batteries from a certain type of material, etc.

The results of our research on the creation of highly efficient devices led to the creation of a more perfect sample of a selective radiation photothermogenizer capable of solving the above problems: increasing and stabilizing the efficiency value, eliminating temperature factors that negatively affect the electrophysical parameters of semiconductor materials.

The proposed model of a photothermogenerator is more efficient than existing analogues, due to the fact that the direction of selective radiation eliminates overheating of solar cells, and therefore ensures the stability of the conversion of photovoltaic energy. This design differs from previous ones in that it uses a protective unit in which photocells are protected that are protected from side effects using an automated system for determining the optimal coordinates of the photocell and there is a movable gap.

The concentration of solar radiation reduces the area of solar panels. In addition, additional heat conversion occurs with the help of a thermoelectric converter, which leads to an increase in the overall efficiency of the system.

It is known that the value of the electrophysical parameters of semiconductor solar cells is relatively stable at a certain temperature. Considering that the temperature varies depending on the light intensity, we can conclude that the direction of concentrated sunlight at one point in order to get more energy usually only leads to a sharp increase in temperature in this area. Therefore, when the temperature of the solar cell exceeds the relative limit, its efficiency decreases sharply n times (Fig. 1.).

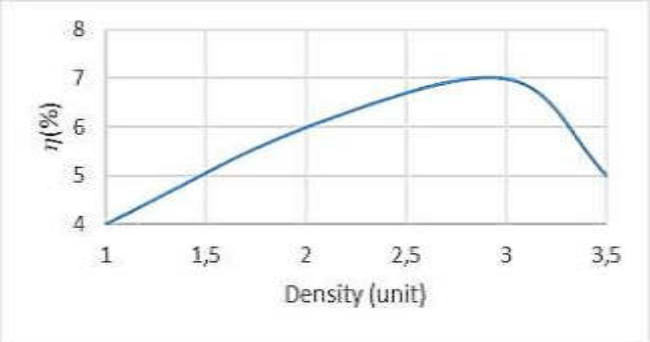


Fig. 1. The dependence of the efficiency solar cell conversion from radiation density

According to theoretical calculations, an increase in the intensity of selective light rays and time should not adversely affect the conversion efficiency. Comparing the results shown in Figures 1 and 3, we can determine that in the first case, the efficiency over time reduced by 2-3 times.

And as a result of the use of selective light, this speed not only decreased, but the difference between the maximum and minimum values was significantly reduced. If we calculate the average value of productivity from two cases, the results of the second experiment will be 3-4 times more effective.

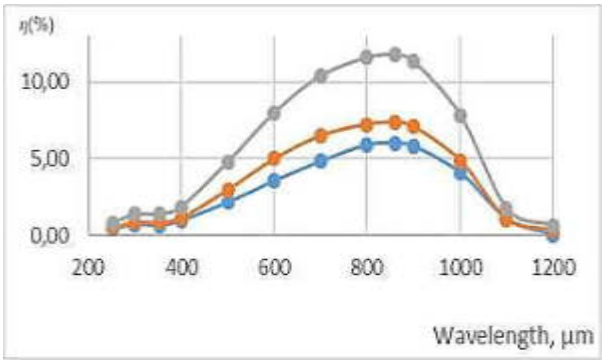


Fig. 2. Spectral sensitivity and dependence of the maximum voltage of a polycrystalline silicon photocell at various light intensities

To avoid this problem, in our experiment, concentrated light was divided into spectrum before sending to a polycrystalline silicon hotocell. As a result, with an increase in the radiation density, voltmeter indicators connected as a load also increased (Fig. 2., Fig. 3.).

For the reliability of the results, the experiments were carried out using a standard solar module - MSM 12-700. The module was located in a protective box to protect it from the environment, and the radiation was directed through standard glass with a conductivity of 100%, 72% and 32%. When illuminating at intensities of 783, 559 and 403 lux (52.2 Vt / m^2, 39.9 Vt / m^2 and 26.9 Vt / m^2), the value of the no-load voltage and short-circuit current was U_{nl} = 3 , 91 V, U_{nl} = 4.75 V, U_{nl} = 5.19 V and $I_{sh.c}$ = 1.25 mA, $I_{sh.c}$ = 2.62 mA, $I_{sh.c}$ = 4.8 mA, respectively.

According to the obtained data, the efficiency coefficients were η (52.2) = 4.0%, η (39.9) = 3.3%, and η (26.9) = 2.2%, respectively.

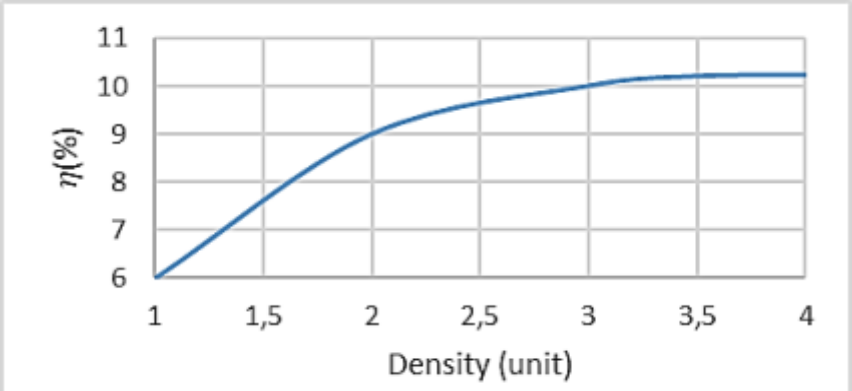


Fig. 3. The dependence of the efficiency transforming a solar cell from selective radiation density.

Conclusion

Based on the above results, it was found that the efficiency of the photocell does not change accordingly when lighting with different intensities using a light source with the same spectral content. Although the intensity in the first and third cases is three times different, the difference in the efficiency coefficients was only 2%. Similar results were obtained in experiments with samples with a higher coefficient (15–18%).

At the second stage, the efficiency of the solar cell was studied with a maximum efficiency of 6-7% at an average temperature of + 30 ° C. The maximum current was Wmax (13.4) = 1.3 W when illuminated with monochromatic radiation (800-900 μm) and an intensity of 201 lux. And the utility value of the photoelectric coefficient was estimated at 9.7-10%. This figure increased to 1516% with increasing intensity.

The smallest and maximum efficiency coefficients of a single-crystal silicon solar cell of a production sample (with a productivity of 6% and 13%, respectively) using a photothermogenerator were 15 and 16%, respectively. Although the conversion efficiency of solar cells should be higher when using selective radiation, in real conditions these indicators do not correspond to the expected results. This is due to the problem associated with the detection of the ideal photoactive spectrum and its perpendicular direction to the photocell.

References

1. Statistics. (n.d.). Retrieved from Source: Statistics AND Data - International Energy Agency (IEA): https://www.iea.org/statistics/
2. Solar energy. (n.d.). Retrieved from The free electron Encyclopedia: https://en.wikipedia.org/wiki/solar_energy
3. Solar cell. (n.d.). Retrieved from The free electron Encyclopedia: https://en.wikipedia.org/wiki/solar_cell

MARGANES KIRISHMALARIGA EGA KREMNIYNING TENZOELEKTRIK XOSSALARIGA HARORATNING TA'SIRI

A.B. Kamalov[1], S.A. Tursınbaev[2]

[1]Ajiniyoz nomidagi Nukus davlat pedagogika instituti, fizika-matematika fanlari doktori, professor.

[2]Ajiniyoz nomidagi Nukus davlat pedagogika instituti, fizika-matematika fanlari bo'yicha falsafa doktori (Ph.D.), dotsent v.v.b.

E-mail: sabirbay_fizika@mail.ru

Zamonaviy tenzodatchiklaning sezgirligi asosan yarimo'tkazgichlarning taqiqlangan zona kengligining o'zgarishi va kirishma atomlarining ionlanish energiyasi bilan belgilanadi, shu sababli bunday datchiklarnig past bosimlar sohasidagi tenzosezgirligi etarlicha past va haroratga kuchli bog'liq [1-2]. Turli haroratlarda marganes kirishmalariga ega kremniyning tenzoxossalarining o'ziga xos xususiyatlarini o'rganish qiziqish uyg'otadi.

Kremniyga diffuziya yo'li bilan marganes kirishma elementini legirlab, namunalar tayyorlandi. Bunda boshlang'ich material sifatida ρ=3 Om·sm qarshilikli, N=(5÷7)·10^{17} sm^{-3} kislorod konsentratsiyali *p*-tipli monokristall kremniy ishlatildi. Marganesning diffuziya harorati va vaqti, 0.5 mm x 4 mm x 8 mm o'lchamdagi ρ=(5÷7)· 10^3 Om·sm qarshilikli *p*-tipli kompensatsiyalangan kremniyni olish uchun, mos turda 1000÷1100 °C oralig'ida va 0.5÷1 soat oralig'ida amalga ochirildi. Aynan bunday materialda klasterlarga ega kremniying elektrofizik xossalariga ta'siri aniqroq namoyon bo'ladi. Diffuziya, mexanik va kimyoviy ishlov berishdan keyin namunalarning elektrik parametrlari Xoll effekti usuli bilan o'lchandi (1-jadval).

1-jadval

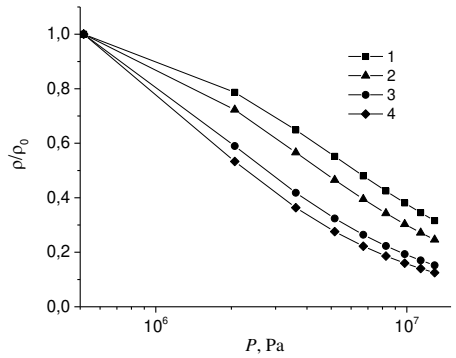
№	Boshlang'ich material	Tipi	*ρ, (Om·sm)*	*μ, ($V·s/sm^2$)*	*n, p (sm^{-3})*
1	KDB-3	*P*	$7.92·10^2$	120.7	$2.39·10^{13}$
2	KDB-3	*P*	$5.5·10^3$	224.9	$2.49·10^{12}$
3	KDB-3	*P*	$5.64·10^4$	274.8	$2.03·10^{11}$
4	KDB-3	*P*	$1.53·10^5$	330.2	$1.14·10^{11}$

Kremniy namunasiga harorat va bosimning bir vaqtda ta'sirini o'rganish uchun namunani xona haroratidan 200 °C gacha tekis isitish va *I* = 0÷15000 lyuks oralig'ida tartibga solinadigan fon yoritish intensivligida $5·10^8$ Pa gacha ko'ndalang lokal deformatsiya yaratishga imkon beruvchi maxsus qurilma ishlab chiqildi. Lokal deformatsiya d ~ 100 μm diametrli metall uchi zond yordamida namunaga bosim berish orqali yaratildi. Qurilma $1.41·10^5$ Pa bosim qadam bilan namunalarning tenzoxossalarini o'rganishga imkon berdi.

(1-rasm) da turli haroratlarda bosim ostida tekshirilayotgan namunalarning ρ o'zgarishi keltirilgan. Bundan, harorat o'sishi bilan namunalarning tenzosezgirligi ortishi aniqlandi. Bu jarayon T=70÷75 °C gacha davom etadi, haroratning bundan keyingi oshishi namunalarning tenzosezgirligining yomonlashuviga olib keladi. Namunalarning α tenzosezgirligining harorat ta'sirida o'zgarishi (2-rasm) da ko'rsatilgan.

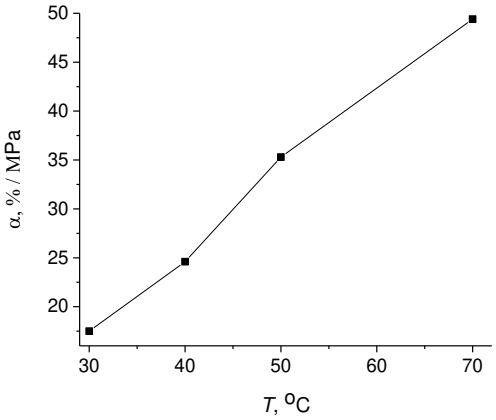
Olingan eksperimental natijalar nafaqat tenzodatchikllarni keng harorat oralig'ida ishlatish imkoniyatini, balki bir vaqtning o'zida bosim ta'sirida ularning yuqori harorat sezgirligini ko'rsatadi, bunda harorat ortishi bilan tenzosezgirlikning ham ortishi aniqlandi. Olingan eksperimental ma'lumotlar asosida kirishma atomlariga ega kremniy noyob fizik imkoniyatlarga ega yuqori samarali tenzodatchiklar yaratish uchun yangi material ekanligini aytish mumkin. Bundan, oddiy yarimo'tkazgich materiallardan farqli o'laroq, marganes atomlariga ega kremniyda

xona haroratida etarlicha yuqori tenzosezgirlik kuzatildi, buni mavjud nazariya bilan tushuntirish qiyin.



1-rasm. Turli haroratlarda bosim ta'sirida klasterlarga ega kremniy namunalarining ($\rho = 5.5 \cdot 10^3$ Om·sm) solishtirma qarshiligining nisbiy o'zgarishi: 1 – 30 ˚C, 2 – 40 ˚C, 3 – 50 ˚C, 4 – 70 ˚C.

Olingan materialdagi bunday yuqori tenzosezgirlik bosim berilgan vaqtda marganes atomlari klasterlarining holatining o'zgarishi bilan bog'liq. Bu ma'lumotlar marganes atomlari klasterlariga ega kremniyning yangi sinf tenzodatchiklar yaratish uchun istiqbolli material bo'lib xizmat qilishi mumkinligini ko'rsatadi. Marganes atomlari klasterlarining konsentratsiyasi va zaryad holatini boshqarish orqali bunday materialning tenzosezgirligini sezilarli darajada oshirish mumkin.



2-rasm. Namunalarning α tenzosezgirligining harorat ta'sirida o'zgarishi.

Shunday qilib, marganes atomlari klasterlariga ega kremniy yuqori sezgir tenzodatchiklar yaratish uchun noyob material ekanligi aniqlandi. Bunda shuni ta'kidlash kerakki, tenzodatchiklar yaratishda ishlatilayotgan mavjud materiallardan farqli o'laroq, marganes atomlari klasterlariga ega kremniyning tenzosezgirligi harorat 70 ˚C gacha ortishi bilan ortib boradi.

Adabiyotlar ro'yxati:

1. Бахадырханов М.К., Илиев Х.М., Зикриллаев Х.Ф. Влияние одноосного сжатия на фотопроводимость сильнокомпенсированного Si <B, Mn>. // Письма в ЖТФ. - 1998. - Т.24. - №22. – стр. 23 - 28.
2. Турсынбаев С.А., Камалов А.Б., Илиев Х.М., Тачилин С.А., Кушиев Г.А. Тензосвойства кремния с нанокластерами// Физика полупроводников и микроэлектронике. Научный журнал. 2019, том 1, выпуск 4. г.Ташкент. DOI 10.37681/2181-9947-2019-4.

SUBNANO-SECOND OPTOELECTRONICS BASED ON THYRISTOR FORMERS OF POWERFUL PULSES

A.M. Sultanov, Kh.N. Bozorov, Sh.R. Nematjanov, G.U. Abdullayeva
Namangan State Technical University
e-mail: xurshid_bozorov83@mail.ru

A technology has been developed and an optimal solution has been found for the problems of generating ultrashort optical pulses of high peak power based on GaAs and AlGaAs heterostructures optically and electrically coupled ordinary n^+-p^0-n^0 (GaAs) and optotransistor P –p-N (AlGaAs)-n^0–p (GaAs).

Interest in the problem of generating ultrashort optical pulses of high peak power is due to their wide application in various fields, such as optical communications, metrology, information processing systems, spectroscopy, etc. An important feature of semiconductor lasers is the possibility of fast direct modulation of radiation by current injection. The method of direct current gain modulation uses this feature and allows you to generate short optical pulses directly in the laser element [1-2] The first, as a rule, is a complex technological problem, and, the second, requires broadband matching of a low-resistance laser diode with a microwave path.

This paper shows the prospects for using photon-injection pulsed thyristors (RPT) as a source of modulating pulses. The structure contains optically and electrically coupled conventional n^+-p^0-n^0(GaAs) and P-p-N (AlGaAs) – n^0-p (GaAs) optotransistor. In fact, there is a vertical scheme for integrating a laser and a pulse modulator. As shown in [3], when a thyristor is turned on, a current pulse of 10 A with a front of 200 ps, a duration of 0.5–5 ns, and a limiting frequency of up to 50 kHz flows through the double hetero structure built into it. Thus, conditions are created for effective modulation of the amplification of optical radiation in the active region of the double hetero structure (DHS).

The radiation dynamics of a semiconductor laser is described by rate equations [2]. The numerical solution of these equations for a laser based on a double hetero structure built into the FIIT gives the following dependences of the electron density **N** and photon density S in the active region of the GVD laser on time (see Fig.1).

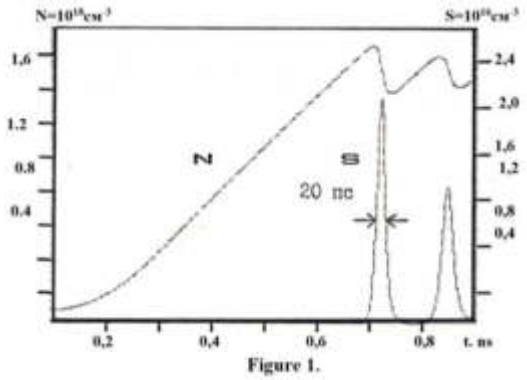


Figure 1.

The pump current density j=104 A/cm^2. The FWHM of the generated optical pulses was 20 ps, the peak power was 3 W, and the repetition rate was 8 GHz.

The influence of the parameters of the modulating pulse and the laser structure on the parameters of optical pulses is studied [3]. The mode of laser radiation in FIIT was experimentally

implemented. Thus, a relatively simple way of integrating a source of picosecond optical pulses and a generator of modeling pulses has been found.

Literature

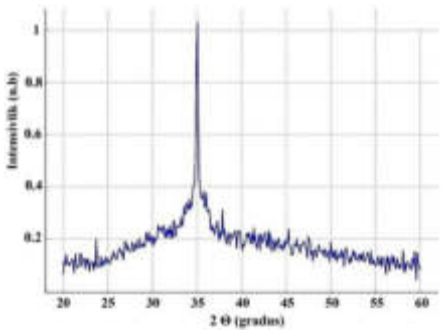
1. Sarkat T. 2007. Epitaxial Desingn of Direct Optically Controlled GaAs/AlGaAs –based Heterostructure Lateral Superjunction Power Device for Fast Repetitive Switching/ Mazumder S.K. // IEEE Transactions on Electron Devise. Vol. 54. № 3. March.
2. Sultanov A.M., Abdukarimov A.A., Kufian M.Z. 2023. Development of technology for creating high-voltage p^0-n^0 junctions based jn GaAs. BULLITIN OF THE KARAGANDA UNIVERSITY. PHYSICS series № 4 (112). pp. 50-56.

TERMIK BUG‘LATISH USULI BILAN OLINGAN ZnO VA BOR BILAN LEGIRLANGAN ZnO YUPQA QATLAMLARINING STRUKTURAVIY VA MORFOLOGIK XARAKTERISTIKASI

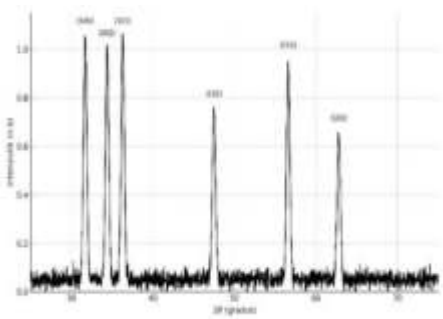
F.T. Yusupov
Farg‘ona davlat texnika universiteti, O‘zbekiston.

Rux oksidi (ZnO) keng taqiqli zona yarim o‘tkazgichi sifatida II-VI guruh birikmalarining muhim vakili hisoblanadi[1]. 3.37 eV taqiqlangan zona kengligi, yuqori eksiton bog‘lanish energiyasi (60 meV) va ajoyib optik shaffoflik xususiyatlari tufayli ZnO quyosh elementlari, yorug‘lik chiqaruvchi diodlar, shaffof o‘tkazgich elektrodlar va gaz sensorlari kabi turli xil optoelektronik qurilmalarda keng qo‘llanilmoqda.

ZnO yupqa qatlamlarini olishning turli usullari mavjud bo‘lib, ular orasida termik bug‘latish, kimyoviy bug‘ cho‘ktirish, elektrokimyoviy cho‘ktirish va zol-gel usullari asosiy o‘rin tutadi [2]. Termik bug‘latish usuli o‘zining soddaligi, arzonligi va ekologik tozaligi tufayli alohida e’tiborga



1-rasm:ZnO yupqa qatlamining RND



2-rasm: B kiritilgan ZnO plenka uchun

sazovordir.

Bor (B) bilan legirlash ZnO ning elektr va optik xususiyatlarini yaxshilash uchun samarali usul hisoblanadi[3]. Bor atomlarining kichik ionli radiusi (0.02 nm) rux atomlariga (0.074 nm) nisbatan inertsistial joylashishga imkon beradi va kristall panjarada deformatsiya hosil qiladi. Ushbu tadqiqotning maqsadi termik bug‘latish usuli orqali sof ZnO va turli kontsentratsiyalardagi

bor bilan legirlangan ZnO:B yupqa qatlamlarini bug'latish qilish va ularning strukturaviy, morfologik hamda optik xususiyatlarini keng qamrovli o'rganishdir.

ZnO yupqa qatlamlari ikkita alohida termik bug'latish usuli orqali olingan:

1-usul (Sof ZnO qatlamlari): toza Zn kukuni havo bosimida termik bug'latish orqali yupqa qatlam olingan. Optimal parametrlar quyidagicha belgilangan: 9 nm/s tezlikda 30 daqiqa davomida sekin qizdirish, so'ngra 575°C temperaturada 1 daqiqa davomida bug'latish. Taglik temperaturasi 300°C da ushlab turilgan, manba-taglik orasidagi masofa 12 sm qilib belgilangan.

2-usul (ZnO:B qatlamlari): ZnO:B kukuni yuqori vakuum sharoitida ishlov berilgan. Bug'latish jarayoni 1 soat davomida bosqichma-bosqich qizdirish va 1600°C temperaturada 30 sekund davomida bug'latishni o'z ichiga olgan. Taglik temperaturasi 300°C da saqlanib, manba-taglik orasidagi masofa 14 sm qilib o'rnatilgan.

300°C temperaturada termik ishlov berilgan ZnO yupqa qatlamlarining RND tahlili aniq belgilangan geksagonal vurtsit strukturani ko'rsatdi va (002) tekislik bo'yicha ustunlik yo'nalishi kuzatildi(1-rasm). Asosiy difraksion cho'qqi $2\theta = 34.4°$ da joylashgan bo'lib, (002) kristallografik tekislikka mos keladi va yuqori kristall sifatini bildiradi. $2\theta = 34°$ va 36° atrofidagi ikkinchi cho'qqilar geksagonal strukturani tasdiqlaydi.

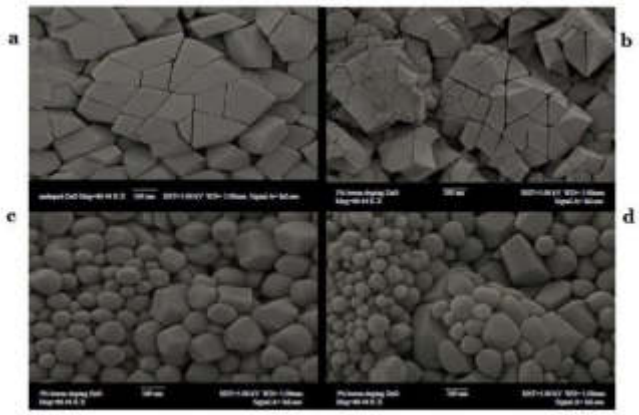
Termik ishlov berish natijasida cho'qqilarning keskinligi va intensivligi sezilarli darajada oshgan, bu kristall tuzilishning yaxshilanishini ko'rsatadi.

ZnO:B qatlamlari uchun difraksion cho'qqilar (100), (002) va (101) tekisliklarda kuzatilgan(2-rasm). Bor kirishmasi kiritilishi muntazam cho'qqi siljishlari va kengayishlarini keltirib chiqardi, bu muvaffaqiyatli substitusional legirlanish va panjara deformatsiyasini ko'rsatadi [4]. Kuzatilgan panjara deformatsiyasi B^{3+} (0.02 nm) ning Zn^{2+} (0.074 nm) ga nisbatan kichikroq ionli radiusi bilan izohlanadi va bor atomlarining ZnO panjarasida interstitsial egallashini tasdiqlaydi[5].

Morfologik Xarakteristikalar. SEM tahlili(3-rasm) bor legirlanishi natijasida sezilarli morfologik o'zgarishlarni aniqladi: sof ZnO: kristallit o'lchamlari 60-300 nm oralig'ida bo'lib, o'rtacha kristallitlararo masofa 100 nm ni tashkil etdi. Yuqori sirt energiya holati natijasida kristallit o'lchamlari minimallashtirililgan, bu kristallit o'sishi va panjara deformatsiyasiga ta'sir qiladi[2].

1% B-legirlangan ZnO: Kristallit o'lchami 130-150 nm gacha kamaygan, zaryad tashuvchilar harakatchanligining yaxshilanishi tufayli elektr o'tkazuvchanlik oshgan.

3% B-legirlangan ZnO: Kristallit o'lchamining 100-130 nm gacha qo'shimcha kamayishi kuzatilgan, elektr qarshiligi 1.2×10^3 Ω·cm gacha tushgan.



3-rasm. Sof va bor bilan legirlangan ZnO yupqa qatlamlarining SEM tasviri. a-sof ZnO, b-1%, c-3%, d-5%

5% B-legirlangan ZnO: Kristallit o‘lchamlari 80-100 nm gacha minimallashtirigan, ammo sirt nuqsonlari sezilarli darajada oshgan, natijada qarshilik 5×10^3 Ω·cm gacha ko‘tarilgan[2].

Morfologik o‘zgarishlar o‘rtacha bor legirlanishi (3%) kristallit maydalanishi va elektr xususiyatlari o‘rtasida optimal muvozanatni ta’minlashini ko‘rsatadi.

Ushbu tadqiqotda ishlab chiqilgan termik bug’latish usullari aniq parametr optimizatsiyasi orqali ZnO yupqa qatlam xususiyatlarini samarali nazorat qilishni namoyish etadi. ZnO panjarasiga bor atomlarini kiritish bir nechta foydali modifikatsiyalarni keltirib chiqaradi. Bor legirlanishi kristall sifatini yaxshilaydi va elektron xususiyatlarni modulyatsiya qila oladigan panjara deformatsiyasini kiritadi. RNDdagi muntazam cho‘qqi siljishlari muvaffaqiyatli bor kiritilishi va panjara parametrlarining modifikatsiyasini tasdiqlaydi. Bor kontsentratsiyasining ortishi bilan kristallit o‘lchamining bosqichma-bosqich kamayishi (300 nm dan 80 nm gacha) elektr transport xususiyatlariga sezilarli ta’sir ko‘rsatadi. Optimal 3% bor kontsentratsiyasi kristallit maydalanishi va elektr o‘tkazuvchanlik o‘rtasida eng yaxshi holatni ta’minlaydi.

Foydalanilgan adabiyotlar ro‘yxati

1. Jouya, M., Taromian, F., & Afshari Abolkarlou, M. (2020). Growth of Zn thin films based on electric field by thermal evaporation method and effect of oxidation time on physical properties of ZnO nanorods. *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*, 31, 8680-8689.
2. Rahman, M., et v. (2025). Preparation and Characterization of CuO/ZnO Nanostructures Thin Films using Thermal Evaporation for Advanced Gas Sensing Applications. *TIS Journal*, DOI: 10.48048/tis.2025.9002.
3. Ahmed, S., et al. (2020). Characterization and Doping Effect of Cu-Doped ZnO Films. *David Publisher*, 5ee3395c4b765.
4. Wang, L., et al. (2021). Synthesis and Optical Properties of B-Mg co-Doped ZnO Nanoparticles. *Coatings*, 11(8), 882.

KAOLINGA TEMIR KIRITILGANDA ELEKTRON XUSUSIYATNING O‘ZGARISHINI DFT ASOSIDA TADQIQ QILISH

D.Sh. Kurbanov[1], K.R. Yakubov[1], R.B. Bazarbayev[1], R.Sh. Rahimboyev[1], S. Zh. Karazhanov[2]

[1]Abu Rayxon Beruniy nomidagi Urganch davlat universiteti,
[2]Quyosh energiyasi bo‘limi, Energiya texnologiya instituti
e-mail: davronkurbanow@gmail.com

Kaolin ($Al_2Si_2O_9H_4$), o‘zining noyob strukturaviy va kimyoviy xususiyatlari tufayli materiallar fizikasi va kimyosida keng qo‘llaniladi. Kaolin tabiiy oq gil bo‘lib, uning kristall strukturasi aluminosilikat qatlamlaridan tashkil topgan [1]. Ushbu materialning elektron xususiyatlarini o‘zgartirish, xususan uning taqiqlangan zona qiymatini kamaytirish orqali uni yarimo‘tkazgichlar, fotokataliz va sensorlar kabi muhim texnologik sohalarda qo‘llash imkoniyatlari kengaytirdi [2].

O‘tish metalli ionlari bilan legirlash materiallarning elektron, optik va magnit xususiyatlarini o‘zgartirish uchun samarali usul hisoblanadi. Bularning ichida Temir (Fe) alohida o‘rin tutadi. Aniqrog‘i u turli oksidlanish holatlarida mavjud bo‘lishi va kaolin strukturasiga kiritilganda uning elektron xususiyatlarini sezilarli darajada o‘zgartiradi [3].Temir kiritligan kaolin atrof-muhit ifloslanishini kamaytirish, katalizator va yorug‘lik yutish tizimlari kabi ko‘plab amaliy sohalar uchun istiqbolli material hisoblanadi [3].

Zamonaviy hisoblash metodlari, ayniqsa zichlik funksional nazariyasi (DFT) gil minerallarining fundamental xususiyatlarini atomistik darajada o‘rganish imkonini beradi [4]. Gibrid funksionallar, xususan HSE06 materiallarning taqiqlangan zona qiymatlarini aniq hisoblash uchun alohida ahamiyatga ega. Standart DFT usullari ko‘pincha taqiqlangan zonani qiymatlarini past baholaydi [5].

Ushbu tadqiqotda kaolinga temir atomlarini kirishma qilish orqali uning elektron xususiyatlarining o‘zgarishi o‘rganildi. Asosiy e’tiborimiz Fe kiritligan kaolinningto‘liq va qisman elektron holatlar zichligi, taqiqlangan zona kengligi qiymatlarining o‘zgarishiga qaratilgan. Bu o‘zgarishlarni tushunish orqali kaolinga asoslangan materiallarning amaliy qo‘llanilishini kengaytirish va yangi funksional xususiyatlarga ega materiallarni yaratish imkoniyatlari ochiladi [6].

Vienna Ab-initio Simulation Package (VASP)da o‘tkazilgan DFT hisoblashlari yordamida kaolinning kristall strukturasi, elektron xususiyatlari va Fe kritilishi natijasida yuzaga keladigan o‘zgarishlari batafsil tahlil qilindi. Tadqiqot natijalariga ko‘ra kaolinga Fe kiritilmasdan oldin hisoblash bajarilganda taqiqlangan zona 6.24 eV ekanligi anqilandi. Kremniy atomlariga nisbatan 25% hisobida Fe kiritilganda band gap 2.8 eV bo‘lib qoldi.To‘liq va qisman elektron holatlar zichligi tahlil qilnganida Fe ning 3d valent elektron qavati taqiqlangan zona sohasida qo‘shimcha elektron holatlarni yuzaga keltirdi. Shu tufayli taqiqlangan zona kengiligi kamaydi.

Olingan natijalar keng ko‘lamli amaliy ahamiyati mavjud bo‘lib, ular kaolinga asoslangan materiallarni fotokataliz, gaz sensorlari va quyosh energiyasi foydalanish kabi sohalarda qo‘llash imkoniyatlarini kengaytiradi.

References

1. Murray HH. Applied clay mineralogy: occurrences, processing and applications of kaolins, bentonites, palygorskite-sepiolite, and common clays. Elsevier; 2006.
2. Nisar J, Topalian Z, De Sarkar A, Österlund L, Ahuja R. Optical gap and native point defects in kaolinite studied by the GGA-PBE, HSE functional, and GW approaches. Physical Review B. 2011;84(7):075135.
3. Fu L, Yang H. Structure and electronic properties of transition metal doped kaolinite nanoclay. Nanoscale Research Letters. 2017;12(1):411.
4. Chen M, Yang T, Han J, et al. The Application of Mineral Kaolinite for Environment Decontamination: A Review. Catalysts. 2023;13(1):123.
5. Richard N, Zalutskii AA, et al. Local Environments in Iron-Bearing Clay Minerals by DFT Approaches. Applied Clay Science. 2021;214:106277.
6. Apaolaza-Goikoetxea A, Richard N, Rendtorff NM, Gil Rebaza AV. The study of their structural and electronic properties by DFT methods. Applied Clay Science. 2022;218:106404.

ДИФФУЗИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СЛОЯХ PbS ПРИ ТЕРМИЧЕСКОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

Н.Э. Алимов, Б. Омонов
Ферганский государственный университет

Термический нагрев играет ключевую роль в активации диффузионных процессов в твердых телах, особенно в поликристаллических материалах. В частности, для халькогенидов свинца (PbS) наблюдается существенное различие между коэффициентами диффузии в объеме кристаллитов ($D_{об}$) и на границах кристаллитов ($D_{гк}$), где $D_{гк} \gg D_{об}$. Этот эффект подтвержден рядом исследований, указывающих на преимущественное распространение примесей вдоль границ [1,2]. Нагрев таких слоев приводит к перераспределению кислородосодержащих центров, локализованных на поверхности кристаллитов, в сторону границ, что обусловливает изменение их концентрации в пространстве [3].

В настоящем исследовании проведён анализ деградации свойств фотослоев PbS, полученных химическим и физическим (термовакуумное испарение) методами, при прогреве в различных средах. Результаты демонстрируют, что снижение электропроводности слоя σ обусловлено истощением границ кристаллитов акцепторными примесями, что ведет к уменьшению амплитуды изгиба зон φ и, как следствие, к сужению инверсионного канала проводимости [4].

Диффузионный механизм изменений параметров слоя подтверждается сохраняющейся кинетикой этих процессов при различных температурах прогрева. Анализ температурных зависимостей показал снижение энергий активации, что согласуется с моделями, описанными в [5-8].

Таким образом, более полная модель диффузионной деградации требует не только учета динамики NS(τ), но и взаимосвязи этой величины с микроскопическими параметрами электронной структуры и морфологии слоя.

Литература

1. Xie, Y. et al. (2013). Oxygen diffusion mechanisms in Pb–chalcogenide nanostructures. /Journal of Applied Physics/, 114(9), 093708.
2. Park, J. & Kim, D. (2014). Grain boundary–mediated diffusion in polycrystalline semiconductors. /Materials Science in Semiconductor Processing/, 27, 301–308.
3. Zhang, Y. et al. (2015). Influence of grain boundaries on defect diffusion in PbS thin films. /Thin Solid Films/, 589, 55–61.
4. Liu, Q. & Wang, Z. (2018). Effect of thermal annealing on electronic transport in PbS photoconductive layers. /Materials Research Express/, 5(6), 065905.
5. Ivanov, D. V. et al. (2017). Temperature–dependent electrical characteristics of chemically synthesized PbS layers. /Semiconductors/, 51(12), 1585–1590.
6. Rusu, M. et al. (2021). Thermally activated degradation of PbS–based photodetectors: A kinetic approach. /Sensors and Actuators A: Physical/, 321, 112613.
7. Greenberg, M. (1967). /Advanced Engineering Mathematics/. Prentice Hall.
8. Choi, J. & Lee, S. (2020). Carrier transport in thin film photoconductors under thermal stress. /Applied Surface Science/, 514, 145970.

О РОЛИ СОСТОЯНИЯ КИСЛОРОДАХ В ПРОЦЕССАХ ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЯ В КРЕМНИИ, ЛЕГИРОВАННОМ ВОЛЬФРАМОМ

А.Д. Палуанова
Нукусский государственный педагогический институт имени Ажинияза
anifa_84@mail.ru

В современной полупроводниковой технологии основной задачей считается получение материалов с данными электрофизическими свойствами и изготовление приборов на их основе с необходимыми параметрами. Известно, что легирование полупроводников примесями, создающими глубокие энергетические уровни - один из главных способов формирования свойств полупроводниковых материалов. Из известных в настоящее время полупроводниковых материалов наиболее широко используемым и перспективным в науке и технике является кремний.

Тугоплавкие элементы часто применяются в качестве барьерного слоя современных технологии и микроэлектроники. Из литературных данных мы знаем, что легирование кремния тугоплавкими элементами приводит к ухудшению электрических свойств из-за введения глубоких уровней запрещенной зоне.

В последнее время увеличилось внимание к кремнию, легированному тугоплавкими элементами [1]. Эти специально введенные примеси вступают в всевозможные взаимодействия со структурными дефектами и различными неконтролируемыми примесями в процессе технологических обработок, которыми сопровождается практически любой маршрут изготовления полупроводниковых приборов. Тугоплавкие элементы часто применяются в качестве барьерного слоя современных технологии и микроэлектроники.

Среди всех тугоплавких элементов в кремнии мало изученными считаются молибден и вольфрам.

Воздействие примесей на электрофизические и фотоэлектрические свойства проявляются более значимо в случае появления энергетических уровней в запрещенной зоне полупроводника. Эти уровни энергии сильно влияют на время жизни носителей заряда и на значение удельного сопротивления полупроводника. Как, известно примеси тугоплавких элементов, создающие в запрещенной зоне кремния ряд глубоких уровней используются для контролируемого управления параметрами монокристаллического кремния. Эти специально введенные примеси вступают в различные взаимодействия с дефектами структуры и разными примесями в процессе изготовления полупроводниковых приборов [3, 4, 5].

Поэтому мы проводили исследования влияния состояния ростовых технологических примесей на образование дефектных центров вольфрама в кремнии, а также взаимодействие атомов W и кислорода, всегда находящегося в объеме Si в довольно высокой концентрации (до $10^{17}\div10^{18}$ $см^{-3}$) с помощью емкостной и инфракрасной (ИК) спектроскопии.

Для исследований в качестве исходных образцов использовался кремний n- и p- типа проводимости, выращенный методом Чохральского с концентрацией оптически активного кислорода $N_O^{опт}=2.2\cdot10^{17}\div1.4\cdot10^{18}см^{-3}$. Оценка содержания кислорода $N_O^{опт}$ производилась по спектрам ИК-поглощения методом, описанным нами ранее в работе [6].

После измерения $N_O^{опт}$ в исходных образцах в них вводился вольфрам диффузионным методом из газовой фазы в откачанных кварцевых ампулах. Диффузия проводилась при 1000÷1200°C в течение 2÷5 часов.

Измерения спектров ИК-поглощения образцов Si, легированного W показали, что диффузионное введение вольфрама как в n-Si так и p-Si приводит к уменьшению концентрации оптически активного междоузельного кислорода $N_O^{опт}$ на 15÷30% в зависимости от температуры диффузии (рис.1, кривая 2). В контрольных образцах, термообработанных при тех же условиях, что и диффузия вольфрама этот эффект не наблюдался (рис.1, кривая 1).

Отметим, что в контрольных и легированных образцах эффекта уменьшения оптически активного углерода не наблюдалось.

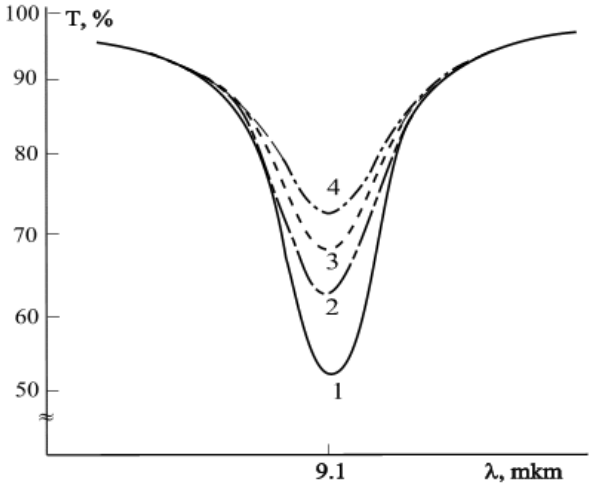


Рис.1. Типичные спектры ИК- поглощения контрольных образцов n- Si (кривая 1), n-Si<W> (кривая 2), n-Si+ВТО (кривая 3), n-Si<W>с предварительным ВТО при 1100°C (кривая 4).

Измерения спектров ИК-поглощения в термообработанных образцах кремния показали, что ВТО при 1100°C приводит к преципитации атомов кислорода, в результате этого происходит существенное уменьшение $N_O^{опт}$ на 40-50% (рис.1,кривая 3). Выше было показано, что введение W в Si приводит к уменьшению концентрации оптически активного кислорода $N_O^{опт}$. В образцах, предварительно подвергнутых ВТО, а затем легированных вольфрамом уменьшение $N_O^{опт}$ составило 10÷15% относительно термообработанных образцов (рис.1,кривая 4). Это объясняется, вероятно, особенностями взаимодействия атомов вольфрама со связанными состояниями атомов кислорода.

Литературы

1. Мильнс А. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках, Изд Мир. 1977,577 С.
2. Расмагин С. И. Воздействие вольфрамного покрытия на свойства выскоомного компенсированного кремния. //канд диссер-2000г.
3. Татохин Е. А., Буданов А. В., Бутусов И. Ю., Васильева Л. В., Тутов Е. А. Емкостная спектроскопия глубоких уровней при обмене носителями заряда между уровнями и обеими разрешенными зонами.Вестник ВГУ, серия: физика. математика, 2008, № 2, С.60-70.

4. *Витман Р.Ф.* Свойства легированных полупроводниковых материалов: Сб.научн.тр. Под ред. В.С. Земскова. - М.: Наука, 1990.С. 256
5. *Мильвидский М.Г., Освенский В.Б.* Структурные дефекты в монокристаллах полупроводников. Москва: Металлургия, 1984,С. 256
6. Daliev Sh.Kh. Study of the interaction of europium with oxygen in silicon. World Journal of Engineering Research and Technology (WJERT), 2018, Vol. 4, Issue 3, pp. 149-154.

ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ДИФФУЗИЯ МАРГАНЦА В КРЕМНИЙ КДБ-3: СТРУКТУРНЫЕ И ПЛАЗМОННЫЕ ЭФФЕКТЫ

С.О. Саидов[1], И.О. Косимов[2]

[1]Бухарский Государственный Университет, Кафедра Физики, Бухара, Республика Узбекистан

[2]Институт биоорганической химии имени академика А.С. Садыкова Академии наук Республики Узбекистан, Ташкент, Республика Узбекистан

В данной работе исследуется влияние высокотемпературной диффузии марганца в кристаллический кремний (КДБ-3), легированный бором и содержащий кислород. С помощью рентгеновского дифракционного анализа (XRD) были определены фазовые превращения и структурные изменения в образце КДБ-3 при температурах 1125–1200 °C. Установлено, что при этих условиях формируются силициды марганца (Mn_5Si_3), а также значительное количество аморфной фазы (76,41 %). Бор в основном сохраняется в виде SiB_6, влияя на термическую стабильность материала, тогда как кислород способствует локальной аморфизации и образованию дефектов (рис.1). Анализ комбинационного рассеяния образца выявил смещение основного пика кристаллического кремния с 520 $см^{-1}$ до 518 $см^{-1}$, что является индикатором нарушения дальнего порядка. Помимо этого, в области 570–600 $см^{-1}$ наблюдаются дополнительные полосы, которые интерпретируются как проявление локализованных плазмонных резонансов (LSPR), ассоциированных с нанокластерами марганца. Спектры импеданса модифицированных образцов кремния КДБ-3 демонстрируют типичный дугообразный характер на диаграммах Найквиста (рис. 4), а также наличие выраженного фазового сдвига в диапазоне частот 40–70 кГц. Такие особенности интерпретируются как проявление локализованного плазмонного отклика (LSPR), индуцированного наноразмерными агрегатами марганца и изменением электронной проводимости вблизи границ нанофаз. Анализ структурых пор и BET/DFT анализ показал наличие развитой мезопористой структуры с преобладающим диаметром пор в диапазоне 2–5 нм. Общая удельная площадь поверхности по методу BET достигает 23 $м^2/г$. Микроструктурный анализ поверхности показал наличие развитой наноструктурной морфологии с выраженной шероховатостью. Энергодисперсионный анализ (EDS) подтвердил присутствие элементов Si, Mn, а также незначительных количеств кислорода, углерода и следов железа. Электрофизические параметры образца до и после диффузии марганца показывает рост удельного сопротивления более чем на порядок,

снижение подвижности носителей и уменьшение концентрации свободных зарядов, что связано с образованием дефектных комплексов и фаз, блокирующих перенос заряда.

Таким образом проведённое комплексное исследование показало, что высокотемпературная диффузия марганца в кремний KDB-3 приводит к глубокой перестройке его кристаллической, морфологической и электронной структуры. Выявлено образование фаз SiB_6 и Mn_5Si_3, значительное снижение степени кристалличности и увеличение доли аморфной составляющей. Результаты Раман-спектроскопии и импедансного анализа свидетельствуют о наличии локализованных плазмонных резонансов (LSPR), что может быть обусловлено формированием нанокластеров марганца и развитием мезопористой архитектуры. Импедансные характеристики демонстрируют резонансный отклик в диапазоне 40–70 кГц, а BET/DFT-анализ подтверждает наличие развитой системы мезопор с площадью поверхности до 23 м²/г. Электрофизические измерения фиксируют рост сопротивления, снижение подвижности и концентрации носителей заряда, что интерпретируется как результат формирования ловушек и дефектных комплексов. Модифицированный кремний КДБ-3 с внедрённым марганцем демонстрирует совокупность свойств, обеспечивающих его перспективность в качестве материала для сенсорных устройств, плазмонной фотоники и спинтроники. В будущем планируется расширение температурных режимов и спектроскопических методик для уточнения природы наблюдаемых плазмонных проявлений. Также были проанализированы структурные, электрические и механические свойства модифицированного кремния и рассмотрены механизмы изменения его проводимости. Полученные результаты могут быть полезны для разработки новых полупроводниковых и функциональных материалов, устойчивых к высоким температурам. Температурно-зависимая мультидуговая структура отражает активацию различных релаксационных процессов, а деформация дуг может быть связана с влиянием локализованных плазмонных состояний (рис. 2).

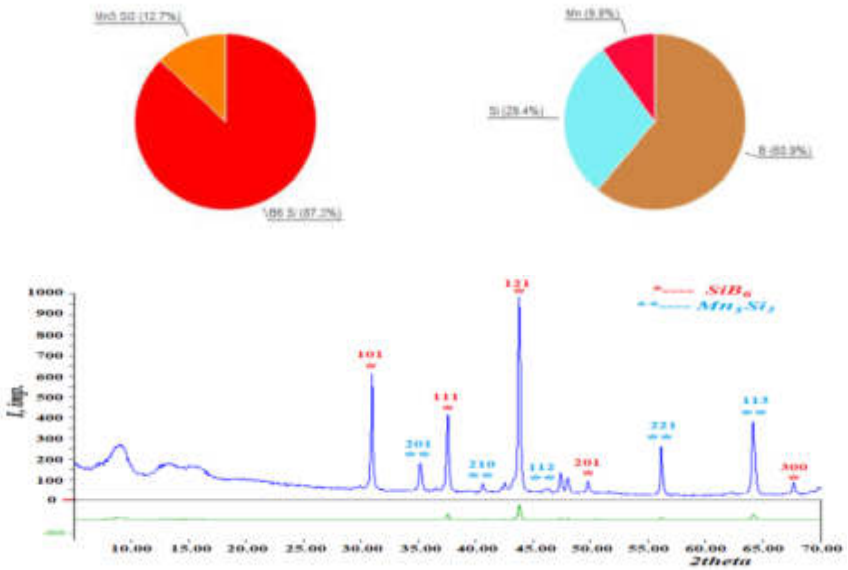


Рис. 1. Рентгенограмма образца КДБ-3: идентификация фаз SiB_6 (87,3 %) и Mn_5Si_3 (12,7 %).

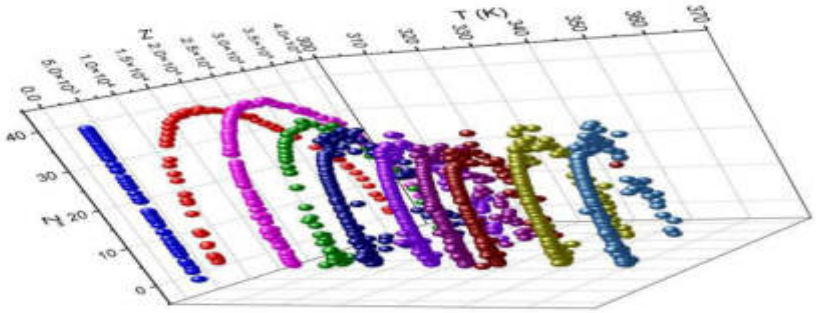


Рис. 2. Трёхмерная Найквист-диаграмма импеданса в координатах Z′ – N – T для образца КДБ-3, где N — порядковый номер частотной точки

Литература:

1. Х.М. Илиев, С.Б. Исамов, Г.Х. Мавлонов, Й.А. Абдуганиев, С.О. Саидов, М. Шарифова. Особенности фотоэлектрических свойств кремния с нанокластерами атомов марганца. Международная научно-практическая конференция на тему «Актуальные проблемы когерентной оптики и лазерной физики. Сборник докладов. Ташкентский государственный технический университет имени Ислама Каримова. Ташкент. 6-7 ноябрь, 2024 г. С. 196-201.
2. Абдурахманов К.П, Лебедев А.А, Крейсль Й, Утамурадова Ш.Б. Глубокие уровни в кремнии связанные с марганцем // ФТП 1985.– Т. 19. В. 2.– С. 213-216.
3. Бахадирханов М.К., Илиев Х.М., Турсунов М.О., Исамов С.Б., Ковешников С.В., М. Х. Маджитов М.Х. Электрические свойства кремния, легированного марганцем методом высокотемпературной диффузии // Неорган. материалы. 2021. Т. 57. № 7. С. 685-692.

РОСТ МОНОКРИСТАЛЛОВ Cu_2FeSnS_4

В.В. Хорошко[1], Т.Н. Осмоловская[1,2], А.В. Станчик[2]

[1] Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Минск, Республика Беларусь

[2] Государственное научно-производственное объединение «Научно-практический центр Национальной академии наук Беларуси по материаловедению», Минск, Республика Беларусь

Многокомпонентные халькогениды на основе меди являются важными материалами для полупроводниковой электроники. Станнит (Cu_2FeSnS_4) – один из известных природных минералов. Ряд его характеристик, таких как: ширина запрещенной зоны (~1,5 эВ) [1]; высокий коэффициент оптического поглощения ($\alpha \sim 10^4$–10^5 см$^{-1}$) [2, 3]; наличие магнитных свойств [4–7], дешевизна и высокая распространённость входящих в состав компонент [7] делают его очень перспективным для практического применения.

Поликристаллы Cu_2FeSnS_4 (CFTS) были синтезированы в вакуумированных кварцевых ампулах с последующим гомогенизирующим отжигом (973 К, 10 суток). Использовались элементарные компоненты высокой чистоты (≥ 99.998%) в соотношении

2:1:1:4 и общей массой 15 г. Сера бралась с избытком для создания ненасыщенного давления пара до 3 атм. [8].

Полученные поликристаллы были крупноблочными и однотонными. CFTS имел тетрагональную структуру станнита. Рассчитанные значения параметров элементарной ячейки: a = 5.440 ± 0.005 Å, c = 10.73 ± 0.01 Å. Определённая методом дифференциального термического анализа температура плавления была 1096 К. Удельное сопротивление Cu_2FeSnS_4 составляло 9.3 Ом·см [8]. Элементный анализ показал удовлетворительное соответствие стехиометрии.

Методом химических газотранспортных реакций (chemical vapor transport) с использованием йода в качества газа-носителя были выращены монокристаллы CFTS. Для этого часть поликристалла массой ~ 2.0 г растиралась в мелкодисперсный порошок с размером частиц до 100 мкм. В двухсекционную подготовленную кварцевую ампулу, показанную на рисунке 1, внутренним диаметром 16 мм и общей начальной длиной 35 см закладывались: подготовленный порошок CFTS, йодный контейнер, магнитный боёк. Ампула вакуумировалась. При помощи наружного магнита контейнер с йодом вскрывался, а сам йод термически перегонялся в часть ампулы с порошком CFTS. Расчётная концентрация йода 5.0 мг/см^3. После перегонки секцию с порошком и йодом отделяли от другой.



Рисунок 1 – Ростовая двухсекционная ампула

Для роста использовалась двузонная печь с независимым управлением. На начальном этапе температуру в зоне кристаллизации сравнительно быстро, со скоростью до 300 К/ч, устанавливали 993 К и в течении всего периода роста монокристаллов она оставалась неизменной. В горячей зоне за такой же промежуток времени Т= 893 К. Систему с обратным градиентом выдерживали в течении 10 часов, что необходимо для дополнительной очистки будущей зоны кристаллизации. По истечении 10 ч температуру «горячей» зоны поднимали медленно, со скоростью 5 К/ч до 1073 К и выдерживали в течении 6 суток. Далее происходило охлаждение таким образом, чтобы после снижения температуры до 673 К и вплоть до конечного момента в горячей зоне температура была ниже чем в зоне кристаллизации, что необходимо для первичной «температурной очистки» выросших монокристаллов от йода.

Полученные монокристаллы (рисунок 2) имели вид: пластинок, «рыбьего скелета», усов.

Следует отметить, что в научной литературе не исследовано влияние параметров системы, таких как величина градиента и его изменение во времени, внутренний диаметр ампулы и её длина, а также концентрация газа-носителя, на форму и размеры растущих монокристаллов.

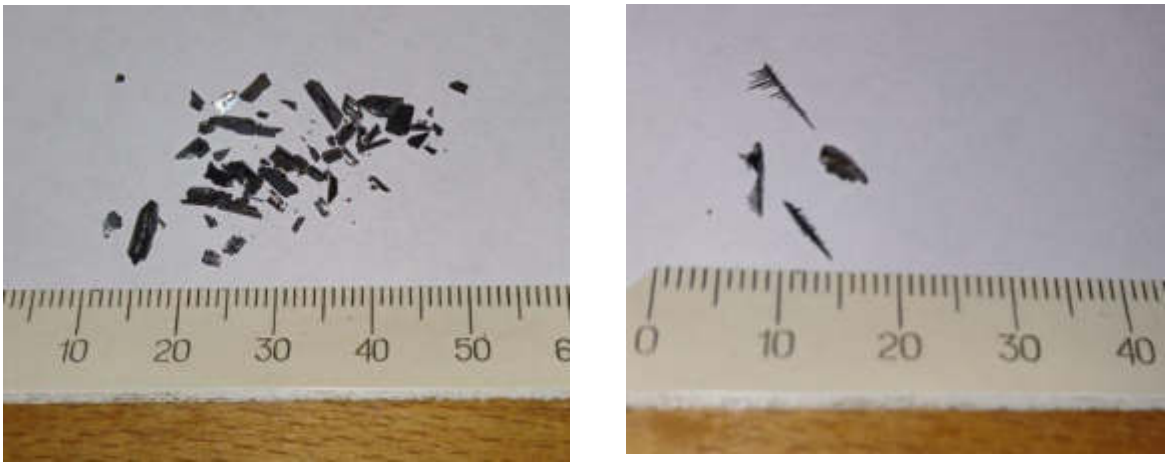


Рисунок 2 – Внешний вид монокристаллов CFTS

Проведение таких исследований как для соединений Cu_2FeSnS_4, $Cu_2FeSnSe_4$ и системы твердых растворов $Cu_2FeSn(S_x,Se_{1-x})_4$ видятся перспективными.

Благодарность (финансирование). Исследование выполнено в рамках государственной программы научных исследований «Материаловедение, новые материалы и технологии» 2021-2025 гг., подпрограмма «Физика конденсированного состояния и создание новых функциональных материалов и технологий их получения».

Список использованной литературы

[1] X. Wang, X. Gu, H. Guan, F.Yu. Flower-like Cu_2MnSnS_4 particles synthesized via microwave irradiation method. Chalcogenide Lett. (2015), 12, p. 99–103.

[2] J. H. Muñoz-Malpica, M. I. Espitia-Mayorga, M. A.Cerón-Achicanoy et al. Time dependence in the synthesis of Cu_2FeSnS_4 and some of its properties. DYNA. (2023), 90 (225), p. 147–155.

[3] N. Mukurala, K. Mokurala, A. Kumar, et al. Synthesis process dependent physico-chemical and opto-electronic properties of Cu_2FeSnS_4 nanoparticle films. Ceramics International. (2021), Vol. 47, Issue 19, p. 27898-27907.

[4] C. Rincón, M. Quintero, E. Moreno, et al. X-ray diffraction, Raman spectrum and magnetic susceptibility of the magnetic semiconductor Cu_2FeSnS_4. Solid State Communications. (2011), Vol. 151, Issue 13, p. 947-951.

[5] A. Caneschi, C. Cipriani, F. Benedetto et al. Characterisation of the antiferromagnetic transition of Cu_2FeSnS_4, the synthetic analogue of stannite. Phys Chem Minerals. (2004), 31, p. 190–193.

[6] S. R. Hall, J. T. Szymanski, J. M. Stewart. Kesterite, $Cu_2(Zn,Fe)SnS_4$, and stannite, $Cu_2(Fe,Zn)SnS_4$, structurally similar but distinct minera Carwdian Mineralogist. (1978), Vol. 16, p. 131-137.

[7] U. Ganiel, E. Hermon, S. Shtrikman. Studies of magnetic ordering in Cu_2FeSnS_4 by Mössbauer spectroscopy. Journal of Physics and Chemistry of Solids. (1972), Volume 33, Issue 10, p. 1873-1878.

[8] Т.Н. Осмоловская, А.В. Станчик, В.В. Хорошко, Ю.В. Радюш, А.С. Дорошкевич. Структурные, электрические свойства кристаллов Cu_2FeSnS_4. Актуальные проблемы физики твердого тела [Электронный ресурс]: сб. докл. XI Междунар. науч. конф., Минск, 19-23 мая 2025 г. (Минск, ГО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению», 2025), с. 204-207.

ОСОБЕННОСТИ РАМАН-СПЕКТРОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МОЛЕКУЛ С ПОВЕРХНОСТЬЮ ПРОЗРАЧНОГО ТВЁРДОГО ТЕЛА

М.А.Захидова, С.Е.Абдурашидова

Национальный Университет Узбекистана имени Мирзо Улугбека, Узбекистан. Ташкент.

Взаимодействие молекул с поверхностью твёрдого тела является крайне интересной физической задачей, решение которой для различных конкретных случаев может быть основой для разработки эффективных технологий обработки поверхности твёрдых тел и повышения эффективности взаимодействия между составными молекулярными слоями в тонкослойных гетероструктурах.

Принципиально новые возможности для изучения взаимодействия атомов и молекул с поверхностью твёрдого тела открыло появление нового класса физических объектов - углеродных наночастиц (фуллерены, графены, нанотрубки и пр.) [1]. Не встречающиеся свободно в природе и состоящие исключительно из атомов углерода, расположенных в определенной конфигурации, эти наночастицы можно синтезировать в особых, экстремальных физических условиях. Уникальные физическо-химические свойства таких материалов позволяют конструировать на их основе новое поколение приборов и устройств с характеристиками, близкими к предельным.

До конца прошлого века химики считали, что углерод может образовать две аллотропные формы: в виде алмаза или графита. Но, в 1985 году была продемонстрирована возможность синтеза в определенных условиях его третьей формы, в которой четко определенное количество (например, 60, как в молекуле наиболее изученного и широко используемого фуллерена C60) атомов углерода, расположенные в многоугольниках (пяти- и шестиугольники) на квазисферической поверхности, формируют большую, супрамолекулу фуллерена. Количество атомов углерода в такой молекуле, n, всегда четное и определяется правилом $n = 20 + 2m$, где m - число шестиугольников. Таким образом, фуллерен C60 является органической молекулой, а кристалл, образованный из таких молекул (фуллерит) – может быть связующим звеном между органическими и неорганическими веществами [2].

Другим очень интересным веществом широко используемое в разработке нанотехнологических устройств является наноразмерные плёнки из ZnO. Технологии производства различных структур из ZnO, например, спрей-пиролиз, позволяет получать тонкие, наноразмерные плёнки с развитой морфологий, что также открывает совершенно новые возможности для изучения нанофизических явлений [3].

Учитывая вышеописанные физико-химические свойства фуллерена и оксида цинка, организация эффективного взаимодействия между кристаллом ZnO и молекулами C60, расположенными на его поверхности имеет важное практическое значение. Последнее связано с возможностью создания высокоэффективного фотовольтаического устройства, в котором C60, являясь первичным акцептором в молекулярной паре «C60 - порфирин», далее должен переносить полученный от порфирина электрон к вторичному акцептору. В качестве последнего может выступить ZnO, но отсутствие сильной электронной связи между C60 и ZnO является главным препятствием для реализации этой идеи. Для преодоления этой проблемы был предложен метод, в котором используя возможность

предварительного окисления C60 с последующим выстраиванием в кристаллическую решетку ZnO, была образована сильная связь между C60 и ZnO. Условия и природа возникновения такой связи были выявлены путем изучения раман-спектров композиции «C60 – ZnO».

В работе изложены экспериментальные результаты изучения физических свойств такой системы, в том числе спектральные характеристики оптического поглощения, рамановского рассеяния и флуоресценции как C60, ZnO, так и всего композита «C60 + ZnO» и роль теплового эффекта при действии излучения.

На Рис. 1 показаны оптические спектры поглощения, полученные в толуоловом растворе фуллерена C60 (концентрация 0,1 г/л) и в плёнке ZnO (толщиной около 100 нм), которая была изготовлена методом спрей-пиролиза. Эти спектральные свойства поглощения как C60, так и ZnO придают такому композиту особую специфику рамановского рассеяния и флуоресценции при возбуждении лазерным излучением с λ=325 нм и λ=532 нм, которые были изучены в наших экспериментах. Несмотря на то, что толщины изученных плёнок оксида цинка были незначительны, из-за крайне большого коэффициента поглощения в них в УФ области (выше 105 $см^{-1}$ на длинах волн меньших 380 нм), такая плёнка поглощала почти всю энергию излучения.

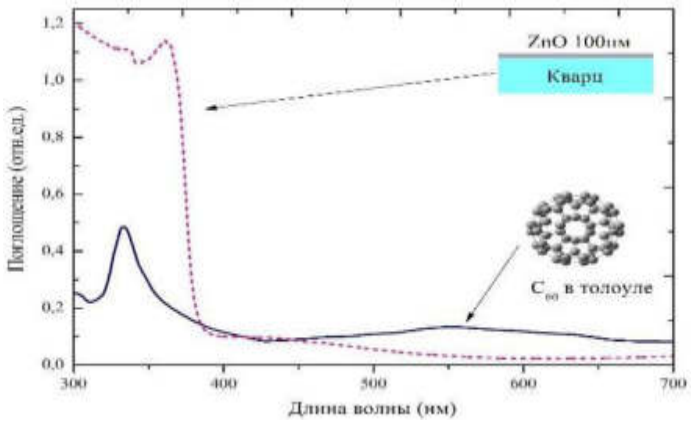


Рис. 1. Оптические спектры поглощения молекул фуллерена в растворе толуола (сплошная линия) и плёнки ZnO толщиной 100 нм (штриховая линия)

Спектры резонансного рамановского рассеяния тонкого слоя ZnO на кварцевой пластинке, для которой УФ излучение является резонансным, показан на рис.2. Три, явно выраженные полосы этого спектра с частотными сдвигами максимумов 577 см–1, 1153 см–1 и 1730 см–1 соответствуют одно- и многофононным полосам рассеяния (на продолных фононах симметрии A1) [4].

Здесь, за счёт резонанса эффективное рассеяние на фононах LO происходит благодаря сильному фрелиховскому электрон-фононному взаимодействию. При этом можно наблюдать увеличение ширины спектральных полос с увеличением частоты рассеяния.

Простые расчёты показывают, что при мощности 3 милливатт лазерного излучения с длиной волны 325 нм в плёнке оксида цинка толщиной 100 нм на кварцевой пластинке температура повышается на три-четыре сотен градусов и так как в нашем случае плёнки ZnO, эффективно отдаёт тепло на подложку, изменения частоты PPP не наблюдается.

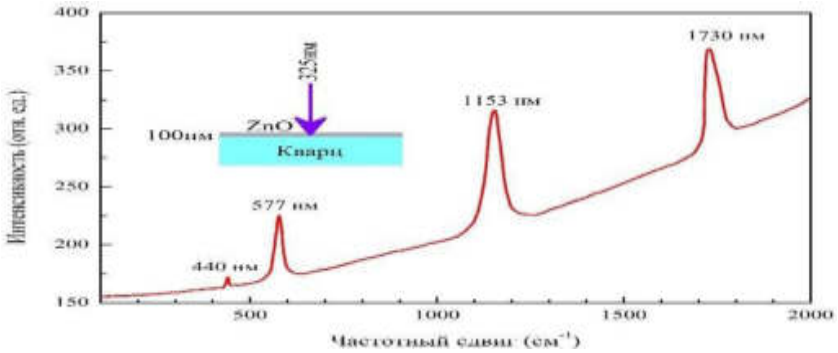


Рис.2. Спектр РРР, измеренный в плёнке ZnO. Длина волны возбуждения 325 нм

Таким образом повышение температуры за счёт поглощения лазерного увеличения и квантовый размерный эффект в наноструктурированных плёнках ZnO в наших экспериментах не показали заметные изменения частотного сдвига РРР.

Список использованной литературы:

1. Dinadayalane T.C., Leszczynski J. Remarkable diversity of carbon–carbon bonds: structures and properties of fullerenes, carbon nanotubes, and graphene // Structural Chemistry. 2010. Vol. 21. PP. 1155-1169.
2. Елецкий А.В., Смирнов Б.М. Фуллерены и структуры углерода // Успехи физических наук. 1995. Т. 165. № 9. СС. 977-1009.
3. Nusretov R.A., Zakhidov E.A., Ashurov N.R., Ashurov N.S., Maksimov S.E., Rashidova S.S., Yuldashev S.U. Study of zinc oxide films prepared by spray pyrolysis using atomic force microscopy method // Uzbek Physical Journal // 2016. Vol. 18. No. 6. PP. 381-387.
4. Захидов Э.А., Захидова М.А., Каххаров А.М., Нематов Ш.К., Нусретов Р.А. Кувондиков В.О. Контрол переноса заряда в композите С60-ZnO под воздействием УФ лазерного излучения с помошью комбинационного рассеяния и фотолюминесценции.Журнал прикладной спектроскопии. 2018. Том. 85. No 1. СС. 92-98.

СЕКЦИЯ IV. ПРОБЛЕМЫ РАДИАЦИОННОЙ ФИЗИКИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕД; ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ

БЫСТРОДЕЙСТВИЕ КРЕМНИЕВЫХ ДИОДОВ, ЛЕГИРОВАННЫХО ПРИМЕСЬЮ КОБАЛЬТА

М.Н. Эрдонов [1], Ш. Махкамов[1], М.Ю. Ташметов[1], Н.Б. Исматов[1], Х.М. Холмедов[2], К.П. Абдурахмонов[2]

[1]Институт ядерной физики АН РУз, г. Ташкент, Узбекистан, e-mail: makhkamov@inp.uz
[2]Ташкентский университет информационных технологий имени аль-Хорезми, г. Ташкент, Узбекистан
e-mail: muzaffarerdonov1978@yandex.ru

Для управления свойств и параметров полупроводниковых кристаллов и изделий на их основе широко применяются различные способы легирования, позволяющие формировать в запрещенной зоне кристалла глубокие энергетические рекомбинационные центры. В зависимости от легирующей примеси эти центры проявляют акцепторное и донорное свойства, а некоторые примеси могут быть и амфотерными. Для повышения быстродействия диодов, в зависимости от исходного типа базового кристалла, обычно легируют компенсирующими примесями путем введения лигатуру при выращивания кристалла или термодиффузионным способом. В данной работе, для управления электрофизическими параметрами кремния n-типа проводимости в качестве лигатуры был выбран примесь кобальта [1] и изучено влияния формированных электрически активных глубоко уровневых центров кобальта на быстродействие диодов из Si<Co>.

Легирование монокристаллического n- Si кобальтом с уделенным сопротивлением ~4-6 Ω·см проводилось термодиффузионным способом в интервале температур 1000-1250 ℃. Измерение электрофизических параметров, легированных образцов показало, что с возрастанием температуры диффузии кобальта, удельное сопротивление образцов по сравнению с исходным Si повышается и при T_D≈1250 ℃ в однородной области значения ρ достигает до ~120 Ω·cm. Сопоставление концентрации носителей тока легированных и нелегированных образцов показывает, что Co в Si проявляет акцепторное свойства и приводит к частичному компенсацию основных носителей тока n- Si с исходным ρ≥4 Ω·см.

Из измерений температурной зависимости эффекта Холла выявлено, что компенсация кремния обусловлен формированием в верхней половине запрещенной зоны n-Si электрически активных глубоких уровней с энергией ионизации E_c-0,41 *eV* и E_c-0,53 eV [2], концентрация которых в указанном интервале температур диффузии изменяется в пределах 10^{13} см$^{-3}$ до $3\cdot10^{14}$ см$^{-3}$ рис.1. Для исследования влияния формированных глубоких центров кобальта на рекомбинационные характеристики кремния из легированных образцов были изготовлены сплавные диоды с различным содержанием концентрации *Co* в базовой области. Контроль изменения рекомбинационных

характеристик, легированных образцов в зависимости от концентрации электрически активных глубоких центров проводилось измерением времени восстановления обратного сопротивления ($\tau_в$) диодов. Установлено, что с повышением концентрации глубоких уровней *E_c-0,41* eV *и E_c-0,53* eV значение $\tau_в$ понижается и быстродействие диодов определяется степенью компенсации основного носителя тока исходного n-Si. При этом концентрация глубоких рекомбинационных центров кобальта или радиационных дефектов (РД) не должен превышать концентрации основных носителей тока [3]. Выявлено, что изменением удельного сопротивления компенсированных образцов и положении квазиуровня Ферми в диодных структурах можно регулировать значение *$\tau_в$ в широких пределах***.** Показано, что содержание в легированных образцах электрически активных примесных центров Co до концентраций $3\cdot10^{14}$ см$^{-3}$ приводит к понижении $\tau_в$ на два порядка с выходом на плато т.е. до значении 170-200 nc по сравнению с нелегированными образцами (рис.2).

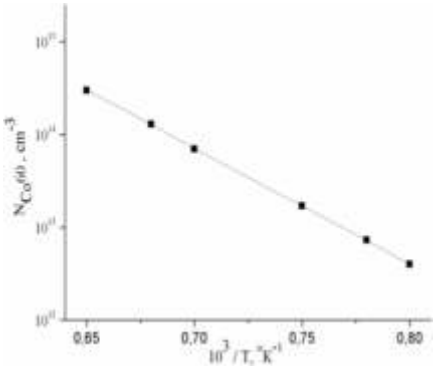


Рис. 1. Температурная зависимость электрически активная концентрация кобальта в n-Si

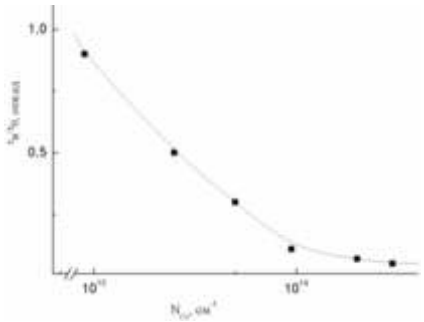


Рис. 2. Относительное изменение времени восстановления обратного сопротивление диодов из n-Si<Co> в зависимости от концентрации электрически активных рекомбинационных центров для образов n-Si с ρ≈4 Ω·см

Такое понижение значение $\tau_в$ свидетельствуют о высоком значении сечение захвата носителем тока рекомбинационным центром Co в Si. Если учесть высокую термическую стабильность примесных центров кобальта по сравнению с РД [4], то возможность практического применения примеси кобальта для получения термостабильных быстродействующих кремниевых диодов становится реализуемым.

Таким образом для достижения оптимального быстродействия диодов необходимо учесть энергию залегание глубоких рекомбинационных центров, максимальное значение электрически активной концентрации обеих уровней кобальта и положение уровня Ферми компенсированного кремния. Установлено, что выбором указанных параметров легированного n-Si и температуру диффузию примеси можно управлять значением $\tau_в$ т.е. быстродействие диодных структур.

Литература:

[1] Claude M. Penchina J. S. Moore, and N. Holonyak JR. Energy Levels and Negative Photoconductivity in Cobalt-Doped Silicon // Physica L Revie W Volume 143, Numbe R 2 March 1966. pp. 634–636.

[2] М.Ю. Ташметов, Ш. Махкамов, Т.С. Тиллаев, М.Н. Эрдонов, Х.М. Холмедов. Определение растворимости кобальта в монокристаллическом кремнии методом нейтронно-активационного анализа // ФТТ. – 2023. –Т.65, №4.- С. 540–544.
[3] Ташметов М.Ю., Махкамов Ш., Саттиев А.Р., Эрдонов М.Н., Холмедов Х.М., Тиллаев Т.С. Радиационная деградация параметров диффузионных кремниевых структур при протонном облучении // Вопросы атомной науки и техники. Серия материаловедение и новые материалы, 2020. В. 88. С.4-16.
[4] Вопросы радиационной технологии полупроводников / Под ред. Л.С. Смирнова — Новосибирск: Изд-во «Наука», Сибирское отделение, 1980. —296 с.

МЕТОДЫ ПОЛУЧЕНИЯ КОНТАКТОВ ДЛЯ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Б.А. Абдурахманов, Б.Н. Тошпулатов, З.А. Мавлонова*,
Ташкентский государственный технический университет
имени Ислама Каримова, Узбекистан, 100049, Ташкент, ул. Университетская, 2
*microelectronics74@mail.ru

Контакты солнечных элементов играют ключевую роль в обеспечении эффективного сбора и вывода электрического тока. От выбора технологии их формирования зависят параметры, такие как контактное сопротивление, затенение поверхности, производственная стоимость и общая эффективность солнечного элемента.

Существует несколько основных методов, применяемых на практике:

Трафаретная печать (рис. 1) –это один из самых распространённых методов формирования металлических контактов в массовом производстве кремниевых солнечных элементов. Процесс включает несколько основных этапов.

Сначала кремниевая подложка очищается от загрязнений и подготавливается к нанесению контактного материала. Затем изготавливается трафарет (маска) с заданным рисунком – отверстиями, соответствующими расположению будущих контактов.

На следующем этапе металлическая паста (обычно серебряная для переднего контакта и алюминиевая для заднего) наносится на трафарет, расположенный над поверхностью подложки. С помощью ракеля паста проталкивается через отверстия трафарета и осаждается точно на нужные участки подложки. После нанесения пасты трафарет снимается, и заготовки направляются на сушку для удаления растворителей и предварительной фиксации пасты.Заключительным этапом является синтеризация (процесс спекания) – термическая обработка в печи при температуре от 700 до 900 °C. В результате частицы металла спекаются, формируя прочные и проводящие электрические контакты, хорошо соединённые с кремниевой подложкой.

Метод трафаретной печати отличается простотой, высокой скоростью и низкой себестоимостью, однако имеет ограничения по точности. Одним из недостатков является затенение части активной поверхности солнечного элемента, вызванное наличием металлических контактов. Также метод ограничен в точности нанесения, что может приводить к потерям тока и снижению эффективности солнечного элемента [1], [2].

Фотолитография с вакуумным осаждением представляет собой высокоточный метод формирования контактов солнечных элементов, преимущественно применяемый в лабораторных условиях и при производстве высокоэффективных фотоэлементов. Процесс включает несколько этапов.



Рис. 1. Процесс трафаретной печати для металлизации солнечных элементов

Сначала кремниевая подложка проходит тщательную очистку, после этого на её поверхность наносится тонкий слой светочувствительного материала – фоторезиста.

Далее следует этап экспонирования: через маску с заданным рисунком металлических контактов на фоторезист воздействуют ультрафиолетовым излучением. После этого пластина проходит проявление, в ходе которого засвеченные или незасвеченные (в зависимости от типа фоторезиста) участки растворяются, обнажая соответствующие области кремниевой подложки.

На следующем этапе осуществляется вакуумное осаждение металла. Металлический слой (например, Ti, Pd, Ag) наносится на всю поверхность подложки методами напыления, распыления или электронно-лучевого испарения. Завершается процесс удалением фоторезиста. Вместе с ним удаляется и находящийся сверху металл, в то время как на подложке остаётся только нужный рисунок металлических контактов – там, где фоторезиста не было [1], [3].

Пиролитическое осаждение, включающее методы CVD (химическое осаждение из газовой фазы) и ALD (послойное осаждение атомных слоёв), широко применяется в производстве тонкоплёночных солнечных элементов, а также при формировании барьерных или функциональных слоёв.

Принцип технологии основан на осаждении тонких слоёв металлов или их соединений (например, нитрида титана – TiN или молибдена – Mo) из газовой фазы при высокой температуре. В результате химических реакций, происходящих на поверхности подложки, формируется равномерный и плотно прилегающий слой материала.

Лазерное легирование контактов – это метод, который преимущественно применяется в производстве солнечных элементов типа PERC (Passivated Emitter and Rear Cell).

Принцип метода заключается в использовании лазерного импульса для локального разрушения диэлектрического пассивирующего слоя на задней стороне солнечного элемента. В результате образуются небольшие отверстия, через которые впоследствии формируется металлический контакт между кремниевой подложкой и задним электродом.

В таблице 1 представлена сравнение различных методов формирования контактов.

Таблица 1. Сравнение методов формирования контактов солнечных элементов

Метод	Применение	Преимущества	Недостатки
Трафаретная печать	Массовое производство	Низкая стоимость, простота, высокая скорость	Ограниченная точность, затенение, потери тока
Фотолитография с вакуумным осаждением	Лаборатории, высокоэффективные элементы	Очень высокая точность, низкое контактное сопротивление, миниатюризация	Высокая стоимость, сложность, непригодна для массового производства
Пиролитическое осаждение (CVD, ALD)	Тонкоплёночные элементы и функциональные слои	Равномерное покрытие, хорошая адгезия, многослойность	Высокая температура, длительное время, сложное оборудование
Лазерное легирование контактов (LFC)	Элементы типа PERC	Снижение затенения, улучшение пассивации, повышение эффективности	Дороговизна оборудования, необходимость точной настройки

Метод получения контактов напрямую влияет на цену солнечного элемента через: затраты на оборудование, производительность процесса, потребление материалов, эффективность конечного элемента.

Трафаретная печать – наиболее экономичный и широко используемый метод в массовом производстве, благодаря низкой стоимости и высокой производительности. В то же время фотолитография и вакуумное осаждение обеспечивают высокую точность, но значительно увеличивают затраты, поэтому применяются в основном для высокоэффективных элементов и в исследованиях. Лазерное легирование и пиролитическое осаждение занимают промежуточное положение, повышая эффективность устройств, но также увеличивая стоимость технологии. Выбор метода зависит от баланса между стоимостью, масштабом производства и требуемой эффективностью элемента.

Литература

1. S. Tepner, A. Lorenz. Printing technologies for silicon solar cell metallization: A comprehensive review. Progress in Photovoltaics: Research and Applications. 2023, 31, p.557–590. DOI: 10.1002/pip.3674.
2. T. Wenzel, A. Lorenz, E. Lohmüller, S. Auerbach, K. Masuri, Yin Cheung Lau, S. Tepner, F. Clement. Progress with screen printed metallization of silicon solar cells - Towards 20 µm line width and 20 mg silver laydown for PERC front side contacts. Solar Energy Materials & Solar Cells, 244, 111804. DOI: 10.1016/j.solmat.2022.111804.
3. M. Bhatnagar, S. Jha, A. Pattnaik. Analysis of different printing technologies for metallization of crystalline silicon solar cells. International Journal of Materials Research. 2023, 114(7-8). DOI: 10.1515/ijmr-2021-8686.

ВЛИЯНИЕ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ УСКОРЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ НА МОРФОЛОГИЮ ПОВЕРХНОСТИ ПОЛИЭТИЛЕНА НИЗКОЙ ПЛОТНОСТИ

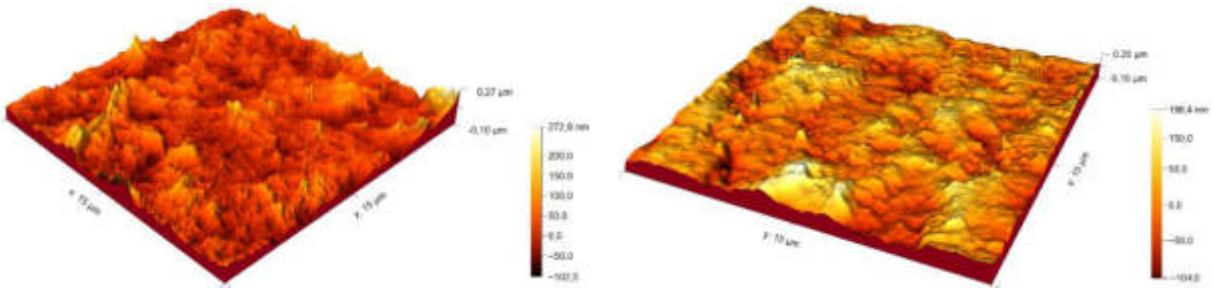
М.Ю. Ташметов[1], Н.Б. Исматов[1], Ш. Махкамов[1], Д.Ж. Камалова[2]

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

[2]Национальный университет Узбекистана имени Мирзо Улугбека, г.Ташкент, Узбекистан

Исследование воздействия ионизирующего излучения на полимерные материалы представляет значительный научный и практический интерес. В современных технологических процессах радиационная обработка полимеров используется для целенаправленного изменения их физико-механических свойств, включая прочность, радиационную стойкость, термостойкость и химическую устойчивость [1]. Особое внимание уделяется радиационной обработке с использованием тормозного излучения, возникающему при взаимодействии ускоренных электронов с мишенью. Важной особенностью тормозного излучения является возможность облучения материала с варьируемой мощностью дозы, что во многих случаях трудно реализовать на исследовательских гамма-облучательных установках [2]. Известно, что многие физические явления и свойства материалов зависят от мощности дозы облучения [3]. В данной работе исследовано влияние тормозного излучения от ускоренных электронов с энергией 5 МэВ на морфологию поверхности полиэтилена низкой плотности (ПЭНП). Мощность тормозного излучения составляла ~50 Гр/с, а энергетический спектр был непрерывным (до ~4.5 МэВ). Исследование морфологии поверхности ПЭНП проводили с помощью сканирующего зондового микроскопа SPM 9700HT. Для анализа были выбраны не менее пяти участков образца размером 15×15 мкм каждый.

Результаты микроскопических исследований шероховатости поверхности исходного и облученного образца дозой 400 кГр приведены на рисунке 1. Изучение влияния тормозного излучения на шероховатость поверхности полиэтилена низкой плотности показало, что под действием тормозного излучения шероховатость сглаживается. Как видно из рисунка 1, при этом максимальная высота выступов уменьшается, но количество мелких неровностей увеличивается.



а) *б*)

Рис.- 1. Морфология поверхности полиэтилена низкой плотности: а –исходный образец; б- образец облученный тормозным излучением с поглощенной дозой 400 кГр.

Результаты исследования показали, что после облучения максимальная высота выступов уменьшается с 272,8 нм до 196,4 нм. При облучении дозой 400 кГр наблюдается увеличение средней шероховатости (R_z) с 27,9 нм до 37,8 нм на поверхности образца. Такое увеличение средней шероховатости поверхности ПЭНП после облучения гамма-лучами Co-60 было обнаружено в работе [7] при дозе 400 кГр. Примечательно, что в данном случае наблюдался рост не только средней шероховатости, но и максимальной высоты выступов. Гамма-излучение (Co-60, ~1,25 МэВ) характеризуется глубоким проникновением в материал, что обеспечивает равномерное распределение радиационных повреждений по всему объёму. В отличие от него, тормозное излучение обладает широким энергетическим спектром, однако её средняя энергия ниже, чем у Co-60. Поэтому тормозное излучение характеризуется неравномерным распределением поглощённой дозы в образцах с преимущественным поглощением энергии в поверхностных слоях материала. Такое неравномерное распределение энергии может вызывать образование локальных неоднородных зон в поверхностном слое ПЭНП, особенно при высоких мощностях дозы.

Таким образом, полученные данные свидетельствуют о том, что процесс сглаживания поверхности под действием тормозного излучения сопровождается значительной перестройкой микрорельефа в исследованных образцах. Несмотря на уменьшение высоты отдельных выступов, образование множества мелких неровностей приводит к увеличению величины шероховатости поверхности облученных образцов.

Литература

1. A. Sheeja, O. Manaf, A. Sujith. Maleic Anhydride-g-Low Density Polyethylene: Modification of LDPE Molecular Structure by γ-irradiation// AIP Conf. Proc. (2017), 1849, 020040-1–020040-5.
2. M. Sabet, H. Soleimani. The impact of electron beam irradiation on Low-density polyethylene and Ethylene vinyl acetate// 5th International Conference on Nanomaterials and Materials Engineering, IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering 204 (2017), 012005.
3. D. Manas, M. Ovsik, A. Mizera, M. Manas, L. Hylova, M. Bednarik, M. Stanek. The Effect of Irradiation on Mechanical and Thermal Properties of Selected Types of Polymers// Polymers (2018).

МОНОКРИСТАЛЛ КРЕМНИЙДАГИ НОДИР ЕР ЭЛЕМЕНТЛАРИНИНГ МАССА ТАҚСИМОТИНИ НЕЙТРОН АКТИВАЦИОН ТАҲЛИЛ СПЕКТРОСКОПИЯСИ УСУЛИ ЁРДАМИДА ТАДҚИҚ ҚИЛИШ

Я.А. Сайдимов, Ф.Б. Умаров

Ўзбекистон Миллий университети ҳузуридаги яримўтказгичлар физикаси ва микроэлектроника институти

Тербий (Tb) ва тулий (Tm) каби ноёб ер элементларининг кремнийга таъсирини ўрганишнинг долзарблиги шундаки, нафақат улардаги заряд ташувчиларнинг концентрацияси ва ҳаракатчанлигини назорат қилиш, балки ундаги назорат қилиб

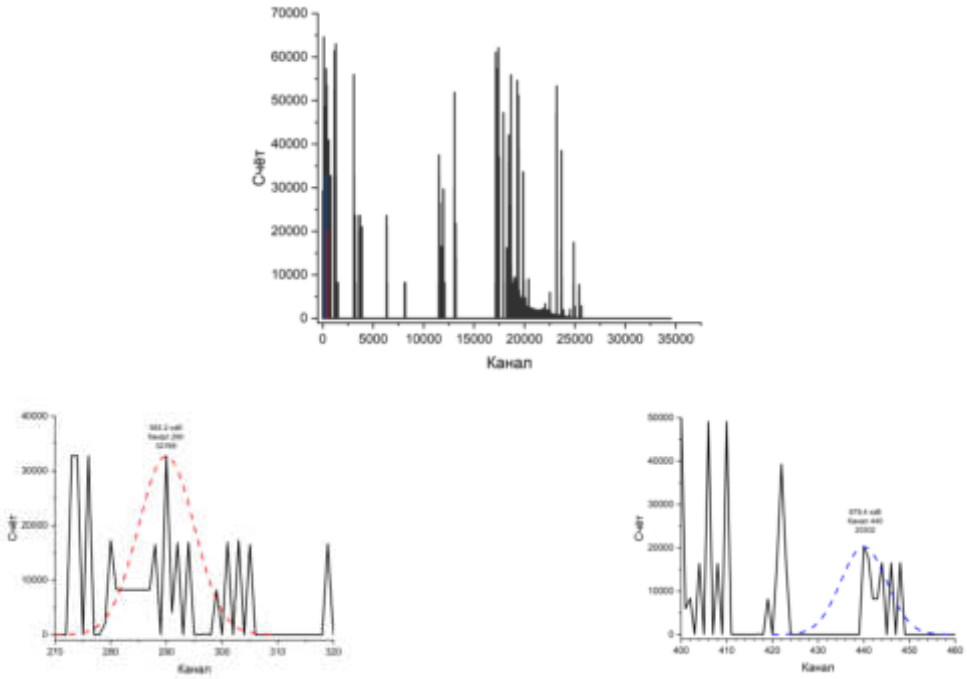
бўлмайдиган (оптик фаол кислород ва углерод) аралашмалар таркибини сезиларли даражада камайтириш натижасида микроэлктроника компонентларнинг самарадорлиги ва барқарорлигини ошириш ўта муҳимдир [1-2].

Ушбу ишда олинган натижалар ноёб ер элементларининг кремний матрицаси билан ўзаро таъсири жараёнида юзага келадиган физика-кимёвий жараёнларни тушунишга катта ҳисса қўшади ва яримўтказгичли материалларни олиш технологияларини янада такомиллаштириш истиқболларини очиб беради..

Металл қатлам олгандан сўнг, намуналар 10^{-4} мм. сим. устинигача вакуум олиш учун кварц найчаларига жойлаштирилди, ҳавоси сўриб олингандан сўнг уларнинг учлари кавшарланди. Маълум тайёргарликдан сўнг, юқори ҳароратда тоблаш учун улар муфель печига жойлаштирилди. Тоблаш асосан 1250℃ температурада, 10 ва 50 соат давомида амалга оширилди. Термодинамик номувозанат ҳолатни сақлаб қолиш учун намуналарни ҳарорати 4–5 ℃ га тенг бўлган трансформатор мойида тез совутилди.

Тербий ва тулий атомларининг миқдорини намуна қалинлигига кирганлигини аниқлаш мақсадида, нейтрон активацион таҳлил усулидан фойдаланган ҳолда, намуналар энергияси E_n=0.025÷5 эВ ва интенсивлиги $I_n = 5 \cdot 10^{13}$нейтр.$\cdot$ см$^{-2} \cdot$ с$^{-1}$ бўлган иссиқ нейтронлар билан нурлантирилди. Бунда нурлантириш дозаси $D_n = 60 \div 80$ мкЗв/час ни ташкил қилди. Активация қилинган намуналарнинг гамма спектри GC2018 маркали ўта юқори германий детекторида олинди ва таҳлил қилинди. Олинган гамма спектр 1-расмда келтирилган.

Олинган спектрлар ҳамда gamma спектрларнинг маълумотлар базасига асосланган ҳолда [3, 4] изотоплар Tb^{160} (583.2 кэВ ва 879.4 кэВ) ва Tm^{170} (84.3 кэВ ва 367.9 кэВ), миқдорий таҳлил амалга оширилди, натижалар 1-жадвалда келтирилган.



1-расм. n-Si<Tb> 1250 ℃, 10 с., тез совутилган намунанинг гамма спектри

Таҳлил натижаларига кўра, 10 соат давомида иссиқлик билан ишлов берилган ва кейинчалик тез тобланган кремний намуналарида 0,026 мг тербий, секин совитилган намуналарида 0,027 мг тербий, 50 соат тобланган ва тез сўндирилган тербия намуналарида 0,015 мг тербия, тулий билан легирланган намуналарда 0,011 мг тулий борлиги аниқланди. Бу тербий ва тулий билан кремнийнинг муваффақиятли легирланганлигини кўрсатади.

Адабиётлар

1. Sercheli, M.S., & Rettori, C. (2003). Magnetic properties of a-Si films doped with rare-earth elements. *Physical Review B*, 68(17), 174418. https://doi.org/10.1103/PhysRevB.68.174418
2. Khuili, M., Fazouan, N., Abou El Makarim, H., Atmani, E.H., Rai, D.P., & Houmad, M. (2020). DFT study of rare earth (Tm, Yb, Ce) doped ZnO: structural, optoelectronic and electrical properties. *arXiv preprint arXiv:2004.10728*. https://arxiv.org/abs/2004.10728
3. Yu, Laihao & Zhang, Yingyi & Fu, Tao & Wang, Jie & Cui, Kunkun & Shen, Fuqiang. (2021). Rare Earth Elements Enhanced the Oxidation Resistance of Mo-Si-Based Alloys for High Temperature Application: A Review. Coatings. 11. 1144. DOI: 10.3390/COATINGS11091144
4. Castilho, J.H., Chambouleyron, I., Marques, F.C., Rettori, C., & Alvarez, F. (1991). Electrical conductivity of amorphous silicon doped with rare-earth elements. *Physical Review B*, 43(11), 8946–8953. https://doi.org/10.1103/PhysRevB.43.8946

ВЛИЯНИЕ γ-ОБЛУЧЕНИЯ И ТЕМПЕРАТУРЫ НА ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЮ СЦИНТИЛЛЯТОРА UPS-923A

И. Нуритдинов, З.У. Эсанов, Ш. Ирисов

Институт ядерной физики Академии наук Узбекистана, ул. Хуросон 1, пос. Улугбек, Ташкент, 100214

**E-mail: izzatilloh@yahoo.com,*

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 фотолюминесценцию (ФЛ) образцов UPS-923A. Образцы облучались γ-лучами источника ^{60}Co в пределах дозы 10^5-10^7 рад. Облучения проводились при температурах 40 К и 273 К. Измерения ФЛ проведены на флуоресцентном спектрофотометре Cary Eclipse в спектральной области 190-1100 nm, при температуре 25°C. Дополнительно необлученные образцы подвергались нагреву в муфельной печи в диапазоне от 30°C до 80°C для оценки влияния термических эффектов.

На рис. 1 приведены спектры ФЛ образцов после γ-облучения дозами 5x10^5, 10^6 и 10^7 рад, при температурах 0 и 40°C. В спектрах ФЛ в диапазоне 300-380 нм и 380-500 нм наблюдаются группы свечений (рис.1 a,b), относящийся к флуоресценции люминесцирующие добавки (ЛД) 2% птерфенилом $C_{18}H_{14}$ (pTP) и спектр смещающей добавки 0,03 % дифенилоксазолилбензолом $C_{24}H_{16}N_2O$ (POPOP) соответственно [2,3]. При облучении образцов γ-лучами до 10^6 рад интенсивность полосы в области 300-380 нм

увеличивалась, а интенсивность полосы 380-500 нм уменьшалась. С повышением дозы γ-облучения ($\geq 10^6$ рад) интенсивности обоих групп люминесценции уменьшаются, что может быть обусловлена деградацией структуры ароматического бензольного кольца в матрице полимерной основы и деструкцией структуры добавок.

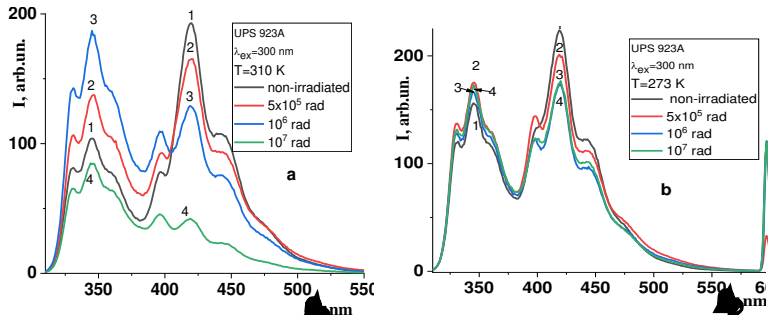


Рис. 1. Спектры ФЛ, возбужденные на полосе 300, исходного (1) и γ-облученного дозами 5x10^5 Рад (2) 10^6 Рад (3) 10^7 Рад(4) образцов UPS - 923A, при температурах 310(a) и 273 (b)К.

Для выяснения основной причины таких изменений образцы подвергали γ-излучению при температуре 0°C. Проведение измерений при температуре 0°C позволяет минимизировать тепловые эффекты, которые могут влиять на поведение люминесценции, что даёт более реальные данные о влияния радиации и температуры канала облучения. Из сопоставления спектров ФЛ облученных при разных температурах было выявлено, что изменения интенсивностей ФЛ более ощутимо при облучении температуре канала. А при температуре 0°C эти изменения не чувствительные (см.рис.1. а,б). Это указывает на то, что на изменения интенсивностей ФЛ в области 300-380 нм 380-500 нм, обусловлено влиянием γ-радиации и температуры канала. Облучение при температурах 0°C изменения в интенсивностях ФЛ не наблюдаются. Это также косвенно указывает на то, что изменения обусловлены температурой канала в процессе облучения.

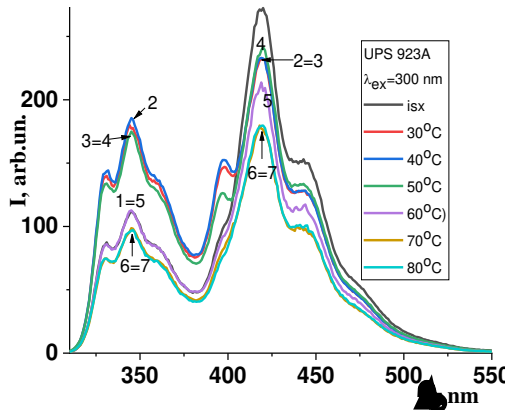


Рис. 2. Спектры ФЛ, возбужденные на длине волны 300 нм, исходного (1) и термообработанного при 30°C (2), 40°C (3), 50°C (4), 60°C (5), 70°C (6) и 80°C (7) образцов UPS-923A.

С целью уточнения вклада температурного фактора был проведен дополнительный эксперимент: необлученные образцы UPS-923A подвергались термической обработке при

температурах от 30°C до 80°C, и измерялись их спектры люминесценции (рис. 2). Результаты показали, что повышение температуры само по себе приводит к спектральным изменениям, аналогичным тем, что наблюдались после γ-облучения при 40°C, с заметным снижением интенсивности ФЛ при температурах выше 50°C, что указывает на возможную термическую деструкцию полимерной матрицы.

Литература

1. G.F. Knoll Radiation detection and measurement. – John Wiley & Sons, Michigan, 1999. pp. 220–222.
2. Y. N. Kharzheev Radiation hardness of scintillation detectors based on organic plastic scintillators and optical fibers. Physics of Particles and Nuclei. – 2019. – Т. 50. – С. 42-76.
3. Ш. Ирисов, И. Нуритдинов, К.Х. Саидахмедов, З.У. Эсанов, Б.С. Юлдашев. Спектрально-люминесцентные характеристики органических сцинтилляторов UPS-923A после воздействия ионизирующего излучения. Доклады Российской академии наук. Физика, технические науки. - 2024. - Т. 514. - №1. - С. 14-19.

ВОЛЬТАМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИОДОВ НА ОСНОВЕ π-n-СТРУКТУР, ЛЕГИРОВАННЫХ ЖЕЛЕЗОМ В ПРОЦЕССЕ ДИФФУЗИИ.

А. Абдреймов[1], М.Тагаев[1*], Х. Утемуратова[1]

*[1]Каракалпакский государственный университет имени Бердаха, ул. Ч.Абдиров №1, 742012 Нукус, Узбекистан, * E-mail: prof.tagaev@mail.ru*

В современной микроэлектронике, которая построена на основе полупроводников существует глобальная задача: получение импульсных токов за время равное пико- и наносекундам. Объектом данного исследования является лавинный -диод, изготовленный на основе структур, полученных диффузией глубоких примесей в GaAs в открытой системе. меньшение количества технологических операций в процессе производства лавинных -диодов (необходимо только провести отжиг пластины GaAs: Cr) приводит к уменьшению брака, и как следствие к уменьшению себестоимости продукта. С другой стороны, структуры, изготовленные диффузией, в проточной инертно восстановительной системе обладают другим спектром собственных структурных дефектов вследствие того, что диффузия проводится при пониженном давлении паров летучего компонента – мышьяка. На обратной ветви вольтамперной характеристики π–n-структур, полученных диффузией железа в арсенид галлия n-типа, наблюдается участок с отрицательного дифференциального сопротивления S-типа. Аналогичное явление в области низких температур затем было установлено и для диодных структур, полученных диффузией марганца в GaAs n-типа. [1].

Постановка задачи. Обратная статическая вольтамперной характеристики диодов на основе π-n-структур, легированных Fe в процессе диффузии, состоит из трех участков. Первый описывается генерационно-рекомбинационной теорией Саа-Нойса-Шокли. Второй связан с эффектом Пула-Френкеля. Третий объясняется лавинным микроплазменным пробоем. При исследовании высоковольтных лавинных -диодов ранее не были исследованы статические характеристики диодов, созданных по диффузионной технологии

в открытой системе. В связи с этим целью настоящей работы является экспериментальное исследование статической обратной вольтамперной характеристики таких структур.

Методика эксперимента. Для π-n-структуры: 1) π – слой имел концентрацию основных носителей заряда p ~1,011·10^{11} $см^{-3}$ и получен диффузией железа N_{Fe}=1,5·10^{17} $см^{-3}$; 2) Глубина проникновения железа составляла 25 мкм; 3) Удельное сопротивление π – слоя: ρ_π = 5,8·10^5 Ом·см; 4) Подложка имела концентрацию основных носителей заряда: N_d=2,5·10^{16} $см^{-3}$;

Проводились измерения статических вольтамперных характеристик. Измерения вольтамперной характеристики проводились при температуре 350К, в диапазоне напряжений от 0,01В до 0,1кВ и силы тока от 10^{-11}А до 10^{-5}А. Время измерения одной пары значений сила тока – напряжение составляло 0,5минут, что связано с долговременной релаксацией тока в таких структурах. При измерении вольтамперной характеристики на диод сначала подавалось напряжение близкое к напряжению пробоя, после чего напряжение снижалось. На рис.1 представлена типичная вольтамперной характеристики S-диода, диффузионной технологии, при температуре 350К.

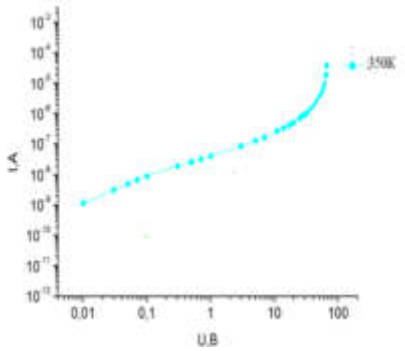


Рис. 1. Вольтамперная характеристика лавинного диода, легированного железом, при температуре 350К.

ВАХ можно разбить на 3 участка. 1) 10мВ÷100мВ – линейная зависимость тока от напряжения. 2) 100мВ ÷3 В – сублинейная зависимость тока от напряжения. 3) 3÷80 В – экспоненциальная зависимость J~exp(γ·U).

Рассмотрим третий участок:

На рис.2 представлена зависимость тока от напряжения в полулогарифмических координатах, при температуре 350К.

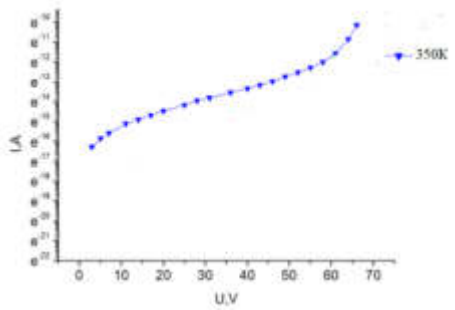


Рис.2. Зависимость силы тока I от напряжения U

При увеличении температуры участок лавинного пробоя сдвигается вправо, потому что напряжение пробоя увеличивается с температурой.

Обсуждение результаты измерения вольтамперных характеристик

Проводилась аппроксимация для трёх температур, потому что при низкой температуре, напряжение лавинного пробоя оказывается достаточно маленьким и участок с экспоненциальной зависимостью выделить не удалось. Совпадение теории с экспериментом говорит о том, что данный участок связан с лавинным микроплазменным пробоем, который описывается формулой [6]:

$$I = I_1 \cdot \exp(\gamma \cdot U), \qquad (1)$$

где I_1, γ – постоянные величины.

Из формулы (1) следует, что зависимость, представленная на рисунке 3, должна спрямляться в полулогарифмических координатах, однако это не так. Из литературы известно [2-3], что участок вольтамперной характеристики, на котором с увеличением напряжения уменьшается величина dI/dU, вызван ограничением тока сопротивлением растекания.

Литературы

1. Hjalmarson H. P., Kambour K., Myles C. W., Joshi R. P. Continuum models for electrical breakdown in photoconductive semiconductor switches / Proc. 16th IEEE Pulsed Power Conf., (IEEE, NY, 2007), Albuquerque, NM, 2007.
2. Прудаев, И.А., Хлудков С.С. Влияние толщины базы лавинного S-диода на его обратную вольтамперную характеристику // Изв. вузов. Физика. – 2011. - № 2. - С. 48-53.
3. Прудаев, И.А., Хлудков С.С., Скакунов М.С., Толбанов О.П. Переключающие лавинные S-диоды на основе GaAs многослойных структур // Приборы и техника эксперимента. – 2010. - № 4. - С. 68-73.

ГЕНЕРАЦИЯ И АГРЕГАЦИЯ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В КРИСТАЛЛАХ LiF ПРИ ГАММА ОБЛУЧЕНИИ

И. Нуритдинов[1], М.А. Муссаева[1], К.К. Нурымбетов[1], Б.Т. Аташов[2]

[1]*Институт Ядерной Физики Академии Наук, Ташкент, Узбекистан 100214, пос. Улугбек. E-mail: mussaeva@inp.uz, keunimjayuli@gmail.com.*

[2]*Нукусский Государственный педагогический институт им. Ажинияза, Нукус, Каракалпакстан 230105*

Кристаллы LiF широко используются в оптике, радиобиологии и медицине в качестве дозиметров ионизирующих излучений, а также в качестве модельных объектов для исследования радиационных дефектов в ионных кристаллах. Под воздействием гамма-излучения в LiF возникают точечные дефекты, такие как *F*-центры (вакансии, захватившие электроны) и более сложные агрегаты, которые существенно влияют на его оптические свойства [1]. В основе накопления различных типов дефектов в чистых кристаллах щелочных галогенидах, в том числе LiF, лежит создание и преобразование собственных первичных дефектов структуры в ионных кристаллах: *F* -, *H* -, V_k -, *I*- и других центров [2]. Вероятность радиационного накопления *F*-центров в чистых ЩГК можно представить в

виде произведения вероятностей генерации, разделения и стабилизации первичных дефектов (*F*, *H*-пар):

$$P_{нак}(D,T) = P_{ген.}(D,T) \cdot P_{разд.}(D,T) \cdot P_{стаб.}(D,T).$$

Эти три вероятности зависят от вида, дозы и температуры облучения и их эффективность определяется движением *H*-центра, которое приводит либо к аннигиляции пар Френкеля, либо к пространственному разделению компонентов пары [3]. Поэтому исследование процессов дефектообразования в зависимости от вида, дозы и температуры облучения имеет важное значение. Исходя из этого целью данной работы является исследование влияние дозы γ-излучения на создание и преобразование радиационных дефектов в кристаллах LiF.

Объектами исследования являлись номинально чистые кристаллы LiF, изготовленные в виде пластин размером 1×1×0,2 см^3. Облучение проводилось на гамма установке Института ядерной физики АН РУз с источником ^{60}Co с мощностью 1200 Р/с в интервале доз $10^5 \div 10^8$ Р при температуре 320 К. Измерения спектров оптического поглощения проводились с использованием оптического спектрометра «*Spectromom-202*» в спектральной области 200–800 нм при комнатной температуре 320 К.

На рис.1 показаны спектры поглощения гамма-облученных кристаллов LiF, откуда видно, что под действием гамма лучей в кристалле сперва создаются *F*-центры с полосой поглощения с максимумом в 250 нм, интенсивность, которой увеличивается с дозой во всем интервале исследованных доз.

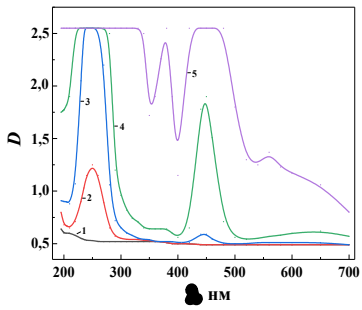


Рис.1. Спектры поглощения необлученного (1) и облученного γ-излучением дозами 10^5 Р (2), 10^6 Р (3), 10^7 Р (4) и 10^8 Р (5) кристаллов LiF

Начиная с дозы 10^6 Р в спектре наряду с *F*- полосой появляется и полоса *M*- центров с максимумом 445 нм (рис.1, кривая 3), при дальнейшем увеличении дозы облучения интенсивность которой очень сильно увеличивается (рис. 2, кривая 2). При этом скорость увеличения интенсивности полосы *F*- центров замедляется (рис. 2, кривая 1).

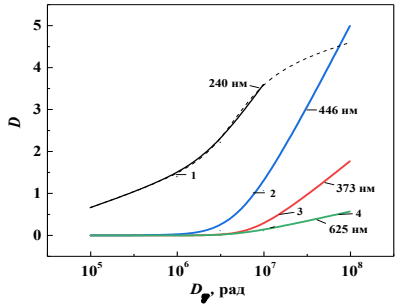


Рис.2. Дозовая зависимость изменения интенсивности поглощения *F*- (1), *M*- (2), *R*- (3) и *N*- центров (4) в гамма облученном кристалле LiF

Начиная с дозы 7x10^6 Р в спектре обнаруживается полосы *R*- центров (максимум в 378 нм) и M^+- центров (максимум 630–640 нм) (рис. 1, кривая 4), а при дозах 10^7 Р видны и полосы *N*- центров с максимумом 550 нм (рис.1, кривая 5).

Вышеприведенные экспериментальные данные показывают, что в диапазоне доз 10^5–10^8 Р наблюдается интенсивный рост полосы поглощения *F*-центров в области около 250 нм, соответствующей одиночным анионным вакансиям, захватившим электрон. Увеличение дозы облучения приводит к взаимодействию *F*-центров между собой и образованию более сложных комплексов, таких как F_2-, F_2^+- центры. Рост интенсивности этих полос, особенно полос *R*- и *N*- центров при дозах выше 10^7 Р указывает на агрегацию дефектов и формирование стабильных центров окраски, которые являются основой образования наночастиц в структуре кристалла [4,5]. При дальнейшем увеличении дозы (свыше 10^8 Р) возможно частичное насыщение или перераспределение дефектов, что выражается в изменениях дозных зависимостей полос поглощения, приведенных на рис.2.

Результаты могут быть полезны при оптимизации условий радиационного дозирования и изучении дефектообразования в ионных кристаллах.

Работа финансируется за счет средств государственного бюджета Республики Узбекистан.

Литература

1. Л.А. Лисицына, Т.В. Гречкина, В.И. Корепанов, В.М. Лисицын. Короткоживущие первичные радиационные дефекты в кристалле LiF // ФТТ. 2001. Т. 43. № 9. С. 1613–1618.
2. Ч.Б. Лущик, А.Ч. Лущик. Распад электронных возбуждений с образованием дефектов в твёрдых телах. – М.: Наука, 1989. 264 с.
3. Г.Э. Гуанхуэи. Исследование дефектообразования в ионных кристаллах // Дисс. … канд. физ.-мат. наук. – Томск, 2023. 21 с.
4. М.А. Муссаева, Э.М. Ибрагимова, Ш.Н. Бузриков. Образование наночастиц при взаимодействии радиационных точечных дефектов в кристаллах LiF // Доклады Академии наук Республики Узбекистан. –Ташкент, 2011. № 1. С. 29–31.
5. Э.М. Ибрагимова, И. Нуритдинов, М.А. Муссаева, К.К. Нурымбетов, З.У. Эсанов, Б.Т. Аташов. Фотолюминесценция в кристаллах LiF, облучённых электронами 5 МэВ при низких температурах // Международная научная конференция «OPT1COMP-2025: Оптические и вычислительные технологии», БухГТУ. 24–25-май, 2025 г. Стр.77–81.

THE EFFECT OF 5 MeV ELECTRON IRRADIATION ON YBCO TAPES

A. Shodiev, M. Mussaeva, E. Ibragimova

Institute of Nuclear Physics of the Academy of Sciences of the Republic of Uzbekistan, Tashkent, Uzbekistan. akhmadshodiyev@gmail.com

Introduction. High-temperature superconducting (HTSC) cuprates, particularly $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (YBCO), exhibit unique electronic and magnetic properties that make them promising for green energy generation, namely in world's first HH70 Tokamak [1], energy

transmission grids, magnetic resonance imaging etc. However, HTSC coil performance in a charged particle accelerator remains a critical concern. Previous studies have shown that 4 MeV electron irradiation of YBCO crystal to a high dose $>10^{16}$ cm^{-2} at ambient temperatures generates point defects (vacancies, interstitials) that decrease the critical temperature and critical current density [2]. Incoherent electronic transport along the *c*-axis of YBCO single crystals was measured after irradiation with 0.5−2.5 MeV electrons at $\lesssim$ 10 K to a very high dose of 10^{18} cm^{-2}, which revealed a two-step superconducting transition related to irradiation induced macroscopic inhomogeneity [3]. Recently we exposed metal coated YBCO-tape to 5 MeV electrons at 273 K in air to a much less dose of 10^{15} cm^{-2} and found that the outer microlayer of PbSn decomposed into Pb rich micro-hillocks and Sn-rich microfilm, although the inner YBCO micro-layer recrystallized into the phase with much lower resistivity [4].

This work extends prior research by examining the effects of 5 MeV electron irradiation on YBCO-coated conductor tapes, however to low doses and at lower temperature to imitate the working conditions and hinder thermal diffusion.

Samples: commercially available SuperOx-2 tapes destined for operation at high magnetic fields at 20 K with a 5–8 μm YBCO layer deposited on a nanothick buffer on steel C-276 substrate and coated with Ag/Cu/PbSn microlayers, having 4 mm width and total thickness 80 μm [5].

Irradiations: open surface of PbSn coated tapes were exposed to 5 MeV electrons (irradiation time 200 seconds, accumulated fluency $\mathbf{5\times10^{14}\ cm^{-2}}$ at beam current density 400 $\mathbf{nA/cm^2}$ were found optimal [4]) at ~165 and 273 K using a U-003 electron accelerator. The inner YBCO layer is really hit by the mix of electrons slowed first in 3 μm PbSn, then 5 μm Cu and 1 μm Ag microlayers and bremsstrahlung gamma-quanta with the wide energy spectrum peaked at 4.5 MeV.

Experimental measurements: X-ray Diffraction (XRD) analysis of structural phase changes was performed on diffractometer Empyrean (PANalytical). The table 1 below shows that the same fluency exposure at 273 and 165 K resulted in quite different phase transformations in all microlayers, in particular the inner YBCO crystal phase decomposed into non-superconducting phases at 165 K.

Table 1. Phase composition (%) of multilayer heterostructure of metal coated YBCO

Pristine	$8Pb+6Sn+1Pb_{0.015}Sn_{0.985}+68Cu+8Ag+1CuO+$ $+3YBa_2Cu_2O_7+5Y_2O_3$
$5\cdot10^{14}$ cm^{-2} 273 K	$8Pb+6Sn+6Pb_{0.015}Sn_{0.985}+54Cu+7Ag+13CuO+$ $+6YBa_2Cu_2O_7$
$5\cdot10^{14}$ cm^{-2} 165 K	$1Pb+4SnO_2+28Cu+2Ag+2CuO+20Y_2BaCuO_5$ $+22Y_2BaCuO_5+16Y_2O_3+5BaCuO_2$

Hall effect parameters were measured with HMS-7000 system (Ecopia) in the temperature interval 80-320 K to determine resistivity, magnetoresistance, mobility and Hall coefficient ⊥ c-axis of YBCO crystal at the magnetic field 0.556 T // c-axis, as shown in figures 1 (a,b,c,d) prior (curves 1) and after electron exposure (curves 2).

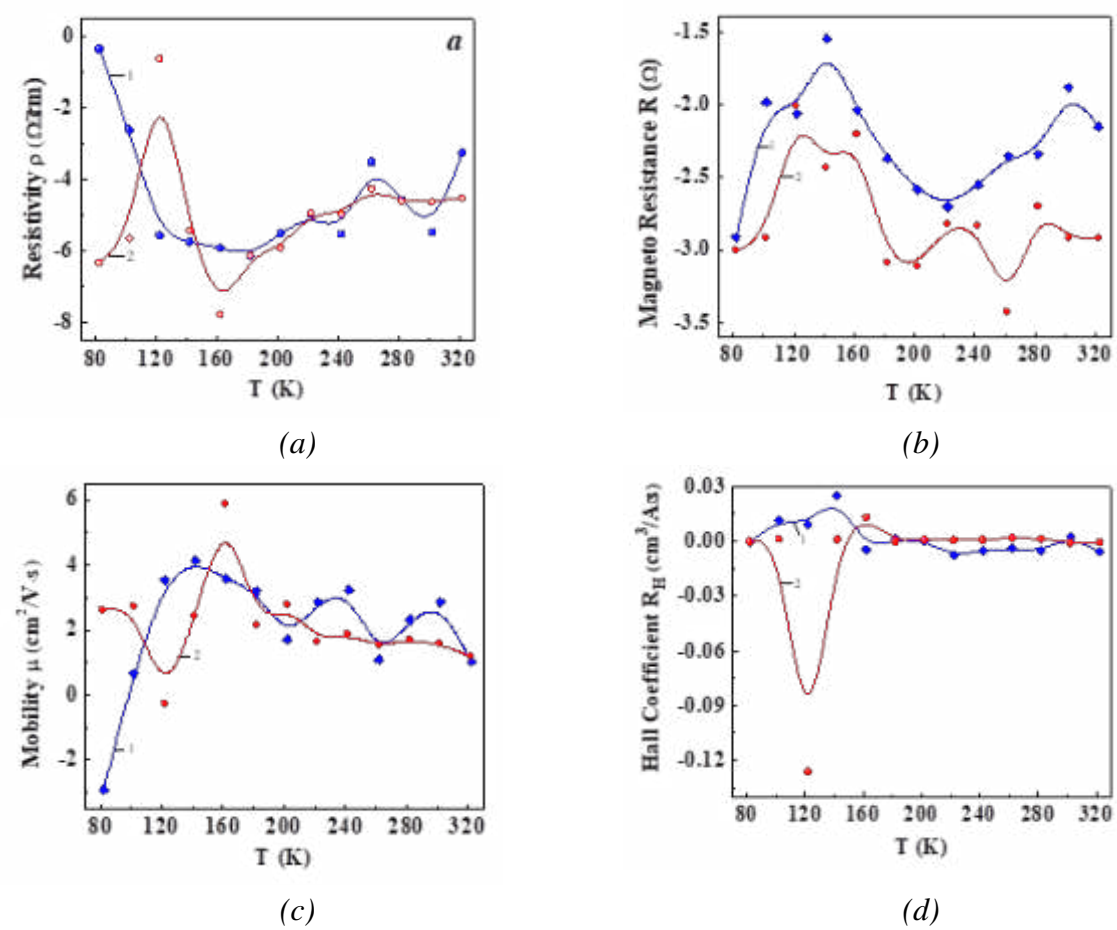


Figure 1. Temperature dependencies of resistivity (a), magnetoresistance (b), charge carrier mobility(c) and Hall coefficient(d): (1) pristine sample and (2) after 5 MeV electron irradiation to 5×10^{14} cm^{-2}**) at 165 K.**

Results and Discussion. Pre-irradiation: The reference sample exhibits very intensive resistivity peak at 80-120 K, while the magnetoresistance has peaks at 100 and 130 K just above the superconducting transition starting as the mobility drops below 140 K a few orders of magnitude, where hole carriers dominate (Fig. 1a-b-c-d, curves 1).

Post-irradiation: A significant magnetoresistivity increase is observed across all temperatures (Fig. 1b, curve 2) and the mobility decreases already below 160 K (Fig. 1c, curve 2), however after the irradiation electrons dominate in 140-160 K (Fig. 1d, curve 2). The observed temperature oscillations may be due to a few different phase interfaces, namely PbSn/Cu/Ag 1-metal-2-metal, paramagnetic CuO/diamagnetic $YBa_2Cu_2O_7$, paramagnetic Nanobuffer /ferromagnetic steel substrate.

5 MeV electrons have the energy enough to displace any lattice atoms, even of the heaviest elements of the HTSC-tape, such as Pb, Ba, Sn, Y, creating the simpliest Frenkel defect pairs (vacancy site - interstitial atom) and more complicate defects that act as charge carrier scattering or capturing centers. One should also take into account that having passed through three coating microlayers the impact electrons spend their energy on generation of bremsstrahlung gamma-radiation and influence YBCO layer together. Therefore phase decomposition occurs both on the surface and in YBCO.

Conclusion. Some MeV electron beams expected at HTSC accelerators may degrade YBCO-tape performance in radiation-exposed environments above the critical high fluency. Controlled irradiation could optimize microstructure in HTSC tapes.

References:

1. Guo Houyang, HH70 Tokamak, Energy Singularity, China https://doi.org/10.1016/j.supcon.2024.100137
2. Kashurnikov V.A. et al., Supercond. Sci. Technol. 31, 115003 (2018). DOI
3. Vovk, R. V. et al. (2019). *J. Mater. Sci.*,30, 4766–4769].
4. Ibragimova E.M, Shodiev A.A, Ahrorova S, Mussaeva M.A, et al // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2024. Vol.595. 171617.
5. www.superox.ru

α VA β NURLANISHLARNI QAYT QILUVCHI YUQORI SAMARADORLIKKA EGA YARIM O‘TKAZGICHLI FOTODETEKTORLAR ELEKTROFIZIK XARAKTERISTIKALARI TAHLILI.

I. Marıpov[1], S.K. Otaboyev[2], S.F. Xasanov[1]
[1]*Toshkent davlat agrar universiteti*
[2]*Urganch davlat universiteti*
[1]E-mail: imaripov@list.ru

Hozirgi kunda jahon amaliyotida yarim o’tkazgichli qurilmalardan foydalangan holda yadroviy nurlanishlarni qayd qilish sohasi jadallik bilan rivojlanib bormoqda. Yadroviy nurlanishlarni qayd etish uchun mavjud yarim o’tkazgichli qurilmalarni takomillashtirish va yangi zamonaviy qurilmalar ishlab chiqish talab etadi. Bu borada yarimo’tkazgichli Si(Li) p-i-n struktura asosidagi sintillyatsion detektorlar aloxida o’rin egallaydi. Sintillyatsion detektorlar hozirgi vaqtda yadro nurlanishlarini ro‘yxatga olish va spektrometriya qilishning eng keng tarqalgan usullaridan biri xisoblanadi. Sintillyatsion detektorlar yadro fizikasi sohasida radioaktiv nuklidlarning nurlanish spektrlarini o‘rganish, atom yadrolarining qo‘zg‘algan holatlarining yashash vaqtlarini o‘lchash, kosmik nurlanishni tadqiq qilish kabi vazifalarda keng qo‘llaniladi. [1]

Tadqiqotda, diametri θ (10 ÷ 30)mm va qalinligi d=(1÷3) mm bo’lgan kremniy plastinalari ρ = (3÷5) kOm sm, r=(50-1000) mks p-turidagi kremniy monokristallarini olmosli diskni ichki kesuvchi yoyi usuli bilan olinadi. Kesish vaqtida buzilgan qatlamni yo’qotish uchun silliqlovchi uskunada M-14, M-5 mikroporoshokdan foydalanib ikki taraflama shlifovka qilinadi, keyinchalik diametrni kamaytirib boriladi. Bunda har bir tomonidan 50 mkmdan kam bo’lmagan qalinlikda qatlam olib tashlanadi. Plastinalar ishqori bo’lmagan sovunli deionizatsiyalangan suv bilan shlifovka qilingach, ultra-tovushli vannada qayta ishlov beriladi. Silliqlash (shlifovka) jarayonida paydo bo’lgan shikastlanish chuqurligi silliqlangan kukun zarrasidan sezilarli darajada katta bo’ladi. Olmosli kukundan foydalanilganda esa shikastlanish chiqurligi undan ham ko’proq bo’ladi. Mexanik silliqlashni to’liq qirish (travleniya) bilan

o'zgartirish mumkin. Kimyoviy yemirilish jarayonidan oldin kremniy plastinasi sirti tozalab olinadi, namuna distillangan suvda 15 minutdan kam bo'lmagan vaqtda yuviladi. [2]

Kremniy plastinasini kimyoviy ishlov berishda ftorli vodorod (HF), azot (HNO_3) va uksus (CH_3COOH) kislotalari ftoroplast materialidan tayyorlanilgan vannada kimyoviy qorishma tayyorlab olinadi va amalga oshiriladi. Kimyoviy yemirilish jarayoni 1:5:1 nisbatda kislotalar yordamida qorishma tayyorlanib olinadi va xarorati 5 ºC gacha pasaytiriladi. Harorat qancha past bo'lsa, silliqlash tezligi shunchalik sekinroq bo'ladi. Silliqlash jarayoni uchun optimal tezlik 4 mkm/min deb hisoblanadi. Kimyoviy silliqlash jarayoni uchun ftoroplastik vanna ishlatilgan. Tekis sirtni olish uchun ftoroplastik vannada kremniy plastinka 15-20 daqiqa aylantiriladi.

Tayyor kremniy plastinkalariga kontakt xosil qilish vakuumny universal post qurulmasida VUP-4 amalga oshirildi. Maxsus dizayndagi tagliklar molibden va volframdan tayyorlanadi, ular spirtda yuviladi va keyin 10-15 daqiqa davomida vakuumda qizdiriladi. Molibden uzunligi 40 mm, bug'latgich va kremniy plastinkasi orasidagi masofa 80 mm qilib olingan. [3]

Namunalar maxsus korpusga joylashtirildi. So'ngra 5×10^{-5} mm.sim.ust. bosimida old tomon plastinaga Al materiali (0,1 mkm) va frontal tomonidan Au (~0,02 mkm) omik kontakt olindi



a) Si(Li) drevf qilingandan keying ko'rinishi

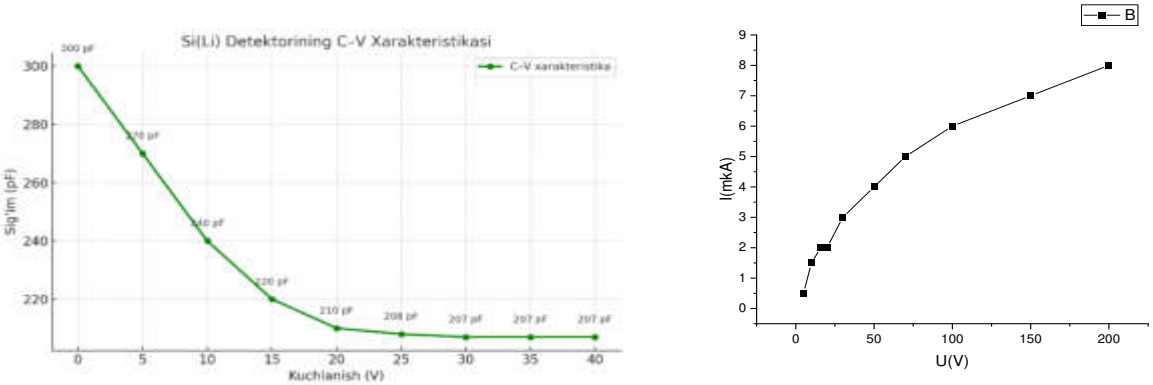


b) Si(Au) uchirilgandan keying ko'rinishi

1-rasmda a) Si(Li) va b) Si(Au) strukturali detektorlarning umumiy ko'rinishi.

Si(Li) p-i-n strukturali detektorlarning volltamper, xarakteristikasi (VAX) GOST 26222-86 metodikasi bo'yicha tadqiq qilindi Yuqorida qayd qilingan xarakteristikani tadqiq qilish uchun qorong'u tok kattaliklari haqidagi ma'lumotlarni bir vaqtda olish imkonini beruvchi detektorlar teskari tok o'lchovchi maxsus qurilma ishlab chiqilgan va tayyorlangan.

Siljish kuchlanishi U_{tes} 0,1÷800 V oraliqlarida o'rnatiladi, I_{tes}tok o'lchash chegaralari 1, 10 va 100 mkA ni tashkil etadi.



2-rasmda Si(Li) va Si(Au) strukturali detektorlarning I-V va C-V xarakeristikalari

Ushbu rasmdan ko'rinishi mumkinki butun hajm uchun chiqish toklarining qiymati 200 V da 0,5 ÷ 9 mkA intervalda yotadi. Bu shuni anglatadiki, o'lchami (diametri 20 mm, qalinligi 2 mm) kremniy hajmidagi litiy ionlari tomonidan bir jinsli kompensatsiyaga erishilgan.

Ma'lumki, volt-farad xususiyatlari yordamida yarim o'tkazgich monokristalli kremniy va dielektrik chegarasidagi taqiqlangan energiya zonasi bo'yicha sirt holatlari zichligining kattaligini va taqsimot funksiyasini aniqlashning bir necha usullari mavjud.Volt-farad xususiyatlarini o'rganish 1 MGts chastotada E7-12 qurilmasida, 0,465 MGts – 10 MGts chastota diapazonlarida esa modernizatsiyalangan L2-7-1M qurilmasida olib borildi. Ushbu qurilmalar o'zgaruvchan tok signali amplitudasining 5–7 mV dan oshmasligini ta'minladi. O'lchovlar T=300 K haroratda, zanjirning ham parallel, ham ketma-ket ekvivalent sxemalarida amalga oshirildi. O'lchashdagi xatolik 0,1 pF dan oshmadi.Turli tipdagi detektorlar uchun Ushbu olingan natijalar yarimo'tkazgichli detektorlar uchun eng yaxshi natijalar bo'lib hisoblanadi.

ADABIYOTLAR RO'YXATI

1. Бойко В.И., Жерин И.И., Каратаев В.Д., Недбайло Ю.В., Силаев М.Е Методы и приборы для измерения ядерных и других радиоактивных материалов»..//Учебное пособие, 2011, С 44-56
2. S. V. Zaitseva, S. Yu. Kupreenkoa, E. I. Raua, and A. A. TatarintsevSemiconductor Detectors of Backscattered Electrons in a Scanning Electron Microscope: Characteristics and Applications Instruments and Experimental Techniques, 2015, Vol. 58, No. 6, pp. 757–764.
3. S.A.Radzhapov A Versatile Spectrometer Based on a Large-Volume Si(Li) p –i– n Structure Instruments and Experimental Techniques, 2007, Vol. 50, No. 4, pp. 452–454.

COMPUTER MODELING OF THE ADSORPTION PROCESSES OF HYDROGEN MOLECULES WITH THE M@C60 COMPLEX

Kh. Jabborov[1], B. Umirzakov[1], I. Yadgarov[2]

[1]Tashkent State Technical University named after I.A.Karimov

[2]Institute of Ion-plasma and laser technologies of Uzbekistan Academy of Sciences

Fullerenes, new allotropes of carbon, have attracted scientific attention since their discovery [1]. The empty space inside the fullerene cage is a good place to accommodate a wide range of atoms and small molecules [2]. Endofullerenes have been synthesized and studied by several experimental and theoretical methods [3].

Catalysts are currently viewed as the backbone of various commercial energy conversion procedures and industrial processes. [4]. Transition metal (TM) catalysts are in great demand due to their low cost and excellent catalytic activity. Carbon materials are poised to become exceptional supports for (Single-atom catalysts) SACs due to their unique physical and chemical characteristics combined with their cost-effectiveness. In particular, fullerenes (C_{60}) are considered as excellent electron receptors and transporters [5]. Hydrogen is considered as the "fuel of the future" and an energy carrier due to its high potential as a clean energy source. Although hydrogen

technology has wide-scale applications, its practical implications have yet to be realized. One of the main obstacles to hydrogen technology is cheap and efficient hydrogen storage strategies.

In this study, we constructed several models by incorporating individual transition metal (TM) and H_2 molecule with fullerene ($M@C_{60}$). Then, the bond length, adsorption energy for complex were calculated.

The simulations were performed using the Large-scale Atomic/Molecular Massively Parallel Simulator (LAMMPS) package. The simulation configurations were visualized using the Jmol software. The adsorption energy ΔE_{ads} of hydrogen is also calculated by using eq 1 to further estimate the adsorption capacity of designed complexes. In eq 1, $\Delta E_{H2M@C60}$ refers to the total energy of the H_2-adsorbed $M@C_{60}$ complex, E_{H2} refers to the energy of individual H_2 molecule, and $E_{M@C60}$ corresponds to the energy of designed $M@C_{60}$ complexes.

$$\Delta E_{ads} = E_{H2M@C60} - (E_{M@C60} + E_{H2}), \quad (1)$$

The first part is intended to describe the interaction within the plane of the C_{60} fullerene. For the C-C interaction, known potentials can be used, for example, the adapted empirical potential of intermolecular interaction AIREBO. It is well tested and actively used to study carbon structures. The potential consists of three parts:

$$E = \frac{1}{2}\sum_i \sum_{j \neq i} E_{ij}^{REBO} + E_{ij}^{LJ} + \sum_{k \neq i,j} \sum_{l \neq i,j,k} E_{kijl}^{TORSION}, \quad (2)$$

Where E_{ij}^{REBO} - is the energy of covalent interaction, E_{ij}^{LJ} - is the Van der Waals energy, $E_{kijl}^{TORSION}$ - is the energy of plane rotation.

Adsorption of H_2 over M@C60 Catalysts. The adsorption energy (E_{ads}) of an adsorbed atom molecule is defined as the amount of energy required to desorb the adsorbed atom from the surface. Thus, adsorption is an exothermic surface reaction that releases energy when a gas atom or molecule is adsorbed on a surface. Initially, the hydrogen molecule is adsorbed on top of the transition metal as well as on the side edge of the complex, and the side edge position is energetically more favorable for hydrogen adsorption in all catalysts. Therefore, the adsorption energy on average was calculated for the adsorption of the hydrogen molecule head on the side edge on all designed surfaces (see Figure 2).

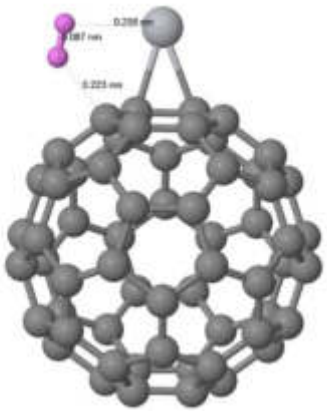


Figure 2. Optimized structure of stable M@C60 complexes (M=Ti) with M−C bond distances mentioned at the calculated using the LAMMPS package.

The adsorption energy (E_{ads}) for H_2 adsorption over M@C60 complexes was also calculated and listed in Table 1.

Table 1.

Adsorption energies of a transition metal (M), H_2 molecule with a C_{60} nanocage (ΔE_{ads})

Complexes $H_2M@C_{60}$	ΔE_{ads}, eV
Адсорбция H2 от C60+Ti	-0,035760
Адсорбция Ti от C60+H2	4,969130
Адсорбция Ti и H2 от C60	5,004940
Адсорбция Ti от C60	4,969180
Адсорбция H2 от C60	-0,035810

The more negative the E_{ads}, the more strongly and rigidly the adhering hydrogen atom is bound to the catalyst surface, which corresponds to favorable adsorption and an exothermic process, while a positive Eads value corresponds to unfavorable adsorption and an endothermic process. Therefore, the higher the Eads value, the higher the stability of the H_2-adsorbed M@C60 system.

References

1. Kroto H W, Heath J R, O'Brien S C, Curl R F and Smalley R E. C60: Buckminsterfullerene. Nature volume 318, pages 162–163 (1985)
2. Akasaka T and Nagase S 2002 Endofullerenes: A New Family of Carbon Clusters, Kluwer, Dordrecht
3. Shinohara, H (2000) Endohedral metallofullerenes. Reports on Progress in Physics, 63 (6). 843-892
4. Wang C R, Kai T, Tomiyama T, Yoshida T, Kobayashi Y, Nishibori E, Takata M, Sakata M and Shinohara H. C66 fullerene encaging a scandium dimer. Nature 2000 Nov 23; 408(6811):426-7.
5. A. Dawid and K. Górny. Dynamics of endohedral fullerene K+@c60 inside single walled carbon nanotube: MD simulation TASK Quarterly: scientific bulletin of Academic Computer Center in Gdansk. Vol. 13, No. 1-2. pp.83-91. 2009.

РАДИАЦИОННОЕ ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЕ В КРИСТАЛЛАХ KCl

И.Нуритдинов[1], М.А.Муссаева[1], Д.П.Юлдашов[1], Б.Т.Аташов[2]

[1]*Институт Ядерной Физики Академии Наук, Ташкент, Узбекистан 100214, пос. Улугбек. E-mail:izzatilloh@yahoo.com*

[2]*Нукусский Государственный педагогический институт им. Ажинияза, Нукус, Каракалпакстан 230105*

Интерес к исследованиям процессов радиационного дефектообразования в щелочно-галоидных кристаллах, в том числе и в кристаллах KCl, обусловлен тем, что они, с одной стороны, являются модельными объектами для изучения механизмов радиационно-стимулированных процессов в твердых телах [1], с другой стороны, в связи с разработкой

на их основе оптически запоминающих сред и дозиметров радиации [2]. Несмотря на то, что механизмы создания и стабилизации радиационных дефектов исследуется очень давно, еще имеются много нерешенных задач, что требует продолжения исследований в этом направлении. Целью настоящей работы является исследование процессов радиационного дефектообразования в кристаллах KCl, облученных рентгеновскими и гамма лучами.

Были исследованы кристаллы KCl, выращенные методом Киропулоса. Кристаллы выращены из соли KCl марки ОСЧ. После выращивания кристаллы отжигались при температуре 600 °C в течение 6 часов и медленно охлаждались до комнатной температуры в течение 84 часов. Плотность дислокации составляет не более 10^5 на $см^2$. Спектральный анализ показал, что количество неконтролируемых примесей не превышает 10^{-3} моль %. Образцы для измерения спектров поглощения выкаливались с нужными размерами из слитка кристалла KCl. Исследуемые образцы облучались различными дозами рентгеновских и гамма лучей. Рентгеновское облучение производилось в пакетиках из черной бумаги на рентгеновской трубке РУП-200-5 при напряжении 120 кв и токе 5мА. Облучаемые образцы помещали на расстоянии не больше 10 см от фокуса трубки. Облучение гамма лучами проведено в алюминиевых фольгах в гамма облучателе бассейнового типа Института ядерной физики АН РУз. Источниками гамма излучения являлись изотопы ^{60}Co. Мощность излучения составляла 1200 р/с. Спектры поглощения измерялись на спектрофотометрах “Specord UV-Vis” фирмы Карл-Цейсс (Германия) и “Spectromom 202” (Венгерия) в диапазоне длин волн 200–800 нм сразу после облучения.

Ниже приведены спектры поглощения кристаллов KCl, облученных различными дозами рентгеновского (рис.1) и гамма излучения (рис.2), а также дозовая зависимость накопления *F* - центров в этом процессе (рис.3), откуда видно, что *F* - центры с полосой поглощения с максимумом в 550 нм начинают образоваться с самого начала облучения и уже при дозах ~100 рад выходит на насыщение (рис.3). Дефекты другого типа на наблюдаются. Дальнейший рост дозы облучения не приводит к изменению спектра, что свидетельствует накопления *F* - центров на ростовых дефектах кристалла.

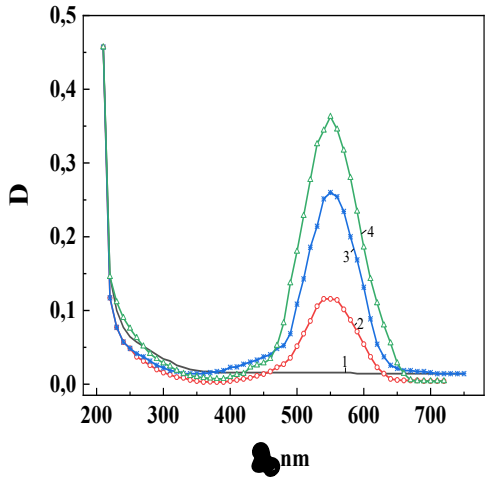


Рис 1. Спектры поглощения необлученного (1) и облученного рентгеновскими лучами дозой 12,564 рад (2), 41,88 рад (3) и 62,82 рад кристаллов KCl

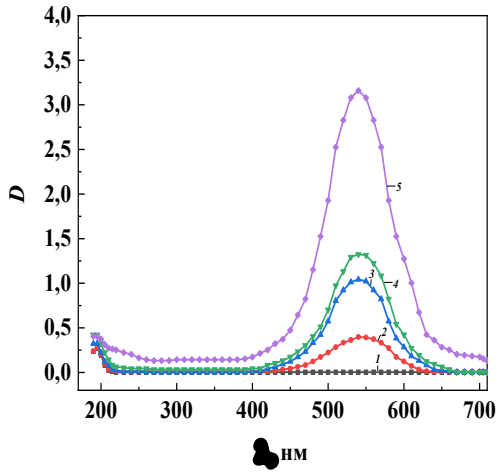


Рис 2. Спектры поглощения исходного (1) и облученного гамма лучами дозой 10^5 рад (2), 10^6 рад (3), 10^7 рад и 10^8 рад (5) кристаллов KCl

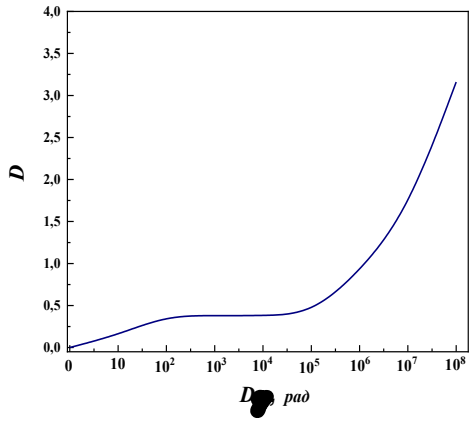


Рис.3. Дозовая зависимость накопления F- центров в кристаллах KCl

Второй этап накопления *F*- центров происходит при дозах облучения $D_\gamma \geq 10^5$ рад. При этом в спектре поглощения появляются полосы поглощения с максимумами в 194 и 235 нм, обусловленных *I*- и *V*- центрами соответственно, что свидетельствует о радиационном создании дефектов структуры при дозах облучения $D_\gamma \geq 10^5$ рад.

Работа финансируется за счет средств государственного бюджета Республики Узбекистан.

Литература

1. Э.Д. Алукер, Д.Ю. Лусис, С.А. Чернов. Электронные возбуждения и радиолюминесценция щелочно-галоидных кристаллов. Зинатне: – Рига, 1979, 252 с.
2. И.А. Кудрявцева, Е.А. Василченко, А.Ч. Лущик, Ч.Б. Лущик. Образование и стабилизация *F*- центров после прямого создания автолокализованных экситонов в кристаллах KCL. // ФТТ, 1999, Том.41, вып.3, с. 433–447.
3. Ч.Б. Лущик, А.Ч. Лущик, Ч.Б. Лущик. Распад электронных возбуждений с образованием дефектов в твердых телах. Наука: – М., 1989, 264 с.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЭЛЕКТРОННОГО ТЕЛЛУРИДА СВИНЦА ПРИ γ-ОБЛУЧЕНИИ

И.М. Коканбаев

Кокандский государственный университет физико-астрономическая кафедра к.ф.-м.н.профессор.

E-mail: kokanbayevismoiljon@gmail.com

Тонкие слои электронного теллурида свинца являются одним из основных материалов при изготовлении пленочных преобразователей [1]. Так как спектр практических применений пленочных преобразователей весьма широк, несомненный интерес представляет исследование влияния ионизирующих излучений на свойства их активных ветвей. И настоящей работе изучено влияние γ-облучения (источник Co^{60}) интегральных доз $2 \cdot 10^8$ n-PbTe на электропроводность, коэффициенты Зеебека и Холла,

магнитосопротивление пленок, полученных на аморфных подложках (полиимид ПМ-1), нагретых до различных температур. Объектом исследования были пленки, полученные термическим испарением PbTe <*I*> в вакууме $5\cdot10^{-6}$ Тор нагретую температур T_c= 600÷620 К на аморфную подложках (полиимид ПМ-1). Известно, что пленки PbTe на полиимиде имеют поликристаллическую структуре [1,3], причем при температурах подложки T_c <550 ÷600 К преимущественной ориентации кристаллитов нет, а при T_c >600 К кристаллиты преимущественно ориентируются плоскостью (200) параллельно подложке [3].Углы разориентации кристаллитов с повышением T_c уменьшается [3]. Наивысшие термоэлектрической мощности $\alpha^2\sigma$ (α- коэффициент термоэдс, σ-электропроводность), имеют пленки, коденсированные при T_c >600 К [2].Исследование показало значительную обусловленность интенсивности изменения свойств пленок при γ-облучении от температуры конденсации. Свойства пленок, коденсированных при низких T_c, деградировали значительно сильнее, причем в образцах, полученных при T_c,< 550 К, уменьшение электропроводности при интегральной дозе γ- квантов $5\cdot10^6$ Р были на порядок и более сильнее [4].

На эксперименте даны дозовые зависимости изменения α, σ, концентрация электронов (n), холловской ($R_н\sigma$) и дрейфовой (μ_d) подвижностей в пленках n-PbTe, полученных при T_c =590 К и T_c = 620 К. Дрейфовая подвижность характеризующая рассеяние электронов в объеме кристаллитов, вычислялась по измерению магнитосопротивлении ($\Delta\rho_н/\rho$) согласно соотношению [5],

На эксперименте значение μ_d приведены только пленки полученных при T_c = 620 К. В пленках коденсированных при 550 К, значения μ_d и характер изменения при γ-облучении приблизительно такие же. Холловская подвижность в поликристаллических пленках полупроводников зависит как от рассеяания объеме кристаллитов так и от рассеяния на границе кристаллитов (ГК), причем величина $R_н\sigma/\mu_d$ характеризует, насколько эффективно рассеяния на ГК [5]. Из экспериментальных данных можно выявит следующие особенности влияния γ-облучения параметры пленок.

Так как концентрация электронов и их дрейфовая подвижность при γ-облучения меняется достаточно слабо, за падение электропроводности ответственно изменение состояния ГК

Рост совершенства структуры пленок, в частности границ кристаллитов, которое задается T_c , ослабляет интенсивность уменьшения σ.

Более значительное падение $R_н\sigma$, нежели μ_d ,и слабое изменение n наталкивают на предположение, что при γ-облучении происходит рост потенциальных барьеров является, видимо, радиационно – стимулированная и термическая диффузия кислорода на ГК, причем чем сильнее разориентированы кристаллиты, тем выше коэффициент диффузии по ГК [6] и соответственно выше интенсивности проникновения в них кислорода. Известно, что явления возрастания высоты потенциальных барьеров на ГК в поликристаллических пленках n-PbTe, наблюдаемое при термообработке (ТО) на воздухе [2], вызвано термической диффузией кислорода по ГК. В процессе γ-облучения образцы нагреваются до 340÷350 К, по этому было исследовано изменение α и σ пленок при ТО на воздухе в указанном интервале температур. Ускорение диффузионного процесса при γ-облучении связано с радиационно – стимулированным процессом [6]. Уменьшения концентрации электронов в пленках в процессе облучения, по видимому, связано с генерацией точечных

дефектов акцепторного тира. На увеличение дефектности слои при облучении указывает и падение ругая причина объемной подвижности. Другой причиной уменьшения n может быть радиационно – стимулированная диффузия избыточного свинца из объема кристаллитов на поверхность пленок на ГК.

Литератур

1. Гольцман Б.М., Дашевский З.М., Кайданов В.И., Кломоец Н. В. Пленочных термопреобразователи: физика и применение. М., 1985. 232 с.
2. Коканбаев И.М., Атакулов Ш.Б. Влияяние γ-облучения на термоэлектрические свойства пленок n-PbTe. , ЖТФ, 1986, т.56,в.7, с. 1430-1431.
3. Коканбаев И.М., Атакулов Ш.Б. Мухамедиев М.А. Микроструктура пленок теллурида свинца на аморфной подложке. ДАН Уз. 1985, № 9,с.30-32.
4. Коканбаев И.М., Атакулов Ш.Б. Механизм вздействия γ-излучения на термоэлектрические свойства пленок n-PbTe. Письма в ЖТФ, 1986,т.12,вып. 16. С.584-587.
5. Ансельм А. И. В. Введение в теорию полупроводников.М.-Л.,1962. 420 с.
6. Клоцман С.М.,Тимофеев А.Н., Трахтенберг И.Ш. К вропросу о дифузии -в поликристаллах. Фи э. Мет.и металловед., 1963, т. 16 с.895-903.

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ОБРАЗОВАНИЕ ПИОНОВ В АДРОН-ЯДЕРНЫХ СОУДАРЕНИЯХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

К. Олимов[1], С.Л. Лутпуллаев[1], Э.Х. Бозоров[2], Х.К. Олимов[1], Ш.М. Журакулов[2]
[1]Физико-технический институт НПО «Физика-Солнце» АН РУз, Ташкент
[2]Институт Ядерная физика АН РУз

Экспериментальные данные по характеристикам π^--мезонов, образовавшихся во взаимодействиях нуклонов и легких ядер (d,α,C) с ядрами углерода при импульсе 4.2 ГэВ/с на нуклон, были получены с использованием 2-метровой пропановой пузырьковой камеры (ЛВЭ ОИЯИ), помещенной в магнитное поле 1.5 Т и подвергшейся облучению пучками соответствующих ядер Дубненского синхрофазотрона, в соответствии с общими методическими критериями. В этих целях из dC- и αC-взаимодействий впервые выделены ансамбли неупругих nC-соударений согласно методике и критериям отбора.

В настоящей работе учтены вклады в импульсные характеристики вторичных π^--мезонов, длина проекции треков у которых составляет меньше 4 см. Для таких π-мезонов из-за короткой длины проекции треков в рабочем объеме камеры экспериментально были измерены только их углы вылета и невозможно было вычислить их импульсы. Восстановление импульсов таких π^--мезонов выполнено с использованием метода Монте-Карло следующим образом. В соответствии с углом вылета π^--мезонов θ ($0 \le \theta \le 180°$) в лабораторной системе для каждого углового интервала $\Delta\theta=10°$ были построены импульсные спектры π^--мезонов с длиной проекции треков больше 4 см. Далее, предполагая идентичность импульсных спектров пионов с разными длинами проекций

треков, но с близкими углами вылета, в соответствии с измеренным углом вылета π^--мезонов, длина проекции треков у которых меньше 4 см, им случайным образом присваивалось значение импульса, взятое из спектра π^--мезонов, длина проекции треков у которых больше 4 см. Такая процедура позволила избежать потерь неизмеренных π^--мезонов.

Очевидно, что множественность рожденных пионов пропорциональна как их множественности в отдельном нуклон-нуклонном соударении, так и числу таких актов. Связь вторых моментов этих распределений представляется нетривиальной и отражает некоторые особенности ядро-ядерных соударений. Так, в предположении о независимости взаимодействий нуклонов налетающего ядра с ядром-мишенью эта связь дается соотношением:

$$D^2=<n_{part}> (D_{NN})^2+<n_{NN}>^2D_{part}^2$$

Где D – дисперсия распределения по множественности пионов из ядерно-ядерных взаимодействий; D_{NN} - дисперсия распределения по множественности пионов из нуклон-нуклонных взаимодействий; $<n_{part}>$ - среднее число нуклонов из налетающего ядра, которые взаимодействуют с ядром-мишенью; D_{part} - дисперсия распределения числа нуклонов из налетающего ядра, участвующих во взаимодействиях с ядром-мишенью; $<n_{NN}>$ - средняя множественность пионов в нуклон-нуклонных взаимодействиях. Отметим, что $<n_{part}>$ и D_{part} – являются модельными параметрами и подлежат экспериментальному определению.

В таблице приведены числа событий, средние множественности ($<n_{\pi^-}>$) и дисперсии (D) распределений по множественности, нормированные моменты распределений по множественности ($<n_{\pi^-}>/ D^2$), среднее число нуклонов-участников снаряда во взаимодействии $<n_{part}>$, средние полные импульсы ($<p>$), средние поперечные импульсы ($<p_t>$), средние продольные быстроты (<Y>) и средние значения углов вылета (<θ>) π^--мезонов, образованных во взаимодействиях нуклонов (N) и легких ядер (d,α,C) с ядрами углерода при импульсе 4.2 ГэВ/с на нуклон.

Тип взаимодействия	NC	dC	αC	CC
Число событий	9791	7071	11974	20527
$<n_{\pi^-}>$	0.44±0.02	0.66±0.02	1.05±0.02	1.48±0.03
D	0.61	0.77	1.06	1.51
$<n_{\pi^-}>/D^2$	1.18	1.11	0.93	0.65
$<n_{part}>$	1	1.53±0.02	2.50±0.05	5.04±0.10
$<p>$, МэВ/с	554±6	565±7	584±4	597±3
$<p_t>$, МэВ/с	246±2	250±3	247±2	241±1
<Y>	0.95±0.01	0.98±0.01	1.01±0.01	1.09±0.01
<θ>, град	46.1 ± 0.4	44.7 ± 0.5	43.7 ± 0.3	40.5 ± 0.2

Из таблицы видно, что средние множественности $<n_{\pi^-}>$ и и ширины распределений D^2 растут с увеличением массового числа налетающего ядра, что обусловлено ростом числа взаимодействующих нуклонов $<n_{part}>$ сталкивающихся ядер. На наш взгляд, это число

может быть определено на основе удвоенной средней множественности протонов-снаряда в интервале импульсов $p > 1.25$ ГэВ/с и с углом вылета $\theta > 3°$. Выбор такого значения импульса протонов-снаряда обусловлен совпадением средних множественностей протонов для CC-соударений в областях $p > 1.25$ ГэВ/с и $p < 1.25$ ГэВ/с.

Таким образом, комплексные анализы показало что, можно заключить, рост средней множественности π^--мезонов с увеличением A_p соответствует независимому взаимодействию нуклонов ядра-снаряда с нуклонами ядра-мишени. Слабый рост средних значений полного импульса, продольной быстроты и уменьшение углов вылета π^--мезонов связаны с убыванием вклада относительной доли пионов, образовавшихся в повторных соударениях нуклонов ядра-снаряда с нуклонами ядра-мишени.

СЕКЦИЯ V. ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ТЕХНОЛОГИИ: ПРОБЛЕМЫ И ТЕНДЕНЦИИ

СОЛНЕЧНЫЙ ЭЛЕМЕНТ ИЗ НЕИДЕАЛЬНОГО КРЕМНИЯ С МНОГИМИ НАНО–ГЕТЕРО-ПЕРЕХОДАМИ

Э.З. Имамов[1], Р.А. Муминов[2], Х.Н. Каримов[1]

[1]Ташкентский университет информационных технологий имени Мухаммада ал-Хоразмий, Узбекистан, 100084, Ташкент, 100084, пр. Амира Темура. 108

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

Введение. В солнечной энергетике с помощью отдельного солнечного элемента осуществляется преобразование энергии излучения в электричество. Его контактное поле определяет и эффективность, и стабильность, и стоимость. Эти параметры зависят от электрооптических свойств материала солнечного элемента. Особенно эти зависимости важны, если материалом является неидеальный кремний.

Идеальных кристаллов или иде¬альных аморфных материалов в природе не бывает. Во всех исследованиях твердых тел в них обнаруживается с помощью электронограмм локальные неоднородности с поперечными размерами до 10-25 нм, среди которых часто встречаются и кристаллические объекты, то есть нано-кристаллиты этого вещества. Концентрация подобных кристаллитов может достигать порядка 1024÷1025м-3 [3-5]. При каждом из них, расположенных вблизи поверхности, может сформироваться нано–гетеро-переход с высокими фото преобразующими свойствам.

Отмеченные особенности дали основание для исследования возможностей использования некристаллического, бесструктурного кремния в качестве материала солнечного элемента. Поэтому в работе рассматривается условия и методы реализации солнечного элемента на основе дешевого некристаллического кремния с высокими, преобразующими солнечное излучение в электричество, свойствами.

Постоянный поиск путей практического применения в солнечной энергетике некристаллического кремния подкрепляется тем, что много научных фактов и технологических продуктов и новшеств, демонстрирующие серьезные изменения электрофизических свойств материалов [1-3] в нано размерном состоянии.

Поэтому возникло желание исследовать свойства наноразмерных кристаллических объектов в составе солнечного элемента. Локализованные дефектные энергетические состояния нано-кристаллита не содержат свободных носителей тока, но могут способствовать (и это важно!) зарождению электрического контактного поля (конечно, только при определенных свойствах между контактирующими веществами) [4-6].

Динамика формирования контактного поля. Расчёт динамики формирования контактного поля и определение электрических параметров нано-гетеро-перехода <c-Si::c-PbX> проводится решением одномерного вдоль направления x уравнения Пуассона:

$$d2\varphi/dx2 = -\rho/(\varepsilon Si \cdot \varepsilon o) \qquad (1)$$

Принимая для контактной структуры <c-Si::c-PbX> характерную электрическому полю взаимосвязь между его вектором напряженности E(r) и потенциалом φ(r) в виде E(r) = - gradφ(r), получим одномерные вдоль оси x решения:

$$E(x) = -\rho\cdot(bo- x)/(\varepsilon Si\cdot\varepsilon o) \quad \text{и} \quad \varphi(x) = \rho\cdot(bo- x)2/(2\cdot\varepsilon Si\cdot\varepsilon o). \qquad (2)$$

Амплитудные значения параметров электрического поля при x=0 в (2) в сформированном нано-гетеро-переходе равны, соответственно (характерна линейная связь между ними: Eo=2·φo/bo):

$$Eo = \rho\cdot bo/(\varepsilon Si\cdot\varepsilon o) = 2\cdot\varphi o/bo \text{ и } \quad \varphi o = -\rho\cdot bo2/(2\cdot\varepsilon Si\cdot\varepsilon o) \qquad (3)$$

Сформированное контактное поле определяется разностью до контактных уровней Ферми кремния (FSi) и халкогенида свинца (FPbX): φo = (FSi - FPbX)/e = Δμ/e. Амплитудные значения (при x=0) модулей векторов напряженности электрического поля в кремнии и в тонком слое халкогенида свинца (определяется его электроемкостью C=q/φo) совпадают друг другом:

$$Eo = \rho\cdot bo/(\varepsilon Si\cdot\varepsilon o) \quad \text{и} \quad Eo=q/(2\cdot\varepsilon PbX\cdot\varepsilon o\cdot a2). \qquad (4)$$

Определение количества электронов N. Далее предполагается, что:

заданной величиной является φo – потенциал наногетероперехода <c-Si::c-PbX> ,

известными величинами являются геометрические параметры сформированного на поверхности кремния нанокристалла c-PbX: форма и размер в виде квадратного параллелопипеда с площадью основания a2 и толщиной d).

С учетом этих заданных определяется количество электронов N, переход которых из n-кремния в p-халкогенид свинца обуславливает установление при FSi = FPbX окончательной величины контактного поля наногетероперехода:

$$b2/a2=2\cdot\varepsilon PbX/\varepsilon Si \quad \text{и} \quad bo = 2\cdot\varphi o\cdot\varepsilon Si\cdot\varepsilon o\cdot b2/(e\cdot N). \qquad (5)$$

Из сравнения этих двух соотношений (5) определяется количество электронов N, перешедших из (c-Si) в (c-PbX):

$$N = \varepsilon PbX\cdot\varphi o\cdot a2/(e\cdot\pi\cdot\varkappa o\cdot bo) \qquad (6)$$

Оно (N) ответственно за создание контактного поля одиночного наногетероперехода на поверхности кремниевого солнечного элемента. Знание величины N позволяет определить следующие параметры и свойства наногетероперехода:

длину контактного поля в кремнии $bo = 2\cdot\varphi o\cdot\varepsilon Si\cdot\varepsilon o\cdot b2/(e\cdot N)$;

число электронов на поверхности c-PbX (a>>d) в модели Гаусса - это бесконечно тонкая (d – один-два атомных слоев) равномерно заряженная плоскость $q(N,a2) = e\cdot N$;

напряженности электрического поля в c-PbX $Eo(N)= N\cdot e/(2\cdot\varepsilon o\cdot a2\cdot\varepsilon PbX)o$

разность потенциалов контактного поля $\varphi o = bo\cdot Eo(N)/2$;

уровень Ферми сформированного наногетероперехода $F=f(q\cdot\varphi o)$.

Определение наиболее преемлемой величины N. Анализ (6) позволяет определить наиболее преемлемые параметры величины N в зависимости от заданных параметров (ε, φo, bo, a2). Исходим из возможных их флюктуаций.

Число таких наногетеропереходов с площадью основания a2 в зависимости от условий роста и соотношений между параметрами контактного поля (ε,φo,bo,a2), может дойти до 1014 в одном м2

Известно, что узкозонность Si и PbX приводит к тому , что φo = (FSi - FPbX)/e может изменяться в пределах от 0,05 эВ до 0,25эВ

Для PbX в зависимости от X: ε PbS =175 , ε PbSe =250, ε PbTe =450

В условиях эксперимента (высокие температуры, высокий вакуум) рост нановключений PbX возможен до линейного размера 10 нм

Размеры нанокристаллитов кремния bo (его длина вдоль поля) может быть в пределах размеров нановключений PbX, то есть максимум до 20нм

Солнечные элементы на основе неупорядоченного, некристаллического кремния могут иметь большие и малые площади, низкие затраты на материалы и изготовления, быть легкими, обладать повышенной эффективностью за счет возможных поглощений света ультрафиолетового спектра, их производство относительно низко температурное, а повышенные свойства их свето-поглощения позволяют уменьшить толщину солнечного элемента вплоть до 100÷80мкм. Поэтому солнечный элемент с многими нано-гетеро-переходами <c-Si::c-PbX> обладает высокими фото-преобразующими электрическими свойствами и повышенной эффективностью [10], длительной многолетней стабильностью и относительно низкой стоимостью (подложка из α-Si).

На основе этих результатов в данной работе рассмотрены проблемы создания солнечного элемента с большим количеством нано-гетеро-переходов на поверхности некристаллического кремния.

Литература

1. Tsoi Bronya. "Converter of Electromagnetic Radiation (Variants), Patent in the Eurasian Patent Office. EP2405487 A1, (2012.08.30).
2. Tsoi Bronya. "Method for manufacturing a beam transition, beam converter of electromagnetic radiation", Patent in the World Intellectual Property Organization, No. WO 2011/040838 A2 (07.04.2011).
3. Mott N., Davis E. Electronic processes of non-crystalline substances. Publishing house "Mir", 1974
4. Ziman J. Principles of solid state theory Publishing house "Mir", 1966.
5. Gubanov A.I. Quantum-electron theory of amorphous and liquid semiconductors. Publishing house of the USSR Academy of Sciences, 1961.
6. E.Z.Imamov, R.A.Muminov, H.N.Karimov //Study of technological characteristics of a solar cell with many nano-hetero-junctions on non-crystalline silicon /в печати.

СОЛНЕЧНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ И ИХ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В ПЕРСПЕКТИВЕ

К.А. Исмайлов*, Ж.О. Жолдасов, Х.Х. Бауетдинова
Каракалпакский госуниверситет имена Бердаха,
Узбекистан, 230112, г. Нукус, ул. Ч.Абдирова, 1
***e-mail:** kanatbay.ismailov@gmail.com

Согласно литературным данным [1] главной целью энергетической политики и высшим приоритетом развития электроэнергетики Узбекистана на период до 2030 года и далее, определяемая государством является устойчивое энергообеспечение экономического роста и повышение качества жизни населения на основе максимально

эффективного использования имеющегося производственного и научно-технического потенциала отрасли.

Годовой уровень потребления электроэнергии удвоится по отношению с сегодняшнему уже к середине XXI века. Дальнейшее увеличение производства электроэнергии за счет традиционных ископаемых ресурсов (нефти, газа, угля) невозможно вследствие их ограниченности и быстрого роста энергетических потребностей населения Земли.

Для того, чтобы решить долгосрочные энергетические проблемы человечества, необходимо активно развивать солнечную энергетику. Существуют следующие способы получения электроэнергии из солнечного излучения: 1.Использование фотоэлектрических систем; 2. Гелио термальная энергетика (использование энергии, получаемой при нагреве какой-либо поверхности с дальнейшим преобразованием ее в электрическую энергию в парогенераторах); 3.Термовоздушные электростанции – преобразователи солнечной энергии в энергию воздушного потока, направляемого на турбогенератор; 4.Солнечные аэростатные электростанции, т.е. электроэнергия в этом случае производится за счет генерации водяного пара внутри баллона аэростата, нагреваемого солнечным излучением. В поисках наиболее оптимальных разработок, привлекательных как с точки зрения эффективности, так и стоимости было опробовано немалое количество технологий использования солнечной энергии, совершенствование которых продолжается по сей день.

В развитых странах уделяют большое внимание разработке систем на основе возобновляемых источников энергии (ВИЭ), в том числе энергии Солнца. Как правило, в создании таких систем вкладываются значительные средства из государственного бюджета, действуют многочисленные налоговые льготы. Широкому внедрению солнечной энергетики препятствует ее дороговизна. Это представление въелось в общественное сознание, что использование энергии Солнца относят к далекому будущему, не отрицая при этом перспективности использования солнечной энергии для локальных нужд. Для ее оценки необходимо принимать во внимание существующие тенденции изменения цен энергии, получаемой от Солнца и традиционных источников [1]. Как показывает развитие энергетики, эти тенденции противоположны: цены на солнечную энергию непрерывно снижаются, а на энергию от традиционных источников – повышаются. Уже на сегодня стоимость энергии, получаемой с помощью преобразования солнечной энергии термодинамическим методом, приблизилась к стоимости энергии тепловых станций.

На рис. 1 приведены типы солнечных элементов



Рис 1. Типы солнечных элементов

До сих пор солнечное электричество считалось дорогим источником энергии – в плане цен на системы его выработки и необходимости значительных субсидий на расширение его использования.

Возможны различные пути снижения стоимости солнечных элементов для преобразования солнечного излучения, а именно:

1. Совершенствование технологического процесса изготовления солнечных элементов наземного применения, использование новых технологических приемов, приводящих к повышению эффективности преобразования или объемов производства солнечных элементов;

2. Использование в качестве исходного материала менее дорогих материалов, таких как поликристаллический кремний и кристаллических лент кремния, тонких пленок кремния на различных дешевых подложках, совместимых с технологией изготовления солнечных элементов на основе монокремния, а также использования аморфного кремния.

Другим достаточно перспективным направлением снижения стоимости солнечных элементов при использовании в наземных условиях является применение отходов полупроводникового кремния заводов электронной промышленности в качестве исходного материала. Этот путь создает предпосылки к использованию отбракованных при производстве полупроводниковых пластин монокристаллического кремния для выпуска более дешевых солнечных элементов. Количество таких пластин хотя ограничено, тем не менее, для применения в мелкосерийном опытном производстве вполне достаточно.

Основной проблемой, стоящей перед современной фотоэнергетикой, является повышение коэффициента полезного действия (КПД) кремниевых фотоэлементов. Как правило эффективность солнечных батарей определяется во многом стадией очистки кремния, который используется в производстве, и ориентацией кристаллов в нем. Однако существующая технология и функциональные возможности полупроводниковых материалов, в том числе кремния, который в настоящее время широко используется в фото энергетике, не позволяет найти решение для вышеуказанной проблемы.

Реальные фотопреобразователи обладают значительно более низким КПД, так как некоторые факторы снижают этот процент:

- обусловливаемые несовершенством приборов

– зависящие от условий эксплуатации.

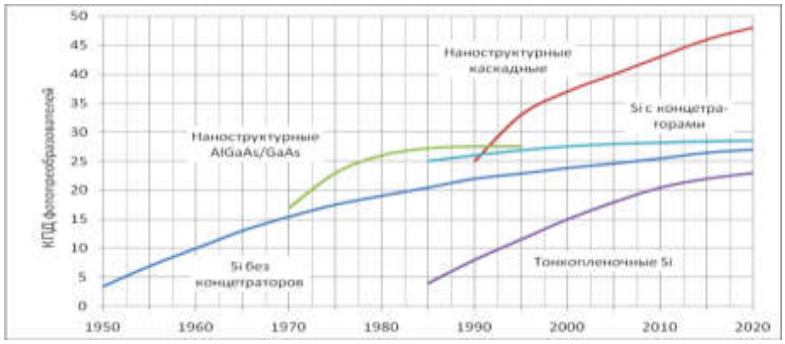


Рис. 2. Динамика увеличения КПД фотопреобразователей на основе кремния и наноструктур

Ежегодно значение КПД удается увеличивать, благодаря миллиардным инвестициям, вкладываемым в исследования фотогальванических элементов. Тем не менее, эффективность остается недостаточной для массового применения солнечных батарей.

Повышению КПД помогает использование наноструктурных фотоэлементов каскадного типа (рис.2).

В заключение хотим отметить, что нужно разработать комплексную программу по использованию солнечной энергии, как экологический чистый энергии.

Литература

1. Аллаев К.Р. Современная энергетика и перспективы её развития. Под общей редакцией академика Салимова А.У. – Ташкент. -2021. -952 с.
2. Колтун М.М. Солнечные элементы. –М.: «Наука», 1987.-192 с.
3. М.К. Бахадырханов, Х.М. Илиев, М.Р. Султанова, У.Х. Курбанова. Современные проблемы энергетики, экологии и фотоэнергетики. Ташкент.: -2016. -255с.

ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЯ ТЕРМОГЕНЕРАТОРОВ В ИМПЛАНТИРУЮЩИХ МЕДИЦИНСКИХ УТРОЙСТВАХ

А.М. Касимахунова, Р.А. Нурдинова
Ферганский государственный технический университет,
Узбекистан, 150107, г. Фергана, ул. Фергана, 86

Медицинские устройства, такие как имплантаты и носимые системы мониторинга, требуют стабильного источника питания, чтобы обеспечить длительное функционирование. Однако замена традиционных батарей в таких устройствах часто требует хирургического вмешательства, что создает неудобства и риски для пациента. В этой связи, использование термоэлектрических генераторов (ТЭГ), которые могут преобразовывать тепло тела в электричество, является перспективным направлением для продления срока службы медицинских имплантатов и обеспечения их энергией. Одним из главных вызовов в этой области является поиск и разработка материалов с высокой эффективностью преобразования тепловой энергии в электрическую и их адаптация к биологической среде.

Несмотря очень низкий коэффициент полезного действия (как правило, не больше 10%), такие достоинства термоэлектрических генераторов, как надежность, экологичность, бесшумность работы, возможность масштабирования, в значительной мере расширяет их диапазон области применения. В свою очередь коэффициент полезного действия термоэлектрических генераторов определяется термоэлектрической добротностью используемого термоэлектрического материала, которую можно выразить как

$$ZT = (S^2/\rho\kappa)T \quad (1)$$

где S, ρ и κ — коэффициент Зеебека, удельное электрическое сопротивление и полная теплопроводность материала соответственно, T — абсолютная температура.

Очевидно, что эффективный термоэлектрический материал должен одновременно обладать большим значением S и низкими значениями ρ и κ. [1] Существует ограниченное число материалов, в которых сочетание S, ρ и κ оказывается приемлемым для их практического применения в качестве термоэлектриков.

Твердые растворы состава $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$, полученные методом химического осаждения материал для термогенератора обладают электронным типом проводимости, являются одними из таких материалов для низкотемпературных термоэлектрических применений [1]. Однако термоэлектрическая добротность и этих твердых растворов не очень высока ($ZT \approx 1$), что существенно ограничивает потенциальные возможности их широкого использования.

В работе [2], рассмотрены основные физические принципы повышения термоэлектрической добротности наноструктурированных материалов: тонких пленок, сверхрешеток, нитевидных кристаллов, наноразмерных структур, квантовых ям, квантовых проволок. Приведены методы оптимизации таких важных параметров термоэлектических материалов, как термоЭДС, удельное электрическое сопротивление, а также теплопроводность. ТермоЭДС в низкоразмерных структурах может быть увеличена при изменении вида плотности состояний вблизи уровня Ферми или благодаря эффекту энергетической фильтрации носителей заряда.

В работе [3] авторы разработали, материалы для термогенераторов, основанную на композите из ультратонких нанолистов, которые изготовили из ультратонких нанолистов атомной толщины.

Известно, термоэлектрическими свойствами обладают металлы и их соединения: оксиды, сульфиды, селениды, теллуриды, фосфиды, карбиды и др. Термоэлектрические свойства обнаружены также у сплавов металлов, сплавов соединений металлов и у интерметаллических соединений [4]. Материалы для термогенераторов, предназначенных для медицинских приложений, должны отвечать нескольким ключевым требованиям:

- биосовместимость;
- низкая теплопроводность и высокая электропроводность;
- миниатюризация и гибкость;
- долговечность;

Перспективными материалами для ТЭГ в медицине является [5-7]:

1. Полупроводниковые материалы на основе Bi_2Te_3 и Sb_2Te_3.
2. Наноструктурированные материалы.
3. Органические термоэлектрические материалы.
4. Гибридные материалы.
5. Двумерные материалы.

Термогенераторы на основе перспективных материалов могут быть использованы для питания различных медицинских устройств, включая:

Кардиостимуляторы. С использованием ТЭГ можно значительно продлить срок службы кардиостимуляторов за счет преобразования тепла тела в электрическую энергию, что позволяет минимизировать необходимость в замене батарей.

Имплантируемые сенсоры. ТЭГ могут питать имплантируемые датчики, отслеживающие состояние здоровья пациента, такие как сенсоры для мониторинга уровня глюкозы или артериального давления. Это особенно важно для пациентов с хроническими заболеваниями, которые требуют постоянного контроля.

Носимые устройства. Гибкие и легкие термогенераторы могут быть интегрированы в носимые устройства, такие как фитнес-трекеры или системы мониторинга сердечно-

сосудистой активности. Это позволит уменьшить зависимость таких устройств от внешних источников питания.

Основные направления будущих исследований в области термоэлектрических материалов для медицинских приложений включают улучшение коэффициента эффективности (ZT), разработка биосовместимых покрытий и миниатюризация и интеграция с носимыми устройствами. Создание гибких, миниатюрных и высокоэффективных ТЭГ, которые могут быть интегрированы в повседневную одежду или аксессуары, обеспечивая дополнительную энергию для медицинских приложений.

Литература

1 А.Е. Васильев, М.Н. Япрынцев, О.Н. Иванов, М.В. Жежу Термоэлектрические свойства твердых растворов $Bi_{2-x}Lu_xTe_{2.7}Se_{0.3}$, Физика и техника полупроводников, 2019, том 53, вып. 5, стр. 680-684

2 Гриднев С.А., Калинин Ю.Е., Макагонов В.А. Физические основы увеличения термоэлектрической добротности наноструктурированных материалов. *Альтернативная энергетика и экология (ISJAEE)*. 2019;(34-36), стр.41-72

3 Chong Xiao, Zhou Li, Kun Li, Pengcheng Huang, Yi Xie Decoupling interrelated parameters for designing high performance thermoelectric materials, Search in PubMed, 2014 Apr 15;47(4):1287-95.

4 Конструкционные материалы. Справочник под ред. Б. Н. Арзамасова. Москва. Машиностроение, 1990 г.

5 He J., Tritt T.M. "Advances in Thermoelectric Materials Research: Looking Back and Moving Forward." Science, 2017

6 Bulat L.P., Drabkin I.A., et al. "Mechanisms for Increasing Thermoelectric Efficiency in Nanostructured Bulk Polycrystals."Thermoelectricity Journal, 2011, PP. 1245-1256

7 Cao Y.Q., Zhu T.J., Zhao X.B. "Nanostructuring and Improved Performance of Ternary Bi-Sb-Te Thermoelectric Materials.", Applied Physics A, 2008, PP.1459-1467

БЕСПРОВОДНАЯ МЕТЕОСТАНЦИЯ ДЛЯ НЕПРЕРЫВНОГО МОНИТОРИНГА МЕТЕОПАРАМЕТРОВ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ

О.Ф. Тукфатуллин*, Э.Д. Мухамедиев, Д.А. Фаткуллаев, К.А. Джумамуратов, С.А. Даминов

НИИ физики полупроводников и микроэлектроники при НУУз им. М. Улугбека, Узбекистан, 100057, Ташкент, ул. Янги Алмазар, 20

*oskar.tukfatullin@gmail.com

Проведение испытаний энергоустановок в реальных условиях позволяет получить точные и достоверные результаты об их характеристиках и происходящих в них процессах. Одной из проблем проведения испытаний энергоустановок, работающих на возобновляемых источниках энергии, является сбор метеорологических данных в месте испытаний. Для решения этой проблемы была разработана конструкция беспроводной метеостанции,

предназначенная для сбора данных о реальных условиях проведения испытаний. Рассмотренная конструкция учитывает недостатки существующих аналогов [1–3].

Беспроводная метеостанция для непрерывного мониторинга метеопараметров окружающей среды (рис. 1) содержит датчики направления (1) и скорости ветра (3), плотности потока солнечного излучения (2), температуры (4), влажности (5) и давления атмосферного воздуха (6). Все датчики соединены с микропроцессорным устройством (7). Измеряемые данные сохраняются в энергонезависимой flash-памяти (8). Связь измеренных значений со временем проведения измерений обеспечивается за счёт часов реального времени (9), которые имеют резервное питание от гальванического элемента (10). Беспроводная связь осуществляется через трансивер RS-485 (11), соединённый с микропроцессорным устройством. Для приёма и передачи данных трансивер RS-485 соединён через приёмопередатчик А (17) с антенной А (18), через которую происходит обмен данными по беспроводному каналу с антенной В (19). Антенна В, в свою очередь, соединена через приёмопередатчик В (20) с преобразователем интерфейсов RS-485/USB (21). Преобразователь интерфейсов RS-485/USB необходим для связи с персональным компьютером (22).

Стабильное питание микропроцессорного устройства, штатных часов реального времени и приёмопередатчика А обеспечивается стабилизатором А (12). Сам же стабилизатор А, датчики направления и скорости ветра, а также плотности потока солнечного излучения получают питание напрямую от контроллера заряда (15) аккумуляторной батареи (16). Энергетическая автономность обеспечивается зарядкой аккумуляторной батареи от фотоэлектрического модуля (14) через контроллер заряда. Кроме того, от стабилизатора А питание подаётся на стабилизатор В (13), который питает датчики температуры, влажности и давления атмосферного воздуха и энергонезависимую flash-память. Приёмопередатчик В получает питание от сетевого блока питания (23).

Датчики температуры, влажности и давления атмосферного воздуха снабжены встроенными аналого-цифровыми преобразователями и встроенными шинами данных для обмена данными с микропроцессорным устройством, все датчики напрямую соединены с микропроцессорным устройством.

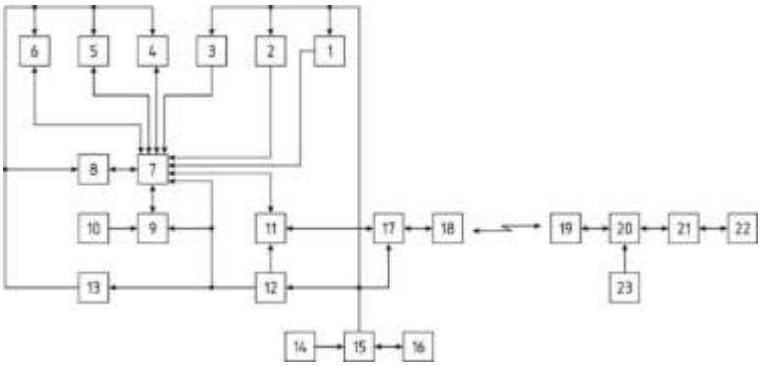


Рис. 1. Блок схема беспроводной метеостанции для непрерывного мониторинга метеопараметров окружающей среды

В рассматриваемом устройстве данные измерений с метеорологических датчиков, через фиксированные интервалы времени, наряду с текущим временем, задаваемым часами реального времени, сохраняются в энергонезависимой flash-памяти, что в случае потери

связи с персональным компьютером при дистанционном наблюдении за ходом измерений или при работе в полностью автономном режиме позволяет обеспечить непрерывность измерений.

Для работы с энергонезависимой flash-памятью микропроцессорное устройство использует интерфейс SPI. Накопленные в энергонезависимой flash-памяти данные, а также и другая информация, могут быть переданы в персональный компьютер по командам в соответствии с табл. 1. Считывание накопленных данных из энергонезависимой flash-памяти происходит по запросу с персонального компьютера. Визуализация данных о метеопараметрах окружающей среды также осуществляется с использованием персонального компьютера.

В случае отсутствия связи с персональным компьютером метеостанция функционирует в полностью автономном режиме работы, когда данные о метеопараметрах окружающей среды непрерывно записываются в энергонезависимую flash-память вместе с временем их измерения через заданный интервал времени. В случае работы в неавтономном режиме, когда имеется связь с персональным компьютером, помимо функционала доступного в автономном режиме, возможно дистанционное управление метеостанцией, в том числе считывание данных в реальном времени и данных накопленных в энергонезависимой flash-памяти.

Метеостанция накапливает данные в круглосуточном режиме. Для бесперебойного обеспечения станции напряжением питания предусмотрено наличие в ней собственной свинцово-кислотной аккумуляторной батареи небольшой ёмкости (8 А·ч) с номинальным напряжением 12 В. После полного заряда батареи станция может работать от неё в течение 2–3 суток непрерывно без подзарядки до снижения её напряжения до безопасного уровня в 10,7 В. После этого контроллер заряда отключит аккумуляторную батарею.

Таблица 1

Перечень измеряемых параметров беспроводной метеостанции для непрерывного мониторинга метеопараметров окружающей среды

Параметр		**Единица измерения**
Дата	Число	—
	Месяц	—
	Год	—
Время	Часы	ч
	Минуты	мин.
Температура* воздуха из DS18B20		°C
Влажность воздуха из SHT20		%
Атмосферное давление из BMP180		мм рт. ст.
Скорость ветра (средняя за минуту)		м/с
Направление ветра (среднее за минуту)		16 направлений
Солнечная радиация (средняя за минуту)		Вт/м^2
Температура* воздуха из DS18B20		°C
Температура* воздуха из SHT20		°C

В светлое время суток в ясную погоду питание метеостанции осуществляется от фотоэлектрического модуля через контроллер заряда, которая в тоже время заряжает аккумуляторную батарею, а в тёмное время суток и в пасмурную погоду — от аккумуляторной батареи, но также через контроллер заряда. Контроллер заряда поддерживает выходное напряжение на клеммах аккумуляторной батареи в пределах 14,4 В. Таким образом использование контроллера заряда позволяет увеличить эксплуатационный ресурс свинцово-кислотной аккумуляторной батареи и эффективности её использования.

Таким образом, рассмотренная конструкция позволяет осуществлять накопление данных о метеопараметрах окружающей среды в реальном времени, в полностью автономном и неавтономном режимах работы.

Литература

1. А.Г. Варкалов, С.П. Евдокимов, Л.В. Круглова, Е.М. Литвиненко, А.А. Рожнов. Патент на полезную модель «Система автоматизированного мониторинга параметров окружающей среды» RU 101208 U1 // Официальный бюллетень «Изобретения. Полезные модели» Федеральной службы по интеллектуальной собственности, патентам и товарным знакам. – 2011. – № 1 (дата публикации: 10.01.2011 г.).
2. В.И. Гореликов, В.Н. Банин. Патент на изобретение «Станция экологического контроля окружающей среды» RU 2197743 C1 // Официальный бюллетень Российского агентства по патентам и товарным знакам. – 2003 (дата публикации: 27.01.2003 г.).
3. J.S. Baer, S.K. Bohrer, M.A. Vietti. Патент «Wireless weather station» US 5920827 A // База данных Ведомства по патентам и товарным знакам США (USPTO). – 1999 (дата публикации: 06.07.1999 г.).

ИННОВАЦИОННЫЙ МЕТОД ЭНЕРГОСНАБЖЕНИЯ ОТДАЛЕННЫХ ДОМОВЛАДЕНИЙ И МИНИ-ХОЗЯЙСТВ

Э.З.Имамов[1], Р.А. Муминов[2], Х.Н. Каримов[1], А.Э. Имамов[3]

[1]Ташкентский университет информационных технологий имени Мухаммада ал-Хоразмий, Узбекистан, 100084, Ташкент, 100084, пр. Амира Темура. 108

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

[3] Академия МВД Республики Узбекистана Узбекистан, 100197, г. Ташкент, ул. Интизор, 68.

В работе рассмотрена проблема эффективного применения солнечного электричества в отдельных территориальных мини-хозяйствах и домовладениях страны с учетом специфики национальных традиций энергопотребления.

В чем практическая значимость предложения. За счет установки солнечных панелей на крышах жилых домов и малых производственных хозяйствах можно удовлетворить их энергетическую потребность, а избыточное электричество – реализовать

соседям или передать государственную сеть, то есть каждая крыша может обеспечить электричеством нескольких своих соседей. Как показывает зарубежный опыт люди очень заинтересованы в реализации такого производста.

Решение энергетических проблем актуально и важно в государственной политике, поскольку народ сам себя частично обеспечивает энергией.

Особенности солнечной малой энергетики. Параллельно можно эффективно решать и дорогостоящую проблему транспорта электричества, так как 40% электроэнергии теряется при транспортировке электричества на каждые 100 км электросетей. Например, если из Бухары в Ташкент (600 км) переправлять по проводам электрический ток от станции в 100 мегаватт, то до Навои дойдет 60 мегаватт, до Самарканда – 36 мегаватт, до Джиззака - 21,6 мегаватт, до Гулистана –12,96 мегаватт, до Ташкента 7,776 мегаватт – остальные 92,224!!! мегаватт нагрели атмосферу.

По нашему предложению потери минимальные – их просто нет!: производство **(крыши в моем махалле)** и потребление **(мой дом)** в одном месте!

Подобные проекты само-обеспечения граждан повторяют отчасти зарубежные международные успешные аналоги типа **«Программа миллион крыш»** (США -1000000 крыш, Япония -70000 крыш, Германия -400000 крыш, государства ЕС -500000 крыш).

Почему отчасти? Предлагаемый нами энергообеспечения населения учитывает специфику страны, его национальные привычки, традиции, систему муниципального местного (махаллинского) управления и особенности обеспечения населения электричеством. Этот учет значительно облегчает и производство, и стоимость, и решения проблем народного энергопотребления. В этом, пожалуй, и состоит его инновационность и научность.

Помимо транспортировки солнечное электричество имеет еще одну при её эксплуатации неудобную особенность. Солнечное электричество – это постоянный ток, имеющий, в отличии от переменного тока, своеобразные эксплуатационные особенности, что требует проведения соответствующей трансформации технологии его эксплуатации и применения. Эту проблему тоже можно обойти практически легко с помощью предлагаемого метода электроснабжения. 65-70% населения сохраняют прежний способ потребления электричеством, а остальные 30-35% - будут вырабатывать электричество как для продажи, так и для собственного потребления.

Роль государства. В начальный период возможной реализации предложения самообеспечения граждан требует **активной, решительной и властной поддержки** государства. Только при таком участии государства, возможно привлечь к активной, ответственной и кропотливой деятельности местных государственных органов в лице махаллинского комитета. Кроме того многие этапы реализации нашего предложения просто невозможны без государственного одобрения, поскольку этот процесс законом не подкреплен.

Отметим еще раз, что его успех в значительной степени зависит от плодотворной совместной деятельности и специалистов, и граждан, и законодателей, и государственных органов по выработке научно и законодательно обоснованных механизмов энергоснабжения домовладений и мини-производств, то есть отдаленных от производителя потребителей солнечного электричества.

Заключение. Эти инновации в энергетике нашей страны могли бы внести достойный вклад и в науку, и в реализацию национальных задач по энергообеспечению населения.

ANALYSIS AND SELECTION OF MONOCHROMATORS FOR A PHOTOTHERMAL GENERATOR OF SELECTIVE RADIATION

L.K. Mamadaliyeva
Fergana State Technical University

Introduction. Despite many years of research, the issue of improving the efficiency of converting solar radiation into electrical energy using semiconductor photoconverters (PCs) remains relevant. A lot of work has been done in this area, and naturally, the results of these studies show a significant positive outcome. However, due to a fundamental reason—namely, the strong spectral dependence of the conversion coefficient on the spectral composition of the incident radiation—the problem has not yet been fully solved. Alongside the spectral dependence of the efficiency (η) of solar cells, there is also the issue of the temperature dependence of this parameter. Although the latter is addressed by adding additional cooling devices to the design of solar converters, eliminating the bulkiness of solar power sources remains not only a size and weight problem but also economically impractical.

In our opinion, the creation and implementation of a photothermoelectric converter (PTEC) with separate load and selective radiation will yield positive results. This work is devoted to a general description of the photothermal generator and the solution of one of its tasks — the selection of a monochromator with optimal characteristics for use in a photothermal generator [1] of selective radiation.

Problem Statement. Thus, several pressing problems have been solved on a global scale, particularly in the creation of combined hybrid systems. However, from the above it follows that ways to eliminate the practically negative impact of temperature on the efficiency of photovoltaic converters have not yet been found. Scientific and technical problems remain unresolved, related to the spectral dependence of generation-recombination processes. Specifically, the task of creating tools, methods, and technologies for the optimal separation of the photoactive part of the light beam and its direct delivery to the surface of the photovoltaic cell in a photothermal generator remains open.

Theoretical Analysis. In light of the above, one of the important tasks of technical research work is the selection of a device that allows, without major difficulties, the isolation of the desired spectral range of radiation. This is because most existing optical range radiation sources, except for some types of lasers, emit a broad spectrum of wavelengths. Solving the problem of isolating a narrow spectral band is quite complex. Only in an ideal case is it possible to isolate radiation of a single wavelength [4]. And, as is known, not all devices can be ideal instruments that provide the experimenter with light of a single wavelength without some drawbacks.

A device used to isolate photoactive radiation must satisfy several design, technological, project-related, and technical-economic conditions. Additionally, weight and size characteristics are important. The reason for these requirements is, firstly, that the chosen device is intended to

be positioned along the optical axis between the photoreceiver and the emitter. Therefore, its placement should not obstruct the path of the light beam. Otherwise, loss of light energy is inevitable. Secondly, the spatial arrangement of the separated light radiations should be convenient enough so that the placement of both the photoconverter and thermoconverter to receive the selected radiation is not complicated. Thirdly, the device should not have a complex or expensive design but should be accessible, simple, and inexpensive. [2,3]

In view of the above, let us analyze the physics of optical phenomena in some of the most widely used devices designed to distribute the integral light flux into spectra of various wavelengths.

One of the simplest methods of monochromatizing a light beam is passing it through a layer of material that possesses selective transparency. These are commonly called filters. Analysis shows that although filters allow obtaining a certain light spectrum, their use is disadvantageous because, for a selective photothermal converter, even if it is possible to select and isolate the appropriate spectrum using such filters, the use of the cut-off radiation is excluded. This means, ideally, only one converter should work in this case. However, this does not provide a chance to achieve the set goal.

The use of any additional devices to direct radiation only complicates the entire converter system. This option is impractical not only in terms of weight and size but also from economic and technical perspectives. In our opinion, filters can only be useful for improving the efficiency of a separately chosen photovoltaic converter. In this case, the filter helps to reduce the temperature of the solar cell and slightly increases the conversion efficiency.

The next type of device for distributing the integral light flux is interference filters. The transparency region can be narrowed by interference in thin flat-parallel plates. The design of interference filters is as follows: they consist of glass plates with an area of several square centimeters. One side of the plate is sequentially coated with a semi-transparent metal film (silver or aluminum), a dielectric film, a second semi-transparent material layer, and is protected from mechanical damage by a second glass plate.

There are interference-polarization optical filters. In such filters, layers of optically anisotropic materials are placed between polarizers.

Currently, industrial enterprises produce various types of optical filters, including cut-off, narrow-band, and band-pass filters covering a wavelength range from 0.22 to 25.0 μm. The cut-off filters transmit long-wave radiation and block the short-wave region of the spectrum.

The most common designs of devices for distributing light flux into emissions of different wavelengths are residual beam monochromators. Their operating principle is based on the reflection spectra of ionic crystals, where the reflection coefficient is close to 100%. After multiple reflections from plates made of such materials, significant monochromatization of the light beam is achieved.

Among the various types of devices designed for our purposes, the most widespread instruments that isolate the required section of wavelengths from a complex source spectrum are monochromators using dispersion — the dependence of the refractive index on wavelength — of materials transparent to the corresponding spectral range, from which prisms are made.

Analyzing production data from industrial enterprises in several countries, it can be confirmed that currently manufactured monochromators for the ultraviolet range include the SF-10 type and others with quartz prisms; for the visible range — UM-2 with prisms made from

various types of glass; for the infrared range — ZMR-3, IKS-12, IKM-1, IKS-21 with prisms made from glass (flint glass F-1 for the 0.5–1.7 μm range), lithium fluoride (for 0.9–5.5 μm), rock salt (NaCl for 3–15 mkm), sylvite (KCl for 9–18 mkm), and potassium bromide (kBr for 16–25 mkm).

The next device for separating the light flux is the **diffraction monochromator.** In advanced spectral instruments, the dispersing element is a reflective diffraction grating. For different spectral ranges, appropriate gratings should be selected.

For example, transparent gratings can be used for the visible range, while reflective gratings should be used for the ultraviolet and infrared ranges. This is explained by the fact that for these spectral regions, there are no materials that are sufficiently transparent and meet the technological requirements for engraving grating lines.

In theoretical calculations for determining the wavelength distribution in the spectrum produced by reflective gratings, the following formula is used:

$$m\lambda = d(\sin\psi \pm \sin\varphi) \qquad (1)$$

where m- is the spectral order, d- is the grating constant, ψ- and φ are the angles of incidence and diffraction, respectively.

It should be noted that diffraction gratings produce several spectral orders (m = 1, 2, 3, … in formula (1)), unlike prisms which produce only one. These spectra overlap each other. Therefore, to obtain a "clean" spectrum, preliminary filtering is necessary. Preliminary filtering can be carried out by one or more coarser monochromatization methods. These methods are briefly described above, and more detailed information can be found in textbooks and scientific literature.

For example, in spectrometers for the near-infrared region, to separate spectral orders, it is advisable to use monochromatization employing low-dispersion prisms. This method is not applicable in spectrometers for the long-wave infrared region because there are insufficient transparent materials for prism manufacturing.

In technology and industry, there are instruments that operate based on the method of double passage of the dispersed beam through a prism using a single collimator lens. This method is called the "auto collimation method".

In these collimators, there are certain dependencies of slit widths on wavelength. These dependencies correspond to several types of prisms, for example, prisms made of F-1 glass, LiF, NaCl, KCl, and KBr used in IKS-11-12 devices. When conducting experimental studies of the measured quantity as a function of wavelength (quantum energy), one can specify the spectral slit width in the most important spectral regions. To correctly identify the spectrum characteristic of a given effect or substance, in regions where the measured quantity and its wavelength derivatives strongly depend on λ\lambdaλ, the spectral slit width should be minimal.

The use of such monochromators is also labor-intensive because the monochromators of the mentioned models themselves have quite large size and weight characteristics. This drawback immediately becomes apparent when installing them in the optical axis. Therefore, when choosing a device to separate the integral beam into spectra of different wavelengths, this problem must also be taken into account.

Conclusions. Each photovoltaic converter has a certain spectral sensitivity zone and can effectively convert photoactive quanta into electrical energy. Various designs of radiation monochromators exist, but most of them are bulky. A device intended for distributing light radiation should be compact and lightweight—it should not block the maximum surface area of the photoelectric and thermoelectric energy converters. The most optimal light distributor is a set

consisting of optical lenses and a diffraction grating. A special method should be developed for distributing the light flux over different wavelengths and for assessing the value of incident power on the frontal surfaces of the converters.

References

1. Highly Efficient Conversion of Solar Energy by the Photoelectric Converter and a Thermoelectric Converter / A.M. Kasimakhunova, Sh.A. Olimov, L.K. Mamadalieva, R. Nurdinova [et al.] // Journal of Applied Mathematics and Physics. – 2018. – No. 40. – P. 520–529.Photo Thermal Generator of Selective Radiation Structural and Energetic Features / A.M. Kasimakhunova [et al.] // Journal of Applied Mathematics and Physics. – 2019. – No. 07. – P. 1263–1271
2. Study of Energy Characteristics of Photo-Thermo Elements / S.N. Borisov, S.M. Gorodetsky, E.K. Iordanishvili, T.L. Lyubashevskaya [et al.] // Heliotechnics. – 1980. – No. 3. – Pp. 5–10.
3. Efficiency Improvement of Photovoltaic Module by Thermo Electric Generator / Syed Amjad Ahmad, Muhammad Yasar Javed, Zafar Abas, Muhammad Abdullah Zafar [et al.] // NFC-IEFR Journal of Engineering & Scientific Research. – 2017. – No. 1.0011. – P. 10–14.
4. Feasibility of a Photovoltaic-Thermoelectric Generator: Performance Analysis and Simulation Results / F. Attivissimo, A.D. Nisio, A.M. Lucia and M. Paul // IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement. – 2015, May. – No. 64. – P. 1158–1169.

EFFECT OF CONVECTIVE FLOW ON SOILING OF THE PHOTOVOLTAIC MODULE SURFACE

V.G. Dyskin[1], O.F. Tukfatullin[1, 2], B.N. Butunbaev[2,*]

[1]Scientific research institute of Semiconductor physics and microelectronics at the National university of Uzbekistan named after M. Ulugbek,
20, Yangi Almazar st., 100057, Tashkent, Uzbekistan
[2]S.A. Azimov Physical-Technical institute of Uzbekistan Academy of sciences,
2B, Chingiz Aitmatov st., 100084, Tashkent, Uzbekistan
[*]baxtiyor.88uz@mail.ru

Introduction. Dust, settling on the surface of the PV module, forms a film that absorbs part of the solar radiation flux, thereby reducing the amount of electricity generation. In the soiling process of PV module surface, several main, dominant processes can be distinguished. Firstly, it is a complex chaotic movement of particles of different masses and shapes in a turbulent air flow, the speed and direction of which is determined not only by the climate of the area where the module is installed, but also by its temperature and the tilt angle of module. Secondly, the particle size and deposition rate distribution depend on the velocity of convective air flow due to the temperature difference between the PV module and the environment, and the inclination and orientation of PV module relatively to the Earth's surface [1-3].

Theoretical section. Let's consider the particle motion under the influence of gravity in a counter (convective) of warm air flow. In calm weather, the equation of a particle movement with mass has the form:

$$m\frac{dV}{dt} + F_g = F_c + F_a + F_{ar} \quad (1)$$

V – velocity, t – time, F_g – gravity force, F_a – the force of aerodynamic resistance to the movement of a particle in the air, F_{Ar} – the force of Archimedes; F_c – the force caused by convective flow of air moving vertically upward from the heated surface of PV module at a velocity of V_c. After a while, the motion of the particle becomes uniform:

$$F_g = F_c + F_a + F_{ar} \quad (2)$$

where

$$F_g = \frac{4\pi R^3}{3}\rho g \quad (3)$$

$$F_{ar} = \frac{4\pi R^3}{3}\rho_a g \quad (4)$$

$$F_c = \pi R^2 \frac{\rho_a V_c^2}{2} \quad (5)$$

$$F_a = 6\pi\vartheta RV \quad (6)$$

where g is the acceleration of free fall, ρ_a and ϑ is the density and dynamic viscosity of air. Substituting (3)-(6) into (2), we express from (2) the velocity of uniform motion of a particle:

$$V = \frac{2gR^2}{9\vartheta}(\rho - \rho_a) - \frac{\rho_a R V_c^2}{12\vartheta} \quad (7)$$

Since the dynamic viscosity of the air and the velocity of convective flow increase with increasing temperature, according to (7), the sedimentation rate decreases and finer particles reach the surface of PV modules. If V > 0, then under the influence of gravity, dust is deposited on the surface of the PV module (Fig. 1). If V < 0, the convective air flow prevents dust deposition and the surface of PV module is not soiled. If V ~ 0, then the particle is in a state of unstable equilibrium: The aerodynamic pressure of convective flow balances the force of gravity. Equating (7) to zero, we determine the radius of a particle R_0 "floating" in a convective stream of warm air:

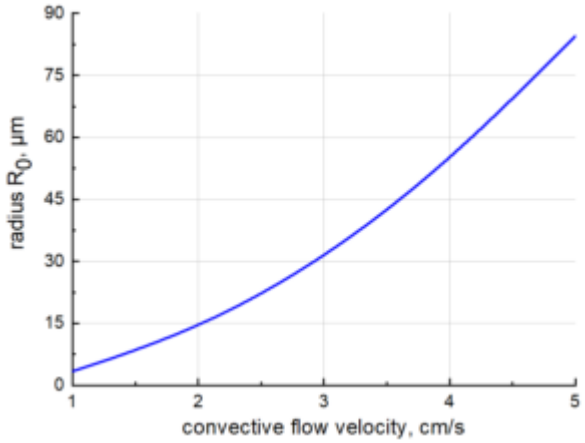


Figure 1. Dependence of the radius R_0 on the velocity of the convective air flow

$$R_0 = \frac{3\rho_a V_c^2}{8g(\rho - \rho_a)} \quad (8)$$

Taking into account (8), formula (7) is represented as:

$$V = \frac{2gR}{9\vartheta}(\rho - \rho_a)(R - R_0) \quad (9)$$

If the particle radius R is greater than R_0 ($V > 0$), then, under the influence of gravity, dust settles on the surface of PV module (Figs. 1 and 2). If the particle radius R is less than R_0 ($V < 0$), then the convective air flow prevents dust sedimentation, and the surface of PV module is not soiled. Figure 2 shows the results of calculating the sedimentation rate V for a dynamic air viscosity of $1{,}92\times10^{-5}$ Pa s (air temperature 40°C) and air density $\rho_a = 1{,}22$ g/sm^3. It can be seen that the convective air flow separates the dust particles by size. For example, at a convective flow velocity $V_c \le 4$ sm/s particles with a radius $R < 50$ microns are not deposited on the PV module surface (sedimentation rate $V < 0$).

The result of a particle collapsing with the surface of a solid body depends on its velocity, the elastic properties of a particle and the surface, and the potential barrier of the surface [3-4].

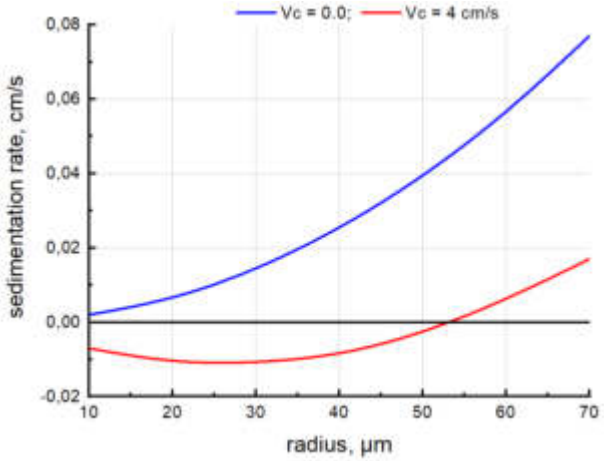


Figure 2. Dependence of the sedimentation rate on the radius *R* of a particle

Conclusions. Based on the obtained results, the following conclusions can be drawn:

- convective air flow separates dust particles by size: thus, at a convective flow velocity $V_c \le 4$ sm/s, particles with a radius $R < 50$ microns are not deposited on the surface of PV module;
- the wind speed and direction, the temperature of PV module, the condition and structure of PV module surface have a significant impact on soiling.

References

1. M. Mani, R. Pillai. *Impact of dust on solar photovoltaic (PV) performance: Research status, challenges, and recommendations*. *Renewable Sustainable Energy Review. 2010. Vol. 14. No. 9. Pp. 3124–3131.*
2. J.L. Perovic, D.S. Kumenta, J. Tasic. *Modeling the effect of the inclination angle on natural convection from a flat. Thermal Science. 2017. Vol. 21. No. 2. Pp. 925-938.* https://doi.org/10.2298/TSCI140821059P
3. Sh.K. Friedlander. *Smoke, Dust, and Haze: Fundamentals of Aerosol Dynamics. Second edition, University of California. Los Angeles. 2000. Pp407.*
4. B. Dahneke. *The Capture of Aerosol Particles by Surfaces. Journal of Colloid and Interface Science. 1971. Vol. 37. No. 2, Pp. 342–353.* https://doi.org/10.1016/0021-9797(71)90302-X

$Zn_xCd_{1-x}S$ QATTIQ QOTISHMALARINING FOTOKATALIZATOR SIFATIDA H_2 ISHLAB CHIQARISHDAGI O‘RNI

S.A. Muzafarova, N.A. Axmedova, O.Sh. Norqulov, N.O. Odilova
Mirzo Ulug‘bek nomidagi O‘zbekiston Milliy universiteti huzuridagi Yarimo‘tkazgichlar fizikasi va mikroelektronika ITI

Kirish. Bugungi kunda qayta tiklanuvchi manbalardan foydalangan holda energiya ishlab chiqarish bo‘yicha alternativ texnologiyalar ishlab chiqilmoqda. Ushbu texnologiyalar orasida quyosh panellari, shamol turbinalari va biomassa asosidagi yoqilg‘ilar hozirda keng qo‘llanilayotganlari hisoblanadi. Biroq, bu yangi energiya inqilobida molekulyar vodorodning o’rni beqiyos bo’lib, qayta tiklanuvchi manbalar yordamida ishlab chiqarilishi, termal yoki elektrokimyoviy qurilmalarda yuqori samaradorlikga ega (benzin va boshqa qazilma yoqilg‘ilardan ko‘ra) energiya manbai sifatida ishlatilishi shuningdek ekologik jihatdan toza yoqilg’i bo’lganligi sababli muhim ahamiyatga egadir. Vodorod olishning bir qancha usullari mavjud. Ulardan biri— suvni parchalash orqali elektroliz qilishdir, ammo elektroliz tizimini elektr energiya bilan ta’minlash uchun sarflanadigan energiya va moliyaviy xarajatlar vodorodni yoqib, elektr energiyasi ishlab chiqarishdan olingan energiyadan ko‘proq. Xuddi shu tarzda, quyosh panellari yoki boshqa qayta tiklanuvchi energiya manbalari yordamida bunday tizimni elektrlashtirish imkoniyati, elektroliz hujayralarining past konversiya samaradorligi va yuqori texnik xizmat ko‘rsatish xarajatlari sababli amalga oshirish mumkin emas.

Suvni fotoliz qilish orqali H_2 ishlab chiqarish hozirgi kunda rivojlanayotgan metodlardan biridir, chunki bu jarayon suv va quyosh energiyasi kabi yer yuzidagi ikki eng ko‘p mavjud resursdan vodorod ishlab chiqarishning oddiy va nazariy jihatdan samarali usuli hisoblanadi. Ushbu jarayon past narx va barqaror ekologik ta’siri bilan ahamiyatlidir. Vodorodning fotokatalitik ishlab chiqarilishi suvni talab qiladi va kislorod chiqaradi, vodoroddan foydalanish esa kislorodni talab qiladi va suv bug‘ini chiqaradi. Bu nazariy jihatdan, tabiiy muhitni xavf ostiga qo‘ymasdan davom etadigan bir davrni anglatadi.

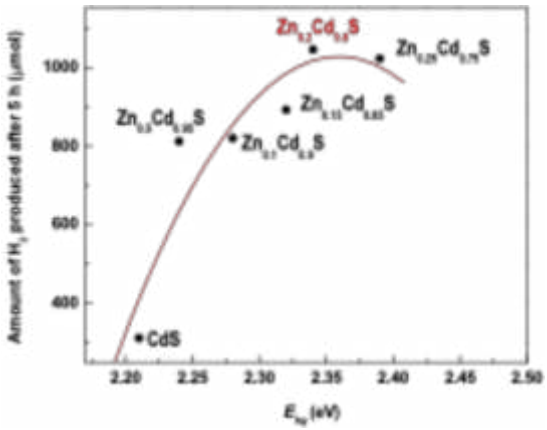
1972 yilda Honda–Fujishima [1] effekti kashf etilganidan beri, fotoelektr energiya va fotokatalizatorlar suv molekulalarini parchalash uchun qo‘llanilib kelinmoqda va bu jarayon butun dunyo bo‘ylab keng o‘rganilmoqda. O‘sha vaqtdan beri ko‘plab fotokatalitik materiallar taklif qilingan (SrTiO3, CdS, BiVO4, ZnO, Ni2O3/Mn0.2Cd0.8S/Cu3P@Cu2S) [2], ammo amaliy qo‘llanilishi hali ham amalga oshirilmagan. Hozirgi energiya talabi va ehtiyojdan kelib chiqib, samaradorligi yuqori va sintez narxi past fotokatalizatorlarni ishlab chiqish zarurati mavjud.

Mana shunday fotokatalizatorlardan biri $Zn_xCd_{1-x}S$ dir. $Zn_xCd_{1-x}S$ — bu sink-kadmiysulfid qotishmasi bo‘lib, u sink (ZnS) va kadmiy (CdS) sulfid elementlarining aralashmasidan tashkil topgan va ularning nisbati (x)ga qarab xususiyatlari o‘zgaradi. Sink va kadmiyning nisbati (x) materialning fotosezgir xususiyatlarini va optik xususiyatlarini belgilaydi.

Tadqiqot usuli va natijalar. $Zn_xCd_{1-x}S$ qattiq qotishmalari qo‘llangan tadqiqotlar, ularning fotokatalizator sifatida ishlatilishi ko‘p afzalliklarga ega ekanligini tasdiqlagan. DRS UV–Vis dan olingan ma’lumotlar, fotokatalizatorlarning faolligi orasidagi farq, asosan, ularning ko'rinadigan yorug'likni yutish xususiyatlaridagi farqlarga bog'liq ekanligini ko'rsatadi, bu esa Zn ning CdS tuzilmasiga qo'shilishida hosil bo’lgan taqiqlangan soha kengligining o’zgarishidan aniqlanadi. Quyidagi grafikda (1-rasm) H_2 olinishining CdS va $Zn_xCd_{1-x}S$ qattiq qotishmalari energiya

satixlari kengligiga bog‘liqligi keltirilgan. H_2 ishlab chiqarish taqiqlangan soha kengligi ortishi bilan 2.34 eV ($Zn_{0.25}Cd_{0.75}S$) gacha chiziqli ravishda oshadi va $Zn_{0.25}Cd_{0.75}S$ katalizatori uchun eng yuqori qiymatga yetadi (2.39 eV). Ushbu katalizator uchun, ko‘rinadigan yorug‘likning elektronlarni valent zonadan chiqarish uchun yetarlicha quvvatga ega emasligini ko’rish mumkin. Eng yuqori miqdorda gidrogen ishlab chiqarish ko‘rsatkichiga $Zn_{0.2}Cd_{0.8}S$ tarkibli qotishmada erishiladi.

Zn va **CdS** o‘rtasidagi aloqalar, xususan $\mathbf{Zn_xCd_{1-x}S}$ qotishmalarining elektron tuzilishi va taqiqlangan soha oralig'i o'zgarishlari fotokatalitik samaradorlikka ta'sir qiladi.



1-rasm. H_2 olinishining CdS va $Zn_xCd_{1-x}S$ qattiq qotishmalarining taqiqlangan soha kengligiga bog’liqlik garfigi (5 soatlik reaksiyada olingan natija) [3]

Bu o‘zgarishlar Zn miqdorining kristall tuzilmasidagi ta'siri va ularning ko'rinadigan yorug'likni yutish qobiliyatiga bog'liq. 1-rasmdagi grafikdan ko’rish mumkinki, eng yuqori fotokatalitik xususiyatga $\mathbf{Zn_{0.2}Cd_{0.8}S}$ fazada erishilgan.

Xulosa. Zn ni **CdS** tarkibiga kiritish, materialning **elektron xususiyatlari**ni o‘zgartirib, bu o‘zgarishlar ko‘rinadigan yorug‘likni qabul qilish qobiliyatini yaxshilaydi va kuchaytiradi, natijada H_2 ishlab chiqarish tezligi o‘zgarishi ma’lum bo‘ldi.

Adabiyotlar

1. Li, X.; Yu, J.; Low, J.; Fang, Y.; Xiao, J.; Chen, X. Engineering heterogeneous semiconductors for solar water splitting. J. Mater. Chem. A 2015, 3, 2485–2534. [CrossRef] Energies 2020, 13, 5603 18 of 20
2. Ji, L.; McDaniel, M.D.; Wang, S.; Posadas, A.B.; Li, X.; Huang, H.; Lee, J.C.; Demkov, A.A.; Bard, A.J.; Ekerdt, J.G.; et al. A silicon-based photocathode for water reduction with an epitaxial $SrTiO_3$ protection layer and a nanostructured catalyst. Nat. Nanotechnol. 2014, 10, 84–90. [CrossRef] [PubMed]
3. Luis Fernando Morelos Medina, Rufino Nava, María de los Ángeles Cuán Hernández, Omar Said Yáñez Soria, Bárbara Pawelec, Rufino M. Navarro and Carlos Elías Ornelas Gutiérrez Structural, Optical and Photocatalytic Characterization of $Zn_XCd_{1-X}S$ Solid Solutions Synthetized Using a Simple Ultrasonic Radiation Method, Energies 2020, 13, 5603; doi:10.3390/en13215603.

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ВЕЛИЧИН ТОКОВ КОРОТКОГО ЗАМЫКАНИЯ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИМ МОДУЛЕМ С СИСТЕМОЙ СЛЕЖЕНИЯ ЗА СОЛНЦЕМ И МОДУЛЕМ, УСТАНОВЛЕННЫМ СТАЦИОНАРНО

С.А. Даминов*, О.Ф. Тукфатуллин, Э.Д. Мухамедиев, Д.А. Фаткуллаев, Д.С. Пулатова

НИИ физики полупроводников и микроэлектроники при НУУз им. М. Улугбека, Узбекистан, 100057, Ташкент, ул. Янги Алмазар, 20

*e-mail: daminovsa@gmail.com

Солнечная энергетика является одной из основ устойчивого энергетического развития и требует постоянного поиска путей повышения эффективности преобразования солнечной энергии. В этом контексте системы слежения за Солнцем (солнечные трекеры) приобретают особую значимость, поскольку они позволяют существенно увеличить объём преобразуемой солнечной энергии за счёт оптимальной ориентации фотоэлектрических модулей на Солнце в течение светлого времени суток. Для обоснованного внедрения таких систем необходим глубокий сравнительный анализ их энергетических характеристик в реальных условиях эксплуатации. Ток короткого замыкания ($I_{КЗ}$) является одним из фундаментальных параметров, непосредственно коррелирующих с интенсивностью падающего солнечного излучения и отражающих генерирующий потенциал фотоэлектрических модулей (ФЭМ). Данная работа посвящена предварительному анализу $I_{КЗ}$ для следящих и стационарных ФЭМ на основе экспериментальных данных, полученных в условиях жаркого континентального климата Республики Узбекистана, в частности, в г. Ташкент.

В работе приводятся результаты полевых исследований, проведённых 3 июня 2025 г. на территории испытательного гелиополигона Научно-исследовательского института физики полупроводников и микроэлектроники (НИИ ФПМ), расположенного в Ташкенте. Использованы данные о плотности потока солнечного излучения (СИ), полученные с сайта tutiempo.net, а также метеорологические данные с сайтов meteo.ua, accuweather.com и hmn.ru.

Для проведения экспериментов использовалась двухосевая система слежения за Солнцем [1] с ФЭМ Delta SM-50-12 M номинальной мощностью 50 Вт на основе элементов из монокристаллического кремния. Система слежения обеспечивала непрерывное и точное ориентирование [2] модуля по азимуту и зениту, что позволило ориентировать фронтальную поверхность ФЭМ перпендикулярно относительно прямой составляющей потока солнечного излучения. Для стационарной установки использовался ФЭМ, идентичный ФЭМ системы со слежением, жёстко закреплённый на специальной поддерживающей конструкции под оптимальным для Ташкента углом наклона (40–42° к горизонту) с ориентацией строго на географический юг.

Измерения значений $I_{КЗ}$ проводились с помощью разработанного в НИИ ФПМ измерителя токов и напряжений, подключённого через калиброванный токовый шунт к клеммам каждого ФЭМ. Данные о плотности потока СИ являются данными о плотности потока, поступающего на горизонтальную поверхность в Ташкенте. Регистрация значений

осуществлялась каждые 60 минут в течение всего светлого времени суток (с 06:00 до 19:00 по местному времени).

Погодные условия в Ташкенте, согласно данным из общедоступных источников, характеризовались как преимущественно ясные в утренние часы, с переходом на частичную облачность с 14:00 и до вечера. Температура воздуха, измеренная на в месте проведения эксперимента, колебалась от +22 °C в 06:00 до +34 °C в 14:00, после чего, ближе к вечеру, наблюдалось незначительное снижение. Влажность воздуха была низкой, что характерно для засушливого климата.

Рис. 1 и в табл. 1 демонстрируют основные экспериментальные результаты, полученные в день проведения испытаний. В таблицу включены измеренные значения

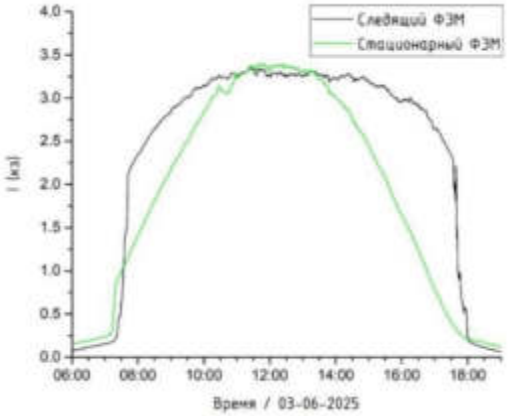


Рис. 1. График зависимости $I_{КЗ}$ фотоэлектрических модулей от времени

Таблица 1

Время дня (ЧЧ:ММ)	**$I_{КЗ_трек}$ (А)**	**$I_{КЗ_стац}$ (А)**	**$I_{КЗ_трек}/I_{КЗ_стац}$ (%)**	**Плотность потока СИ (Вт/м²)**
06:00	0.076	0.150	−49.3%	95
07:00	0.155	0.238	−34.9%	276
08:00	2.352	1.417	66.0%	465
09:00	2.846	2.173	30.9%	637
10:00	3.142	2.843	10.5%	776
11:00	3.240	3.235	0.2%	872
12:00	3.253	3.338	−2.5%	918
13:00	3.252	3.301	−1.5%	910
14:00	3.311	3.002	10.3%	849
15:00	3.203	2.451	30.7%	740
16:00	2.958	1.643	80.0%	590
17:00	2.648	0.786	236.9%	412
18:00	0.210	0.215	−2.3%	222
19:00	0.062	0.121	−48.7%	52

токов короткого замыкания для ФЭМ с системой слежения ($I_{КЗ_трек}$) и ФЭМ установленного стационарно ($I_{КЗ_стац}$), их сравнительные соотношения в процентном выражении, а также данные о плотности потока СИ, заимствованные с сайта tutiempo.net.

Проанализировав и сопоставив данные, приведенные в таблице, сделаны нижеследующие заключения.

Ток короткого замыкания ФЭМ с системой слежения в течение значительной части светлого времени суток, а именно с 08:00 до 17:00, демонстрирует существенное увеличение по сравнению с ФЭМ установленным стационарно. Наиболее значительное увеличение в процентном соотношении для ФЭМ с системой слежения наблюдается в утренние часы (66.0% в 08:00) и во второй половине дня (80.0% в 16:00 и 236.9% в 17:00). Это демонстрирует основное преимущество следящих систем (трекеров) — способность поддерживать оптимальный угол падающих на фотоактивную поверхность ФЭМ солнечных лучей, тогда как ФЭМ установленный стационарно генерирует меньший ток.

Анализ данных, полученных в начале и в конце периода испытаний показывает, что в ранние (06:00, 07:00) и поздние (18:00, 19:00) часы ФЭМ установленный стационарно генерирует более высокие значения тока короткого замыкания по сравнению с ФЭМ с системой слежения. Это характеризуется отрицательными значениями соотношения $I_{КЗ_трек}/I_{КЗ_стац}$. Данное явление может быть связано с особенностями конструкции и алгоритмом работы разработанного трекера при крайне низких углах возвышения Солнца. Это обстоятельство требует дальнейшего детального изучения.

Полученные предварительные результаты испытаний демонстрируют в целом положительную динамику прироста тока короткого замыкания ФЭМ с системой слежения в больший период светлого времени суток. Выявленные особенности в утренние и вечерние часы требуют более детального экспериментального изучения и, возможно, оптимизации алгоритмов работы трекера для повышения его эффективности работы.

Литература

1. С.А. Даминов, К.А. Джумамуратов, С.Ш. Мухитдинов. Расчёт углов поворота фотоэлектрического модуля для системы слежения за солнцем на базе линейных приводов // Сборник трудов Республиканской конференции «Роль одаренной молодежи в развитии физики», Ташкент, 4–5 апреля 2025 г.
2. С.А. Даминов, К.А. Джумамуратов, С.Ш. Мухитдинов. // Разработка датчика на основе фотодиодов для системы слежения за Солнцем // Ёш олимлар ва физик талабаларнинг V Республика илмий анжумани (ЁОФТРИА- V), Тошкент, 2025 й.

QO‘RG‘OSHINSIZ PEROVSKITLAR HAQIDA ZAMONAVIY TADQIQOTLAR SHARHI, FOTOVOLTAVIK, TERMOELEKTIK VA OPTOELEKTRON QURILMALARDAGI O‘RNI

N.G‘. Ibragimova[1], N.Y. Sharibayev[2], R.X. Ibragimov[1]
[1]Namangan davlat universiteti
O‘zbekiston,160107, Boburshox ko'chasi, 161
[2]Namangan davlat texnika universiteti
O‘zbekiston, 160103, Namangan, Islom Karimov ko‘chasi, 12

So‘ngi yillarda perovskit tuzilishiga ega materiallar quyosh fotoelementlari, termoelektrik modullar hamda optoelektron qurilmalar uchun istiqbolli nomzod sifatida ilm-fan markaziga aylangan. Ularning yuqori yorug‘lik yutuvchanligi, sozlanuvchi energetik zonasi, yuqori tashuvchi

harakatchanligi va oson sintezlanish xususiyatlari tufayli perovskitlar yangi avlod energiya manbalari sifatida keng ko‘lamli tadqiqot obyektiga aylangan. Xususan, $MAPbI_3$ (metilammoniy qo‘rg‘oshin triiodid) kabi qo‘rg‘oshin asosli gibrid perovskitlar 25% dan ortiq konversiya samaradorligiga erishib, kremniyga asoslangan an’anaviy fotoelementlarga jiddiy raqobatchi bo‘lib chiqdi[1].

Qo‘rg‘oshinsiz perovskitlarning potensialini to‘liq ochish uchun ularning kristall strukturasidan tortib, elektron, optik va issiqlik xossalarigacha chuqur o‘rganish zarur. Shuningdek, ularning real qurilmalarda –fotovoltavik modullar, termoelektrik generatorlar va optoelektron komponentlar (masalan, LEDlar, fotodetektorlar) dagi samaradorligi, barqarorligi va sinov natijalari haqida tizimli tahlil zarur[2].

Ushbu tezisda qo‘rg‘oshinsiz perovskit materiallariga oid zamonaviy tadqiqotlarni tahlil qilish, ularning strukturaviy, elektron va optik xossalarini muhokama qilish va ularning fotovoltavik, termoelektrik va optoelektron qurilmalarda qo‘llanishi bo‘yicha ilg‘or ishlanmalarga sharh berishga qaratilgan. Shuningdek, bu sohadagi asosiy muammolar, istiqbollar va yechim takliflari ko‘rib chiqiladi.

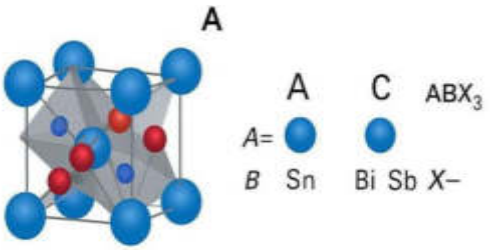
Perovskitlar umumiy formula bo‘yicha tasniflanadi, bu yerda:

A – katta radiusli monovalent kation (masalan, MA^+, Cs^+);

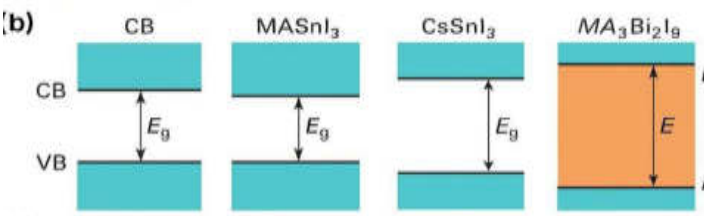
B – ikki valentli metal kation (masalan, Pb^{2+}, Sn^{2+}, Bi^{3+});

X – galogen anion (masalan, I^-, Br^-, Cl^-).

Ideal perovskit kubik yoki tetragonal tuzilishga ega bo‘lib, B kationni o‘rab turgan oktaedrik [BX_6] birikmalaridan tashkil topadi. A kation esa bu oktaedrlarning oraliq joylarini to‘ldiradi.

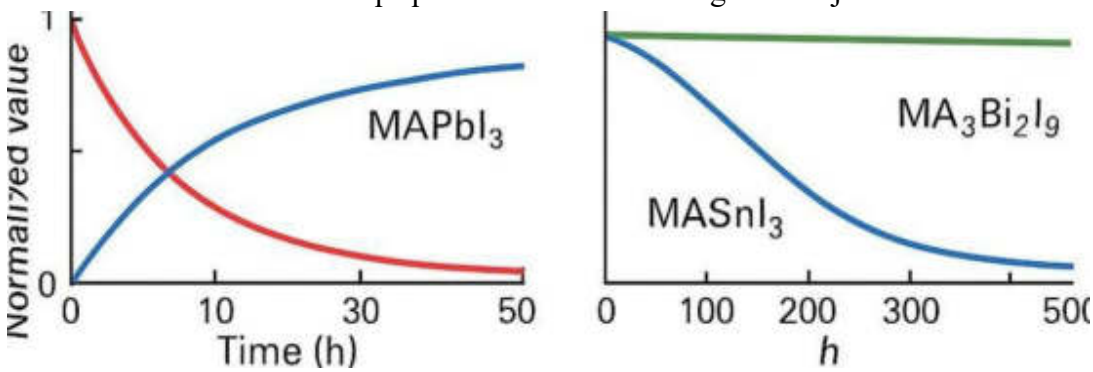


1-rasm



2-rasm

Qo‘rg‘oshinsiz perovskitlarda Sn, Bi, Sb, Ge kabi metallar B o‘rniga ishlatiladi. Masalan: $CsSnI_3$ – uch xil fazada mavjud: qora faza (fotovoltaik faol), sariq (izolyator), qizil faza. $MASnI_3$ – strukturaviy jihatdan $MAPbI_3$ ga o‘xshash, ammo elektron xossalari farq qiladi. $(CH_3NH_3)_3Bi_2I_9$ – Bi asosli struktura ikki fazali va qisqa masofali kovalent bog‘lar mavjud.

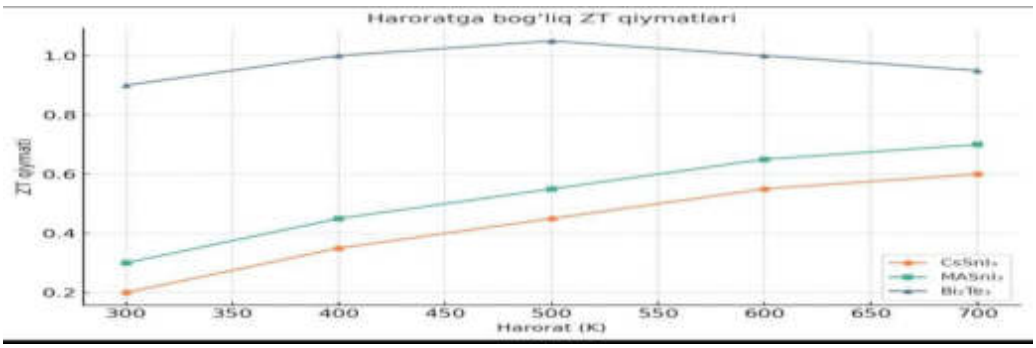


3-rasm

Tuzilma barqarorligini Goldschmidt tolerantlik koeffitsienti (t) orqali baholash mumkin: $t = (r_A+r_X)/\sqrt{2}(r_{B+}r_X)$

PCE (photo-conversion efficiency) ning vaqtga yoki materialga bog‘liqligi.

Qo‘rg‘oshinsiz PSC lar samaradorligini oshirish uchun $2qSn^{4+}$ oksidlanishining oldini olish uchun reduktantlar (masalan, SnF_2) qo‘shish, 2D/3D gibrid strukturalar hosil qilish, yuzani passivlashtirish (surfactants orqali), anion yoki kation almashinuvi (masalan, $FA^+ \rightarrow Cs^+$) orqali barqarorlikni oshirish kabi strategiyalar qo‘llaniladi.



4-rasm

Termoelektrik effekt mohiyati. Termoelektrik materiallar harorat gradiyenti natijasida elektr kuchlanishi hosil qiladi (Seebeck effekti) yoki unga teskari ravishda tok o‘tganda issiqlik oqimini hosil qiladi (Peltier effekti). Ushbu materiallar elektr-issiqlik energiyasini bir-biriga aylantira olishi sababli: chiqindi issiqlikni elektr energiyasiga aylantirish, mikrogeneratorlar, issiqlik sensorlari, kosmik zondlar uchun quvvat manbai sifatida ishlatiladi. Garchi perovskitlar asosan fotovoltaikada mashhur bo‘lsa-da, ular: past issiqlik o‘tkazuvchanlik (κ), yuqori elektr o‘tkazuvchanlik (σ), sozlanuvchi tarmoqli kenglik (Eg) xususiyatlari tufayli termoelektrikada ham qiziqish uyg‘otmoqda[3]. Zamonaviy tadqiqotlar va istiqbollar. So‘nggi yillarda qo‘rg‘oshinsiz perovskitlar, xususan, $CsSnI_3$, $MASnI_3$, $FASnI_3$ kabi birikmalar barqarorlik, ekologik xavfsizlik va samaradorlik jihatlaridan keng o‘rganilmoqda. An'anaviy Pb asosidagi perovskitlar yuqori foton sezuvchanlik va energiya konversiyasi samaradorligiga ega bo‘lsa-da, ularning zaharliligi va atrof-muhitga ta’siri zamonaviy texnologiyalarda ularni cheklamoqda[4].

Zamonaviy tadqiqotlar shuni ko‘rsatadiki, moddalar kimyoviy tarkibini aniq muvozanatlash, qatlamli gibrid tuzilmalarni ishlab chiqish va sun’iy intellekt yordamida modellashtirish natijasida qo‘rg‘oshinsiz perovskitlar kelajakda quyosh batareyalari, termoelektrik generatsiya va optik qurilmalarda asosiy rol o‘ynashi mumkin.

Shuningdek, stabilizator qo‘shimchalari, masalan SnF_2, yoki nanozarrachali modifikatsiyalar orqali perovskitlar degradatsiyasini oldini olish imkoniyati ortmoqda. Ko‘plab laboratoriyalar bunday materiallarni low-cost (arzon), scalable (katta miqyosda ishlab chiqarish mumkin) va non-toxic (zaharsiz) energiya manbai sifatida ko‘rib chiqmoqda.

Xulosa sifatida qo‘rg‘oshinsiz perovskitlarning (xususan $CsSnI_3$) kristallik tuzilmasi, elektron zonalar diagrammasi, fotoyutilish qobiliyati, va termoelektrik xossalari tahlil qilindi. Grafiklar asosida ushbu materiallarning haroratga bog‘liq xatti-harakati va boshqa perovskitlar bilan solishtirma ustunliklari ko‘rsatildi.

$CsSnI_3$ singari perovskitlar ekologik xavfsizligi va samaradorligi sababli fotovoltavik, termoelektrik va optoelektron qurilmalarda istiqbolli hisoblanadi.

Harorat oshishi bilan ZT qiymatining ortishi uni yuqori haroratli termoelektrik generatsiya uchun mos materialga aylantiradi.

Zamonaviy izlanishlar natijasida ushbu materiallarning barqarorligi va samaradorligi keskin oshmoqda, bu esa ularning tijoratbop bo‘lishi uchun imkoniyatlar yaratmoqda.

Kelgusida bu yo‘nalishda moddani qatlamlash (heterostrukturalar), ionli dopantlar qo‘shish, hamda kvant simulyatsiyalar orqali yangi perovskit variantlarini izlash ilmiy izlanishlar uchun muhim yo‘nalish bo‘lib qoladi.

Adabiyotlar:

1 Wang, Y., et al. (2018). Thermoelectric properties of lead-free perovskite $CsSnI_3$. Journal of Materials Chemistry A, 6, 11235–11241. https://doi.org/10.1039/C8TA02491F

2 Sun, Q., et al. (2019). Lead-free perovskite materials for solar cells and optoelectronics: Progress and perspectives. Nano Energy, 62, 10–28.

3 https://doi.org/10.1016/j.nanoen.2019.04.008

4 Liao, W., et al. (2020). Highly efficient and stable solar cells based on tin-rich halide perovskites. Science, 367, 67–72. https://doi.org/10.1126/science.aav7911

5 Zhang, Y., et al. (2023). Recent advances in lead-free perovskite optoelectronics. Advanced Functional Materials, 33, 2211119. https://doi.org/10.1002/adfm.202211119

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИОДНЫХ СТРУКТУР С БАРЬЕРОМ ШОТТКИ Cr-GaAs ПОСЛЕ ЛАЗЕРНОЙ ОБРАБОТКИ

С.Е. Бекбергенов[1], Б.Т. Аметов[2], Г.С. Нурымбетова[1], А.К. Сапаров[1]

[1]Каракалпакский государственный университет имени Бердаха,
Узбекистан, 230112, г. Нукус, ул. Ч. Абдирова, 1
[2]Нукусский государственный технический университет

В последнее время арсенид галлия используются для изготовления полупроводниковых приборов, работающих при внешних воздействиях. Но пока неясны механизмы влияния внешних воздействий на параметры арсенидгаллиевых приборных структур, по этому актуальным остается исследование влияния внешних воздействий, в том числе лазерной обработки, на электрофизические характеристики арсенидгаллиевых полупроводниковых приборов [1-4].

В нашей работе исследовалось влияние лазерной обработки на электрофизические характеристики диодных структур с барьером Шоттки Cr-GaAs.

Ниже на рис. 1,2 представлены прямые и обратные ветви вольтамперные характеристики диодных структур Cr-n-n^+-GaAs до и после лазерного облучения. Полученные анализы вольтамперной характеристики (ВАХ) показал также, что в исходной пластине имеется значительный разброс параметров прямосмещенных диодов с барьером Шоттки.

Из ВАХ определялись параметры диодов Шоттки: высота барьера φ_B, ток насыщения прямой ветви ВАХ Is, фактор идеальности n, обратный ток $I_{обр}$ при U=1В.

Полученные результаты показали, что лазерная обработка при определенных мощностях приводит к некоторому улучшению параметров прямой ветви ВАХ барьеров Шоттки. А именно: при низких мощностях (~1 МВт/см^2) приводит к увеличению высоты барьера φ_B, уменьшению фактора идеальности n и обратного тока $I_{обр}$. А с увеличением мощности лазерного излучения ($\geq$9 МВт/см^2) наблюдается ухудшение параметров структур.

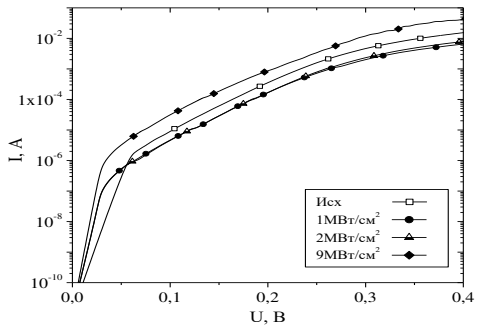


Рис.1. Зависимость прямого тока от напряжения при различных интенсивностях облучения (Т=300 К).

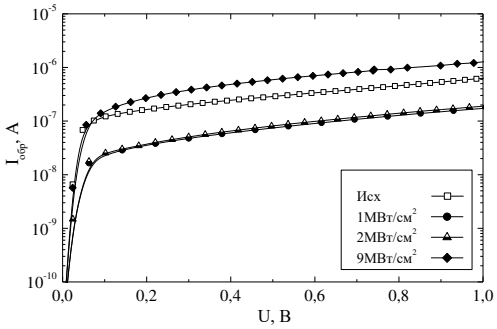


Рис.2. Зависимость обратного тока от напряжения при различных интенсивностях облучения (Т=300 К).

Эти изменения параметров диодных структур с барьером Шоттки после лазерной обработки, дают возможность сделать вывод о том, что с помощью лазерной обработки можно управлять параметрами приборных структур. С другой стороны мы определили интервал мощности, в котором наблюдается улучшение параметров диодных структур и величину мощности, обуславливающую деградацию параметров барьерами Шоттки.

Литература

1. Т.В. Горячева, В.И. Дерновский. Особенности разрушения арсенида галлия при действии излучения азотного лазера. //ПОВЕРХНОСТЬ. Физика, химия, механика. -1990. -№4. -с.77-83.
2. А.В. Градобоев, А.И. Федоров. Деградация арсенида галлия при воздействии эксимерного лазера. //Журнал технической физики. -2000. –Том 70. – Вып.10. –с.40-44.
3. А.Г. Дмитриев Твердофазное разложение GaAs при действии лазерного излучения пороговой плотности. //ФТП. -1993. -Том 27. -Вып.4. -с.583-587.
4. К.А. Исмайлов М.Б. Тагаев, А.Б. Камалов, С.Е. Бекбергенов. Влияние лазерной обработки на параметры барьерных контактов к GaAs. //Узбекский физический журнал. -2004. -Vol.6. (№1). –с.81-83.

SEASONAL VARIATION OF DUST MASS AND ITS CORRELATION WITH ENVIRONMENTAL FACTORS: A YEAR-LONG STUDY

R.B. Bazarbayev[1,*], K.R. Yakubov[1], D.Sh. Kurbanov[1], S.Zh. Karazhanov[2]

[1]*Urgench State university*

[2]*Institute of energy technology Norway*

**e-mail:* rustam2592@gmail.com

Dust is an essential part of atmospheric particulate matter that affects human health, climate, and air quality [1], [2], [3], [4]. Its accumulation on the solar panel surfaces varies seasonally and is influenced by meteorological factors such as temperature, humidity, wind speed, and air pressure [5]. Understanding these relationships is essential for predicting and managing dust levels, particularly in regions where dust poses significant environmental and health risks. This study examines dust accumulation patterns and their correlations with meteorological variables at two sites -Nukus and Gurlen - over a year (January 2020 - January 2020).

Dust samples were collected weekly at Nukus and Gurlen using dust collectors positioned 1.5 meters and 2.5 meters above ground, respectively [6]. The mass of the collected dust was measured with a precision scale. Weekly mean values of air pressure, wind velocity, humidity, and temperature were sourced from a local weather station, selected for their known influence on dust dispersion and accumulation. Data were analyzed using Python to identify seasonal trends and compute a correlation matrix between dust mass and meteorological variables.

Seasonal Dust Mass Distribution. Seasonal dust accumulation differed significantly between sites (Figure 1). At Nukus, the total annual dust deposition was 24.329 grammes, peaks in fall (11.657 g), followed by summer (7.558 g), winter (2.952 g), and spring (2.162 g). In Gurlen, total deposition was lower (8.491 g), with summer dominating (4.267 g, ~50% of the annual total), while autumn (1.938 g), spring (1.163 g) and winter (1.123 g) showed minimal variation.

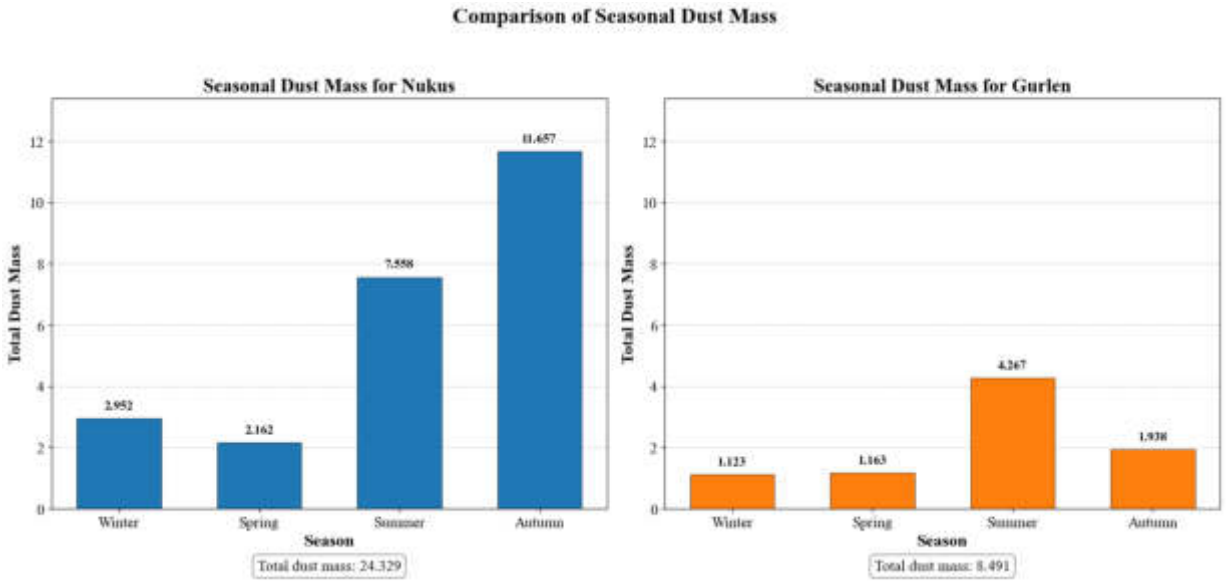


Fig.1. Comparison of seasonal dust mass

The three-fold difference in total dust mass and contrasting seasonal patterns suggest site-specific controls on dust dynamics.

Meteorological Correlations. The correlation matrix (Figure 2) revealed strong positive correlations between dust deposition and temperature (r=0.87), shortwave radiation (r=0.75), and the duration of sunshine (r=0.87), indicating that solar heating and atmospheric instability drive mobilization.

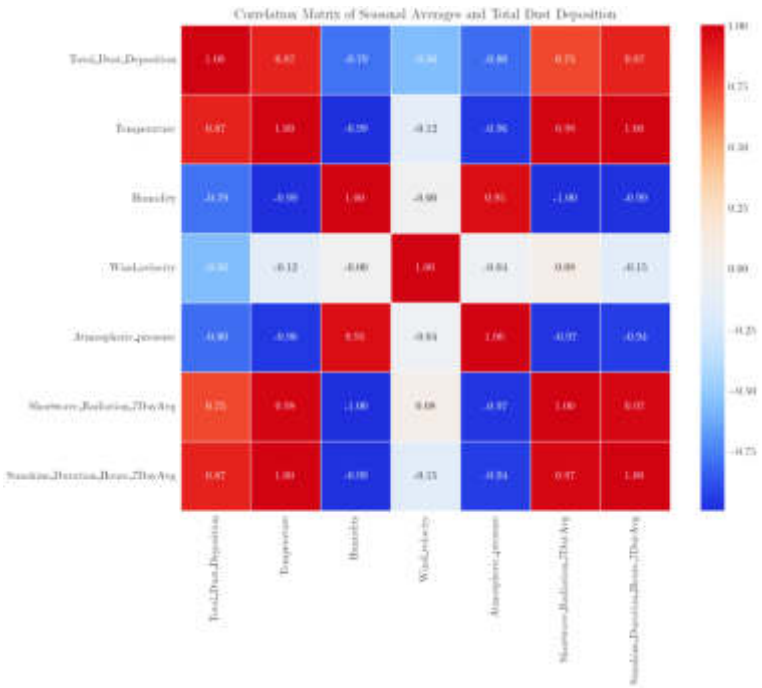


Fig.2. Correlation matrix of total dust mass with seasonal averages

Negative correlations with humidity (r=0.79) and atmospheric pressure (r=0.80) were observed, suggesting that moisture promotes dust settling and low-pressure systems improve transport. Wind velocity showed a moderate negative correlation, reflecting a balance between local dust generation and regional dispersion.

This study characterized seasonal dust accumulation and its meteorological drivers at Nukus and Gurlen. The autumn peak at Nukus and summer peak at Gurlen highlight localized dust behaviors, emphasizing the need for continuous, site-specific monitoring. The correlation analysis underscores temperature, humidity, and pressure as key controls on dust dynamics. These findings enhance regional air quality management and provide a high-resolution dataset for refining atmospheric models. Future research should expand site coverage and integrate additional environmental data.

References:

1. V. Tumwesige, G. Okello, S. Semple, and J. Smith, “Impact of partial fuel switch on household air pollutants in sub-Sahara Africa,” *Environmental Pollution*, vol. 231, pp. 1021–1029, Dec. 2017, doi: 10.1016/j.envpol.2017.08.118.
2. C. Li, S. Kang, and Q. Zhang, “Elemental composition of Tibetan Plateau top soils and its effect on evaluating atmospheric pollution transport,” *Environmental Pollution*, vol. 157, no. 8–9, pp. 2261–2265, Aug. 2009, doi: 10.1016/j.envpol.2009.03.035.
3. WHO, “https://www.who.int/health-topics/air-pollution#tab=tab_2.”
4. R. Senthil Kumar and P. Rajkumar, “Characterization of minerals in air dust particles in the state of Tamilnadu, India through ftir spectroscopy,” Aug. 26, 2013. doi: 10.5194/acpd-13-22221-2013.

5. Z. Liu, R. Zhang, J. Ma, W. Zhang, and L. Li, “Analysis and Prediction of the Meteorological Characteristics of Dust Concentrations in Open-Pit Mines,” *Sustainability*, vol. 15, no. 6, p. 4837, Mar. 2023, doi: 10.3390/su15064837.
6. R. Bazarbayev *et al.*, “Physical and chemical properties of dust in the Pre-Aral region of Uzbekistan,” *Environmental Science and Pollution Research*, Jan. 2022, doi: 10.1007/s11356-022-18827-6

QUYOSH PANELLARINING MEXANIK MUSTAHKAMLIGINI O‘RGANISH

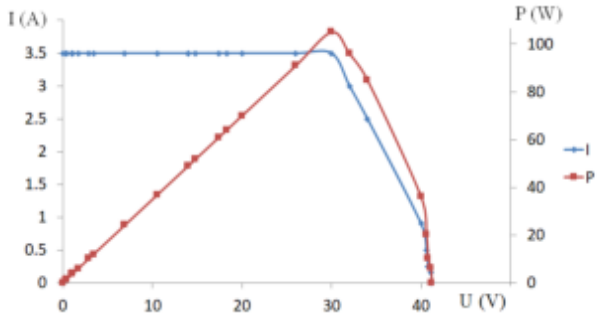
O.A Odiljonov[1,*], D.B. Rashidov[1], I.M. Israilova[2]
[1]Andijon davlat universiteti,
[2]Osh davlat universiteti,
e-mail: israilovamuhabat51@gmail.com

Quyosh panellarining mexanik yuklanish ta’sirida elektrofizik xususiyatlarining o‘zgarishi o‘rganildi. Yarimo‘tkazgichlarda tenzorezistiv effekt, zaryad tashuvchilarning taqsimlanish spektrining deformatsiya ta’sirida o‘zgarishi bilan bog‘liq ravishda ko‘rib chiqildi. Quvvati 200 W bo‘lgan quyosh panellarining normal sharoitdagi va mexanik kuchlanish ta’sirida ustki shisha qoplamasi shikastlangan holdagi volt-amper xarakteristikalari taqqoslandi. Mexanik yuklanishlar fotoelektrik xususiyatlarni yomonlashtirishi, lekin panellar ish faoliyatini saqlab qolishi aniqlandi. Natijalar deformatsiyaga chidamli quyosh panellari konstruktsiyalarini ishlab chiqish muhimligini ta’kidlaydi.

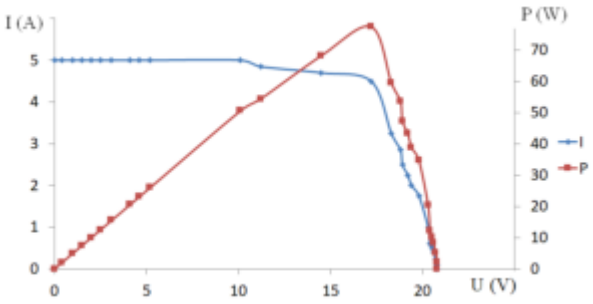
Ma’lumki, yarimo‘tkazgichlarning kristall panjarasiga mexanik kuchlanish ta’sir etganda ularning atomlari orasidagi masofa o‘zgaradi va bu o‘z navbatida energetik zonaning tuzilishiga ta’sir qiladi [1]. Mexanik ta’sir ostidagi yarimo‘tkazgichlar xususiyatlarini o‘zgarishi deformatsiya paytida ularning energetik sathlarini siljishi, natijada zaryad tashuvchilar (elektronlar va kovaklar)ning taqsimlanish spektrini o‘zgarishi bilan bog‘liq. Zaryad tashuvchilar taqsimlanish spektrining o‘zgarishi yarimo‘tkazgich qarshiligini qo‘yilayotgan kuchlanishning kattaligiga bog‘liq holda o‘zgarishiga olib keladi, ya’ni tenzorezistiv effekt hosil bo‘ladi [2,3].

S.J.Karajanov tomonidan esa [4] kompensatsiyalangan yarimo‘tkazgichlarning xususiyatlari o‘rganilgan va chuqur sathli kirishmalar konsentratsiyasining oshishi bilan qarshilikning bir necha darajaga keskin ortishi aniqlangan. Ma’lumki, quyosh panellarining deformatsiyalanishiga sabab bo‘luvchi og‘irligini kamaytirish ham muhim muammo hisoblanib, uning yechimi tomlar, geliostatlar, avtomobillar va boshqa murakkab geometriyalarga ega bo‘lgan ob’ektlarga tadbiq etishni osonlashtirgan bo‘lardi [5]. Bundan tashqari, fotovoltaik quyosh panellarining tashqi mexanik kuchlanishga chidamliligini baholash va takomillashtirilgan dizaynlarini ishlab chiqish uchun ularga mexanik yuklar qo‘yilib, fotoelektrik xususiyatlariga mexanik kuchlanishning ta’sirini o‘rganish ham dolzarbdir [6].

Mexanik kuchlanish ostida bo‘lmagan va mexanik kuchlanish ostida bo‘lib ustki shisha qoplamasi sinib, egilib ketgan quvvati 200 W bo‘lgan quyosh panellarining tashqi harorat t=28 °C va panelning harorati t=41 °C, tushayotgan yorug‘lik intensivligi W=517 W/m² (Luks 35) bo‘lgandagi volt-amper xarakteristikalari 1- va 2-rasmlarda keltirilgan.



1-rasm. Mexanik kuchlanish ostida bo‘lmagan quyosh panelining VAXi



2-rasm. Mexanik kuchlanish ostida bo‘lgan quyosh panelining VAXi

Quyosh panelining volt-amper (I-V) xarakteristikasi uning ishlashi haqidagi muhim parametrlarni, shu jumladan uning maksimal toki (I_{max}) va kuchlanishi (V_{max}), salt ishlash kuchlanishi (Voc), qisqa tutashuv toki (Isc) va uning samaradorligini (η) namoyon qiladi. Qisqa tutashuv toki yorug‘lik ta’sirida hosil bo‘lgan tok tashuvchilarnining generatsiyalanishi natijasida yuzaga keladi. Ideal quyosh batareyasida, o‘rtacha qarshilik yo‘qotishlarga duchor bo‘lgan holda, qisqa tutashuv toki yorug‘lik natijasida hosil bo‘lgan tokka teng. Shuning uchun qisqa tutashuv tokini quyosh batareyasi bera oladigan maksimal tok deb hisoblash mumkin. 2-rasmdan mexanik kuchlanish ostida bo‘lgan quyosh panelining fotoelektrik xususiyatlarini mexanik kuchlanish ostida bo‘lmagan quyosh panelinikidan ancha yomonlashganini ko‘rish mumkin. Lekin shuni ta’kidlash lozimki, tashqi kuchlar ta’sirida qolib, ustki shisha qoplamasi sinib, egilib ketgan quyosh paneli ishlash samaradorligining pasayishiga qaramasdan ishlayverishi mumkin ekan.

ADABIYOTLAR

1 Турсунов И.Г. Тензостимулированные явления в компенсированномкремнии и в поверхностно - барьерных диодных структурах на его основе. Докторская диссертация. 2018 г, ст. 204.

2 Озаренко А.В., Брусенцов Ю.А., Королев А.П. Особенности тензорезистивного эффекта в структурах металл – диэлектрик – полупроводник при статической и переменной деформации // Вестник Тамбовского государственного технического университета. 2008.-Т.14.-№1.-с.158-163.

3 Дадамирзаев М. Г., Гулямов Г. Фазовые портреты деформационных эффектов в полупроводниках в импульсном режиме // Физическая инженерия поверхности. - 2012.- Т.10.- № 4. - С. 371-374.

4 Осадчук В.С., Осадчук А.В. и др. Влияние давления на параметры полупроводниковых структур. // Вестник Виннискоro национального технического университета. - 2009. –№1 – С. 1 - 6.

5 Kurtz, S., Sample, T., Wohlgemuth, J., Zhou, W., Bosco, N., Althaus, J., Phillips, N., Deceglie, M., Flueckiger, C., Hacke, P. and Miller, D., "Moving toward quantifying reliability-the next step in a rapidly maturing PV industry" In 42nd IEEE Photovoltaic Specialist Conference (PVSC),(2015), p.1.

6 Käsewieter, J., Haase, F., & Köntges, M., "Model of Cracked Solar Cell Metallization Leading to Permanent Module Power Loss" Photovoltaics, IEEE Journal of 6.1 (2016), p. 28.

YUPQA QATLAMLI FOTOELEMENTLARDA ELEKTROFIZIK VA FOTOELEKTRIK KATTALIKLARNING IJOBIY O'ZGARISHIGA ERISHISHDA ULTRATOVUSHLI TEXNOLOGIYALARNING AHAMIYATI

A.Q. Ergashov
Namangan davlat texnika universiteti,
O'zbekiston, 160103, Namangan, Islom Karimov ko'chasi, 12
e-mail: *ergashevabdurasulqodirjonovich@gmail.com*

Qayta tiklanadigan energiya manbalari ichida kremniyga asoslangan p-n-birikmali quyosh elementlari, yarimo'tkazgichlarga asoslangan toza energiya manbai sifatida asosiy tanlov bo'lib foydalanib kelinmoqda. Sanoat darajasida quyosh elementlarining ishlab chiqarish jarayonlari yuqori xarajatlar va ekologik xavfli chiqindilar bilan bog'liq muammolarni o'z ichiga oladi[1].



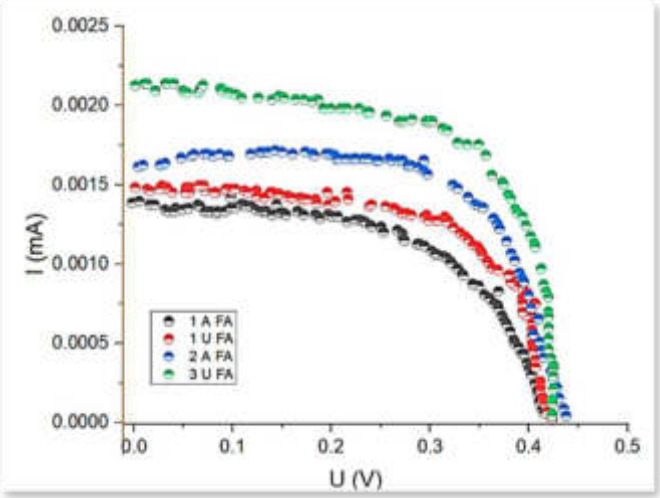
1-Rasm. Ultratovushli texnologiya uchun tanlangan elektronnika jamlanmasi

Fotoelektrokimyoviy bo'yoqlarga asoslangan quyosh elementlari (DSSC), arzonligi, nisbatan yuqori konversiya samaradorligi va toksik bo'lmaganligi sababli, kelejak muqobil energetikasida o'z o'rnini egallash uchun juda mos keladi. DSSC tizimida fotoanod, fotoanodga bog'langan bo'yoq qatlami, qarshi tomon elektrodi va elektrolit qatlamlarni o'z ichiga oladi.

TiO_2 qoplamasini yupqa qatlam holida qoplash texnikalari va TiO_2 eritmalarni qayta ishlash jarayonlari quyidagichadir: A) kimyoviy bug'latish va cho'kma xosil qilish. B) Fizikiy tasirlar asosida bug'latish yoki yuqori bosimli sprey berish. C) Eritma markazdan qochma kuch tasirida yotqizish [2]. Bu uslub va texnologiyalardan foydalanish yuqori sifatli, avvaldan reja qilingan tuzilishga ega va fotoelementlar uchun optimal bo'lgan qatlamlarni olishda juda muhim. Kimyoviy bug'latish jarayonida katalizatorlarning kimyoviy reaksiyasi orqali TiO_2 qatlamini o'sishi ta'minlanadi [3]. Atom darajasida qatlamlarni cho'ktirib olish so'nggi yillarda keng rivojlangan texnika bo'lib, juda ehtiyotkorlik bilan qatlamlar xosil qilish imkonini beradi. Bu texnikada, gaz shaklida bo'lgan metallar (masalan, titan izopropoksid, TTIP) va oksidlovchi materiallar ketma-ket kameraga kiritiladi, ular sirt bilan reaksiya qilib kirishib yupqa qatlamli katta sifatli plyonka hosil bo'ladi.

Tajriba davomida turli kislotalar va yordamchi moddalar, shuningdek ultratovush usuli qo'llanilgan, natijada nanozarrachalarning shakli va hajmini optimallashtirish maqsad qilingan.

Tajriba ishi uchun kerakli materiallar va uskunalar: Sirka kislota ($H_4S_2O_5$) Titan tetraizopropoksid ($Ti(OPr_i)_4$), Nitrat kislota (65% HNO_3), Etanol va suvsiz a-terpineol, Etil sellyuloza, Ultratovushli shox, evaporator, avtoklav pech, sentrifuga va boshqa laboratoriya asboblari [4].



2-rasm. Fotoanod uchun ananaviy va ultratovushli tasir asosida tayyorlangan namunalarning JV tavsifi

Yuqori samarali ultratovushli qurilmalardan foydalanishda ko'zlangan maqsad gomogenizatsiya yani kalloid zarrachalar hajmini yanada kichraytirish, parchalash yoki nano-dispersiyalar yaratish bo'lib, buning uchun past chastotali, yuqori intensivlikdagi ultratovush generator va dinamik qurilmalar orqali ishlab chiqariladi va ultratovushli zond orqali suyuqlikka uzatiladi. Bu ultratovush 16–30 kHz oralig'ida ishchi muhitga uzatiladi. Ultratovush to'lqinlari suyuqlik ichida harakatlanib, yuqori bosimda siqilish, kam bosimda esa vakuum shaklida bo'shliqlar yoki pufakchalarni hosil bo'lishini ta'minlaydi.

Pastani ultratovushli zond yordamida 250 Vt da 12 daqiqa davomida sonikatsiya qildik — bu jarayon nanostrukturadagi dispersiyani yaxshilash va zarrachalar orasidagi aglomeratsiya kamaytirilishini ta'minladi. Yakuniy mahsulot sifatini oshirish uchun, yana bir safar, suvni etanol bilan sentrafuga qilish jarayonidan o'tkazildi va 38% (w/w) TiO_2 pastasi ishlab chiqildi. So'ngra, tayyorlangan pasta yana ultratovush yordamida 8 daqiqaga shox usulida sonikatsiya qilindi. Yuqorida keltirib o'tilgan amallar natijasida fotoanod uchun foydalaniluvchi TiO_2 eritmasini o'ta kichik zarralarga ega ko'rinishda pasta xolida bo'lishiga erishiladi. Bundan tashqari ultratovush yordamida tasir jarayoni zarrachalar orasida qattiqlikni kamaytiradi va dispers bo'lishini yaxshilaydi.

Tozalash jarayonida, FTO shisha tagliklari ultratovushli muhitda distillangan suv, etanol va aseton bilan 10 daqiqa davomida tozalanib, so'ngra azot gazi bilan quritilgan. Keyin, ushbu toza shisha tagliklariga, doktor pichogi uslubi yordamida, TiO_2 kolloidli qorishmasi yotqizilgan, uni quritish uchun 450°C da 30 daqiqa davomida sintezlandi. Tayyorlanuvchi fotoanodlarning o'lchami 1 sm^2 qilib belgilandi va qalinligi doimiy bo'lishi uchun Ambios XP stylus texnologiyasi yordamida 4-6 mikrometr kattalikda o'lchangan. Keyingi bosqichda, bo'yash uchun N719 bo'yog'i (5 mM koncentratsiyada 25 ml mutlaq etanolda) tayyorlandi va namunalar ushbu bo'yoq ostida qorong'u sharoitda tur vaqt intervallari uchun belgilab qoldirildi. Tajribalar shuni

ko‘rsatadaki, ultratovush bilan ishlov berish ko‘proq va yuqori darajadagi ta’sirga ega bo‘lganda, nanokristallar o‘lchami kichrayadi va yassi, shuningdek, kengroq yuzalar hosil bo‘ladi. Bu o’zgarishlar, ayniqsa, fotoanodning elektrofizik xususiyatlariga ijobiy ta’sir ko‘rsatadi. Biroq, ultratovush ta’sirining juda kuchli bo‘lishi, nanostrukturalarni buzilishiga olib keladi. Shuning uchun uning ampilituda va chastotasini va davomiyligini ehtiyotkorlik bilan tanlash zarur.

Ultratovushli igna bilan ishlov berilgan DSSC namunasida bo‘yoq moddasini ko’proq yutib qolishi kuzatildi. Yupqa TiO_2 qatlamini hosil qilishda ultratovush orqali ta’sir etish usullari DSSC ning energiya o‘tish samaradorligini sezilarli darajada ortirishi va ilgari tajribada kuzatilmagan natijalarni berishi aniqlandi. Ultratovushli ta’sir uslubi-zarrachalarni hosil qilishda ishlatiladigan jarayon bo‘lib, bu kavitatsiya reaksiyasini yuzaga keltiradi. Bu jarayonda suyuqlikda pufakchalar hosil bo‘ladi va ular kengayib birin ketin yoriladi. Ushbu jarayon yupqa qatlamning butun hajmi bo’ylab yoki qisman sirt sohalarida sodir bo’lishini nazorat qilish mumkin. Yupqa qatlam sirtida nuqsonlar hosil bo’lishi bu ko’zlangan maqsad bo’lib va fotogeneratsiya nuqtai nazaridan faollikni oshiradi.

Adabiyotlar

1 N. M. Nursam, “PENGARUH MATERIAL COUNTER ELECTRODE PADA DYE-SENSITIZED SOLAR CELL,” *Metalurgi*, vol. 34, no. 3, 2020, doi: 10.14203/metalurgi.v34i3.489.

2 Y. L. He *et al.*, “ Sensitized TiO 2 nanocomposites through HMME linkage for photodynamic effects ,” *J. Biomed. Opt.*, vol. 21, no. 12, 2016, doi: 10.1117/1.jbo.21.12.128001.

3 A. A. Hendi *et al.*, “Dye-sensitized solar cells constructed using titanium oxide nanoparticles and green dyes as photosensitizers,” *J. King Saud Univ. - Sci.*, vol. 35, no. 3, 2023, doi: 10.1016/j.jksus.2023.102555.

4 Q. A. Yousif and N. H. Haran, “Fabrication of TiO2 nanotubes via three-electrodes anodization technique under sound waves impact and use in dye-sensitized solar cell,” *Egypt. J. Chem.*, vol. 64, no. 1, 2021, doi: 10.21608/EJCHEM.2020.28233.2596.

ДОЛГОВРЕМЕННАЯ РЕЛАКСАЦИЯ ФОТОЭЛЕКТРЕТНОГО СОСТОЯНИЯ В ПЛЕНКАХ АФН НА ОСНОВЕ CdTe

О.Р.Нурматов

Ферганский государственный технический университет,

ozodnur91@gmail.com

В последние годы область опто- и фотоэлектроники активно занимается разработкой доступных по стоимости источников света, фотоприемников, детекторов ионизирующего излучения, а также высокоэффективных солнечных элементов. Основу этих разработок составляют твердые растворы и гетероструктуры на основе халькогенидов кадмия, обладающие улучшенными оптическими и фотоэлектрическими характеристиками. Особый интерес вызывает теллурид кадмия благодаря наличию в его структуре глубоких центров с существенно различающимися сечениями захвата для электронов и дырок, что определяет его уникальные физико-химические свойства. В связи с этим изучение

процессов долговременной релаксации аномального фотонапряжения (АФН) в процессе темновой деполяризации фотоэлектретов при различных условиях поляризации играет важную роль для глубокого понимания механизмов формирования и распада фотоэлектретного состояния (ФЭС) в поликристаллических полупроводниковых пленках CdTe.

Исследование долговременной релаксации аномального фотонапряжения (*АФН*) при темновой деполяризации фотоэлектретов от условий поляризации является наиболее существенным при анализе процессов, лежащих на основе образования фотоэлектретного состояния (ФЭС) без внешнего поля в полупроводниковых пленках [1-3]. В данной работе рассмотрены релаксационные процессы в пленках CdTe:(Ag, Cu, Cd) и Sb_2Se_3:Se, для чего снимались деполяризационные кривые аномального и фотоэлектретного напряжений в темноте в режиме холостого хода после фотополяризации. На рис. 1, *а* приведены в полулографимических координатах зависимости $V_{АФН}$ от времени релаксации для пленок $CdTe:Ag$ (1, 2, 3) и $CdTe$ (4). Кривые 1 и 2 соответствуют релаксацию $V_{АФН}$ в пленках $CdTe:Ag$ в воздухе и в вакууме 10^{-2} $мм.рт.ст.$, а кривая 3 представляет собою релаксацию фотонапряжения этой же пленки после неполной её фотополяризации (время поляризация 2-3 с). Кривая 4 характеризует ход релаксации $V_{АФН}$ контрольного нелегированного образца, полученного одновременно с активированными пленками. Из кривых релаксации видно, что время спада АФН легированной пленки значительно больше времени релаксации контрольной пленки теллурида кадмия.

Время релаксации АФН в контрольной пленке практически совпадало с начальным временем релаксации нелегированных пленок и определялось временем максвелловской релаксации. Время релаксации одной и той же АФН пленки $CdTe:Ag$ на воздухе и в вакууме различаются на десятки мин. Это объясняется тем, что в процессе исследования *ФЭС* пленок, находящихся на воздухе или в атмосфере других газов, на значение фотополяризации влияют адсорбированные на поверхность образца ионы и электроны. Для отделения «чистого» фотоэлектретного напряжения (ФЭН) от АФН контакты фотополяризованного образца короткозамыкались на 2-3 с. Когда пленка вновь подключалась к электрометру, то через ~ 10 $с$. устанавливалось стационарное ФЭН.

На рис. 1, *б* представлены кривые деполяризации «чистого» фотоэлектретного напряжения в полулогарифмическом масштабе для двух активированных АФН пленок $CdTe:Ag$, полученных в одинаковых технологических условиях. Из кривых деполяризации $V_{ФЭН}$ видно, что у каждой из них проявляются два прямолинейных участка, для которых деполяризация фотонапряжения описывается зависимостью вида

$$V_{ФЭН} = V_{ФЭН}^{CT} \exp(-t/\tau^*), \qquad (1)$$

где $V_{ФЭН}^{CT}$ – начальное значение стационарного ФЭН, τ^* -характеристическое время жизни неосновных носителей заряда на глубоких примесных уровнях, значение которого различно для участка кривых с различными наклонами. Начальный участок релаксационных кривых соответствует сравнительно быстрому спаду $V_{ФЭН}$ $(\tau = \tau_{нач})$ и видимо связан с максвелловским временем релаксации, в тоже время также может проявляться наличие в

пленках неглубоких уровней, а второй участок с долговременной релаксацией фотонапряжения $(\tau = \tau^*)$ и обусловлен более глубоким уровнем прилипания.

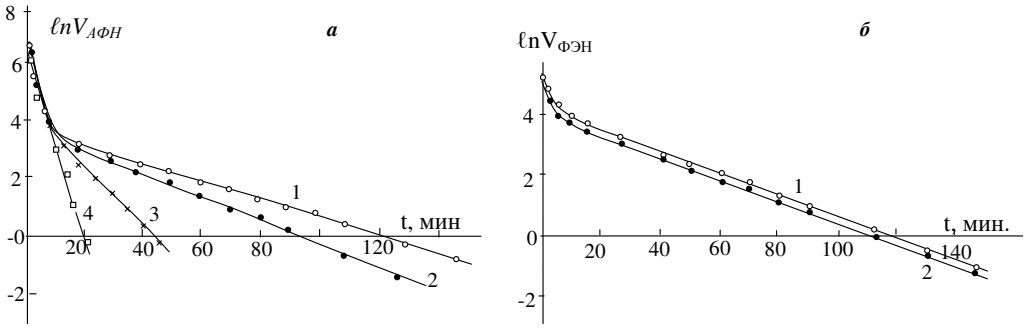


Рис. 1. Кривые релаксации $V_{АФН}$ для $АФН$ пленок $CdTe:Ag$ (1, 2, 3), $CdTe$ (4) (*а*) и кривые деполяризации «чистого» $V_{ФЭН}$ для двух $АФН$ пленок $CdTe:Ag$, полученных одновременно (*б*). Е=293 К.

На рис. 2 приведены кривые релаксации $V_{ФЭН}$ для пленок $CdTe:Cd$ (1), $CdTe:Cu$ (2), $Sb_2Se_3:Se$ (3) после полной фотополяризации с $L = 8 \cdot 10^{-2}$ Вт/см^2. Участок сравнительно быстрого спада $V_{ФЭН}$ во всех исследованных образцах имеет качественно одинаковый характер и мало зависит от экспозиции (сравните рис. 1, *б* и 2). Второй участок кривых, соответствующий долговременному спаду $V_{ФЭН}$, сильно зависит от экспозиции. Насыщение $V_{ФЭН}$ наступает, например, в случае $АФН$ пленки $CdTe:Ag$ при $Z = 20\frac{Вт \cdot с}{см^2}$. Значения $\tau_{нач}$ и τ^* определились по углам наклона кривых темновой деполяриации $V_{ФЭН}$, т.е. как

$$\tau = t \Big/ \ell n \frac{V_{ФЭН}^{CT}}{V_{ФЭН}(t)} \quad . \tag{2}$$

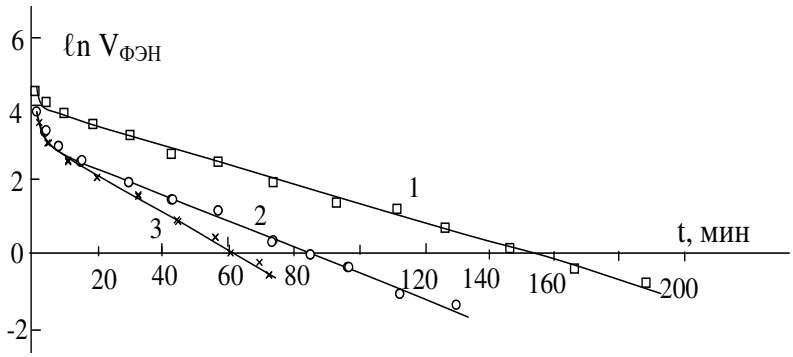


Рис. 2. Кривые деполяризации $V_{ФЭН}$ для $АФН$ пленок $CdTe:Cd$ (кривая 1), $CdTe:Cu$ (2) и $Sb_2Se_3:Se$ (3) при $T = 293$ K.

В пленках CdTe:Cd, CdTe:Cu и Sb_2Se_3:Se обнаружена двухступенчатая релаксация фотонапряжения ($V_{АФН}$≈500-600 В), связанная с формированием фотоэлектретного состояния через глубокие центры Cd:(V^{2-}M+). Около 10% напряжения релаксирует за 60−150 мин. Определены параметры центров.

Литература

1 Адирович Э.И., Мастов Э.М., Мирзамахмудов Т., Найманбоев Р., Рубинов., Шакиров Н., Юабов В.М. В сб.: «Фотоэлектрические явления и оптоэлектроника». Изд. «Фан» , Ташкент, 1972. с.143.

2 Эргашев Ж., Юлдашев Н.Х. Фотоэлектретный эффект в полупроводниковых пленочных структурах. Монография. «Техника», Фергана-2017, 180 с.

3 Mamadieva D. T. et al. Photoelectric State with Long-Term Relaxation in CdTe:(Ag, Cu, Cd) and Sb2Se3: Se Photovoltaic Films //Journal of Applied Mathematics and Physics. – 2024. – Т. 12. – №. 1. – С. 43-51.

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ФОТОВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Р.Алиев, Р.Г. Икрамов, О.Т. Исманова, Ш.К. Мухитдинова, Н.С. Пулатова

Андижанский государственный университет,
Наманганский Государственный Университет,
E-mail: rgikramov@mail.ru

Известно, что коэффициент полезного действия солнечных элементов (СЭ) определяется из его фотогальванических параметров. Значения этих параметров определяются по фотовольт-амперной характеристике (фотоВАХ) СЭ. В настоящее время СЭ широко используется в искусственных спутниках земли, проводящие космические исследования. В [1] показано, что температура в промежутке между орбитами Юпитера и Меркурия изменяется от -120 ^{0}C до +140 ^{0}C. Если принимать во внимание расширение границ научных исследований, то этот интервал температуры может быть еще и увеличен. В [1,2,3], приведены выражения, определяющие влияния температуры на фотоВАХ СЭ. Но эти формулы, во-первых, обладают сложным видом, во-вторых, содержат такие параметры, которые невозможно определить непосредственно из вольт-амперной характеристики.

Поэтому в данной работе используя экспериментальные результаты, определяющие зависимости фотогальванических характеристик от температуры и формулы, полученные теоретически [1,2,4] исследованы влияние температуры на фотоВАХ СЭ. В примере СЭ приготовленного на основе аморфного гидрогенизированного кремния (a-Si:H) полиэмпирическим методом получены простые формулы, устанавливающие связь фотоВАХ солнечных элементов от температуры и объясняющие экспериментальные результаты.

Как известно, фотоВАХ СЭ выражается следующим образом:

$$j_{\Phi} = j_0\left(\exp\left(\frac{qU}{nkT}\right)-1\right)- j_{кз}\,, \qquad (1)$$

где q- электрический заряд носителей тока, T-абсолютная температура, n-коэффициент неидеальности (качества) фото-ВАХ СЭ, k-постоянная Больцмана, j_{ϕ} – плотность фототока, $j_{кз}$ - плотность тока короткого замыкания СЭ, j_0- плотность ток насыщения, U- исходящее напряжение. Видно, что эта формула устанавливает связь фотоВАХ СЭ и температуры. Но

для этого с начала надо определить влияние температуры на плотность тока короткого замыкания и на плотности тока насыщения.

Экспериментальные результаты показывают, что температурная зависимость тока короткого замыкания СЭ в интервале температуры -100°C<t<+100°C почти не зависят от температуры [1,3].

Поэтому, поставляя в (2) выражение (4) получим формулу для зависимости плотности тока короткого замыкания СЭ от температуры в виде:

$$j_{кз} = j_{00}\exp\left[\frac{q(\varphi_0-\gamma T)}{k}\left(\frac{1}{T_0}-\frac{1}{T}\right)\right]\left[\exp\left[\frac{q(\varphi_0-\gamma T)}{nkT_0}\left(\frac{U_{x0}}{(\varphi_0-\gamma T)}-n\left(1-\frac{T_0}{T}\right)\right)\right]-1\right]. \quad (2)$$

Но результаты расчета показали, что эта формула не может объяснить экспериментальные результаты, показывающие влияние температуры на плотность тока короткого замыкания полученные в [3]. Далее произведены исследования и определены, что при экстраполяции напряжения холостого хода на $U_{xx}=\varphi$ в T=0 получаем выражение:

$$j_{кз} = j_{00}\exp\left[\frac{q(\varphi_0-\gamma T)}{k}\left(\frac{1}{T_0}-\frac{1}{T}\right)\right]\left[\exp\left[\frac{q(\varphi_0-\gamma T)}{nkT_0}\left(\frac{U_{x0}}{(\varphi_0-\gamma T)}-1+\frac{T_0}{T}\right)\right]-1\right]. \quad (3)$$

вполне объясняющие экспериментальные результаты. На рис. 2 показаны данные расчета полученные по этой формуле когда, n=1,006 и φ_0=0,97 В и экспериментальные результаты. Из этого согласия можно утверждать, что коэффициент неидеальности фотоВАХ СЭ не зависет от температуры или эта связь является, очень слабым. Потому, что при расчете температурной зависимости плотности тока короткого замыкания не учтено влияние температуры на значение этого параметра.

Теперь переходим к определению формулы, объясняющую влияния температуры на фотоВАХ СЭ. В (1) поставим (6) и (15) и получаем:

$$j_{\Phi} = j_{00}\exp\left[\frac{q(\varphi_0-\gamma T)}{k}\left(\frac{1}{T_0}-\frac{1}{T}\right)\right]\left\{\exp\left(\frac{qU}{nkT}\right)-\exp\left[\frac{q(\varphi_0-\gamma T)}{nkT_0}\left(\frac{U_{0x}}{\varphi}-1+\frac{T_0}{T}\right)\right]\right\}. \quad (4)$$

Видно, что используя эту формулу, можно исследовать влияние температуры на фотоВАХ СЭ. На рис. 3 показаны экспериментальные результаты, показывающие изменение фотовольт–амперной характеристики солнечных элементов в зависимости от температуры. Там же представлены результаты расчета фотоВАХ СЭ полученные по формуле (16) когда φ_0=0,97 В, $\gamma \approx 5*10^{-5}$ эВ/К, U_{0x}=0,35 В, j_{00}=1,29*10^{-8} мА/см^2. Из рисунка видно, что результаты эксперимента и расчета хорошо совпадет при больших и малых напряжениях. Но вблизи точки фотоВАХ где определяется эффективная мощность СЭ эти результаты заметно расходятся. На наш взгляд в этой точке фотоВАХ коэффициент неидеальности меняется сильнее в зависимости от исходящего напряжения СЭ, чем в остальных областях. Как известно, значение коэффициента неидеальности диода определяет тип основного электрического тока, проходящий через него, т. е. угловой коэффициент ВАХ [4].

Следует отметить, что чтобы совпадали, результаты расчета и эксперимента приходилась выбирать коэффициент неидеальности фотоВАХ СЭ, следующим образом при T_1=214 К n_1=1,0034, а при T_2 =293 К n_2=1,0061. Видно, что n_1 и n_2 различаются, но они

является не значительными. Эти результаты показывают, что коэффициент неидеальности фотоВАХ СЭ зависит от температуры, но эта зависимость не является сильным.

Таким образом, в данной работе, выведена новая формула позволяющая, объяснить экспериментальные результаты, полученные для зависимости фотоВАХ солнечных элементов от температуры приготовленных на основе аморфного гидрогенизированного кремния. На основе сравнения результатов расчета и экспериментальных данных показано, что коэффициент неидеальности фотоВАХ СЭ имеет слабую зависимость от температуры.

ИСПОЛЬЗОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Фаренбрух А., Бьюб Р. Солнечные элементы (теория и эксперимент), М., “Энергоатомиздат”, 1987, 278 с.
2. Аут И., Генцов Д., Герман К. Фотоэлектрические явления, М., “Мир”, 1980, 208 с.
3. Аморфные полупроводники, под ред. М. Бродский, М. “Мир”, 1982, 419 с.
4. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Книга 2, М., «Мир», 1983, 456 с.

FIRST AND THIRD GENERATION SOLAR CELLS

Jeyanthinath Mayandi
Department of Materials Science, School of Chemistry, Madurai Kamraj University, Palkalai Nagar, Madurai, Tamil Nadu -625021
Email: jeyanthinath.chem@mkuniversity.ac.in

Renewable energy is expected to replace 30 percent of the world’s energy by 2025. The main source of the renewable energy is of solar, wind, hydropower, geothermal and hydrogen based. The population in the equator region may be widely forced to exploit solar-based devices to harvest fullest energy. Among the different materials, Silicon (Si) is the predominant due to its matured technology for making device and classified under the first generation. Recent technological advancements in nanostructured Si, especially SiNW (nanowire) photo-electrodes were capable of light trapping, made it efficient for solar cell device. For the improved performance in industry-scale applications, Si materials with delicate nanostructures and ideal compositions in a massive production are highly cherished. The recent progress on the as-reduced Si products for energy conversion, are ongoing research activities at Madurai Kamaraj University. On the other end, the 3rd generation device are based on nanostructure materials and dye-sensitized solar cells (DSSCs). DSSC is considered to be one of the promising candidate for the conversion of light energy into electricity in indoor applications. The issues related to efficiency, stability and cost of production are the major impediments for scaling and mass commercialization. This talk summarize concepts and modification in first and 3rd generation solar cell fabrication process flow.

Keywords: First generation, Nanostructures, DSSC, Solar cells, sensitized.

ҚУЁШ ЭЛЕМЕНТЛАРИНИНГ ТЎЛДИРИШ КОЭФФИЦИЕНТИНИ ТЕМПЕРАТУРАГА БОҒЛАНИШИ

Р.Ғ.Икрамов[1], Р.М. Жалалов[2], О.Т. Исманова[2], У.Р. Махмудов[3]

[1]Наманган давлат техника университети, [2]Наманган давлат университети, [3]Фарғона давлат техника университети

Маълумки, қуёш элементларининг (ҚЭ) самарадорлиги ютилган қуёш радиацияси энергиясини электр энергиясига максимал айлантириши билан аниқланади. Буни аниқлайдиган асосий катталиклардан бири ҚЭ фотовольт-ампер характеристикасини (фотоВАХ) тўлдириш коэффициенти (*ff*) бўлиб, уни ҚЭ дан чиқиши мумкин бўлган эффектив ($P_{эф}$) ва максимал (P_{max}) қувватларини нисбати билан аниқланади [1]

$$ff = \frac{P_{эф}}{P_{max}} = \frac{j_{эф}U_{эф}}{j_{кт}U_{си}}, \tag{1}$$

бу ерда ҚЭ нинг $j_{эф}$-эффектив ва $j_{кт}$-қисқа туташув токи зичликлари, $U_{си}$-саълт ишлаш ва $U_{эф}$-эффектив кучланишлари.

[2] ишда фотоВАХ ни тўлдириш коэффициенти учун тенг кучли бўлган қуйидаги учта

$$ff = \frac{nkT}{eU_{си}}\left(1+\frac{j_0}{j_{кт}}-\frac{nkT}{eU_{си}}\right)\ln\frac{j_{кт}}{j_0}\frac{nkT}{eU_{си}}, \tag{2}$$

$$ff = \frac{nkT}{eU_{си}}\left(1+\frac{1}{\exp(\frac{eU_{си}}{nkT})-1}-\frac{nkT}{eU_{си}}\right)\ln\left(\frac{nkT}{eU_{си}}\left(\exp\frac{eU_{си}}{nkT}-1\right)\right) \tag{3}$$

ва

$$ff = \left(1+\frac{j_0}{j_{кт}}-\frac{1}{\ln(j_{кт}/j_0+1)}\right)\frac{\left(\ln(j_{кт}/j_0)-\ln(\ln(j_{кт}/j_0+1)\right)}{\ln(j_{кт}/j_0+1)} \tag{4}$$

ифодалар олинган. Бу ерда j_0- диод структурани тўйиниш токи зичлиги, n – ҚЭ лари фотоВАХ ни сифат (ноидеаллик) коэффициенти, e-электрон заряди, k-Больцман доимийси, T-температура.

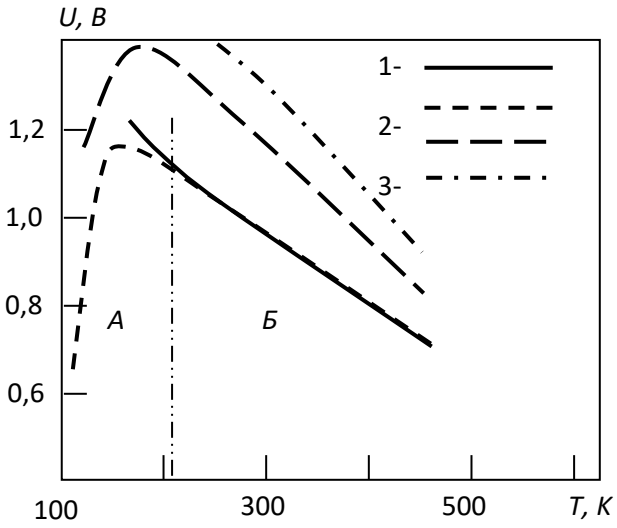
Маълумки, ҚЭ ларини $j_{кт}$-қисқа туташув токи зичлиги, j_0-тўйиниш токи зичлиги ва $U_{си}$-саълт ишлаш кучланишлари температурага боғлиқ бўлади. Бу боғланишларни ифодаловчи тажриба натижаларини тушунтирувчи формулалар [3, 4] ишда келтирилган бўлиб, уларни қуйидаги кўринишларда ёзиш мумкин

$$j_0 = j_{00}\exp\left(-\frac{e\varphi}{k}\left(\frac{1}{T_0}-\frac{1}{T}\right)\right), \tag{5}$$

$$j_{кт} = j_{00}\exp\left[\frac{e\varphi}{k}(\frac{1}{T_0}-\frac{1}{T})\right]\left[\exp\left[\frac{e\varphi}{nkT_0}(\frac{U_{0си}}{\varphi}-1+\frac{T_0}{T})\right]-1\right]. \tag{7}$$

Бу ерда T_0-хона температураси, j_{00}-хона температурасидаги тўйиниш токи зичлиги, $U_{0си}$-хона температурасидаги сальт ишлаш кучланиши, φ-ҚЭ потенциал тўсиғи баландлиги ва n – уларни фотоВАХ ларини сифат коэффициенти.

$$U_{си} = (U_{0си} - \varphi)\frac{T}{T_0} + \varphi, \qquad (6)$$



1-расм. Қуёш элементларининг сальт ишлаш кучланишини температурага боғланиши. 1 - тажрибадан олинган натижалар [1], (9) формуладан олинган ҳисоблаш натижалари: 2-n=1; 3-n=1,1; ва 4-n=1,2.

(5), (6) ва (7) ларни (2)-(4) га қўйсак, бу ифодада фақат, температурага боғлиқ бўлиши мумкин бўлган φ ва n катталиклар қолади. [4, 5] ишларда ҚЭ лари фотоВАХ ини сифат коэффициенти температурага деярли боғлиқ бўлмаслиги, уларни потенциал тўсиғи баландлигини температурага боғланиши эса

$$\varphi = \varphi_0 - \gamma T \qquad (8)$$

кўринишда ёзилиши кўрсатилган. Бу ерда φ_0 - қуёш элементининг T=0 К температурадаги потенциал тўсиғининг баландлиги бўлиб, (6) формуладан кўриш мумкинки, унинг қийматини сальт ишлаш кучланишини температурага боғланишини ($U_{си}(T)$), T=0 К га экстрополяция қилиб аниқлаш мумкин. γ-потенциал тўсиқ баландлигини температура коэффициенти бўлиб, уни қиймати 10^{-3}-10^{-5} В/К оралиқда бўлиши тажриба натижаларидан маълум [5].

Тажриба ва ҳисоблаш натижаларини солиштириб ҚЭ ларининг сальт ишлаш кучланиши уларни фотоВАХ ни сифат коэффициентига боғлиқ бўлмаслиги аниқланди.

Кристалл *Si* асосли ҚЭ лари фотоВАХ ни тўлдириш коэффициентини паст T<112 К ва юқори ва T>550 К температураларда нолга тенг бўлиши кўрсатилди.

ФОЙДАЛАНИЛГАН АДАБИЁТЛАР

1. Фаренбрух А., Бьюб Р. Солнечные элементы (теория и эксперимент), М., “Энергоатомиздат”, 1987, 278 с.
2. Зайнобиддинов С., Икрамов Р.Г., Алиев Р., Исманова О.Т., Ниязова О., Нуритдинова М.А. Гелиотехника, №3, 2003, с. 19-22.
3. Алиев Р., Зайнобиддинов С., Икрамов Р.Г., Исманова О.Т., Нуритдинова М.А. Гелиотехника, 2003, № 1, с. 18-22.
4. Аморфные полупроводники, под ред. М. Бродский, М. “Мир”, 1982, 419 с.

СЕКЦИЯ VI. ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ ЯДЕРНОЙ, ТЕПЛО- И ГИДРОЭНЕРГЕТИКИ

РАЗРАБОТКА И СОЗДАНИЕ ОПЫТНОГО ОБРАЗЦА ВЕТРОЭЛЕКТРОСТАНЦИИ С ВЕРТИКАЛЬНОЙ ОСЬЮ ВРАЩЕНИЯ ДВИГАТЕЛЯ МАЛОЙ МОЩНОСТЬЮ ДО 7 КВТ

З.Т. Азаматов, К.П. Абдурахмонов, Ш.А. Исмоилов
НИИ ФП и МЭ НУУз, 100074, Ташкент, Узбекистан, zakir.azamatov@mail.ru

В условиях роста потребления электроэнергии и истощения запасов ископаемых топлив активно развиваются альтернативные источники энергии, такие как солнечная и ветровая энергия. Среди них особое место занимает ветроэнергетика благодаря своей доступности и независимости от внешних факторов. Создание эффективного и надежного малого ветрогенератора становится актуальной задачей для повышения энергоэффективности и снижения углеродного следа предприятий и домохозяйств. Цель данной работы заключается в проектировании и создании экспериментального образца ветроэлектростанции с номинальной мощностью до 7 кВт. Такой агрегат способен обеспечить электроэнергией небольшие объекты — загородные дома, фермы, предприятия малого бизнеса, обеспечивая значительную долю потребностей в электричестве.1-2-3].

В нашей стороне разработан полный комплект конструкторской документации элементов и узлов ветроэлектростанции, а также изготовления опытного образца ветроэлектростанции:

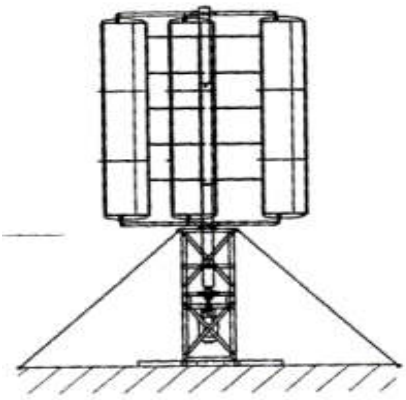
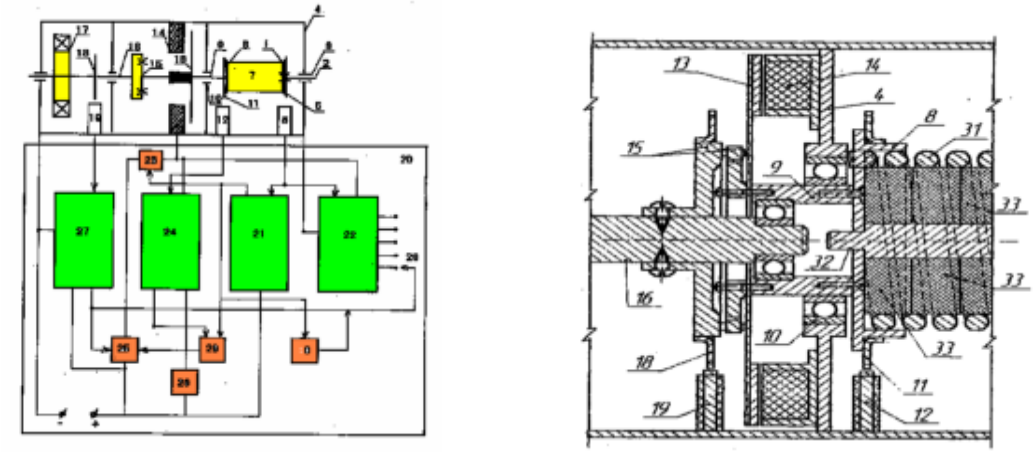


Рисунок-1. Общий вид маломощного ветрогенератора.

Целью нашей работы была разработка опытного образца ветроэлектростанции с вертикальной осью вращения двигателя с малой мощностью и конструкции лопастей также трансмиссии между ротором и электрогенераторм для ветроэлектрстанции (ВЭС) от 5 Квт до 7 Квт, работающей широком диапазоне скоростей ветра (от 2м/сек до 30м/сек).В качестве трансмиссии предлагается «реактивно-импульсная фрикционная рекуперативная передача», обладающая диапазоном коэффицента передачи 60-600 и КПД 75% ,что недостижимо для других типов передач. В ВЭС предлагается использование ротора с вертикальной осью вращение, автофлюгирующимся лопастями при движение их навстречу ветровому потоку. В результате использование уникального решение системы ротор-статор, которая «форсирует» поступающий ветер, а также грамотного решение электрической схемы и генератора стало возможным преобразование кинетической энергии ветра в механическую

на уровне 60% и преобразование механическую на уровне 70-75% соответственно. Задачей данной разработки является повышение эффективности работы передачи в режиме малых оборотов ведущего элемента при больше: оборотах ведомого элемента. Для достижения этой цели вместо пассивного промежуточного элемента фрикционного вариатора для передачи вращающего момента применен упругий накопитель энергии, что позволяет достигать огромного коэффициента передачи с медленно вращающегося ведущего элемента на ведомый элемент и производить возврат (рекуперацию) кинетической энергии ведомого элемента, муфты сцепления и части связанного с ни промежуточного элемента в нужном направлении, а начало следующего цикла производить в момент «нулевых» оборотов электромагнитной муфты сцепления и связанного с ней ведомого и части промежуточного элемента, во время колебательного процесса исключая при этом фрикционные потери на пробуксовку муфты сцепления в момент её срабатывания. В качестве промежуточного элемента предлагается использовать цилиндрическую стальную пружину, учитывая, что её КПД близок к 100% и обладает одинаковой энергоемкостью при закрутке как в одну, так и другую сторону [5].



А **В**

А) Общий вид схемы фрикционного рекуперативного маломощного ветрогенератора

В) Осевой разрез и кинематическая схема фрикционной рекуперативной передачи

1 – ведущий элемент, 2 – ведущий вал, 3,10 – подшипник, 4 – корпус, 5,11,18 – зубчатый диск, 6,12,19 – датчик, 7 – промежуточный элемент, 8 – ведомый элемент, 9 – вал, 13 и 15 – электромагнитная и обгонная муфта сцепления, 14 – электромагнит, 16 – ведомый вал, 17 – маховик, 20 – система управления, 21 – анализатор оборотов, 22 – счетный регистр, 23,25 – коммутатор, 24 – синхронизатор, 26 – блок задержки, 27 – ограничитель оборотов, 28 – датчик закрутки, 29 – схема совпадения, 30 – определитель заднего фронта импульса, 31 - пружина, 32 – штырь, 33 – шайба

Разработанный опытный образец ветроэлектростанции покажет свою работоспособность и пригодность для автономного энергоснабжения небольших объектов. Применение предложенных методик проектирования и конструирования позволило создать компактную, надежную и эффективную установку, обеспечивающую значительный вклад в снижение нагрузки на традиционные энергосети и уменьшение вредных выбросов в атмосферу. Дальнейшие исследования будут направлены на повышение КПД генераторов,

улучшение методов хранения энергии и разработку универсальной платформы для различных типов климатических условий.[1-2-3-4].

Список литературы:

1. Васильков А.А., Васильев Д.С. Ветроэнергетика и экология // Энергия и промышленность России. — 2020. — № 3–4. — С. 36–40.
2. Миронов Ю.В. Малые ветроустановки для сельских районов России // Проблемы экологии и природопользования. — 2021. — № 2. — С. 12–18.
3. Петров К.И. Современное состояние и перспективы развития ветроэнергетики в России // Вестник Московского университета. Серия 5: География. — 2022. — № 6. — С. 58–65.
4. Фролова Т.Н., Глушкова О.Б. Практические аспекты выбора оборудования для мини-ветроустановок // Альтернативная энергетика и экология. — 2023. — № 1. — С. 21–27.5: Хабибуллин Р.Г. Современные тенденции и инновации в области ветроэнергетики // Журнал науки и техники. — 2024. — № 2. — С. 33–40.
5. Азаматов З.Т.,Канунников В.В. Разработка ветрогенератора с вертикальной осью вращенеие. Альтернативная энергетика и проблемы энергобезопасности,Труды международной научно-технической конференции 22-24 апреля 2008 г., Бишкек 2008.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ГРОЗОВОЙ ЭНЕРГИИ

А. М. Касимахунова

Ферганский государственный технический университет, Узбекистан

Около пяти лет тому назад на мировой печати появилась информация о том, что путём поимки и перенаправления энергии молний в электрическую сеть, можно использовать энергию грозы [1]. Именно в этом направлении Компания Alternative Energy Holdings 11 октября 2006 года объявила о создании прототипа модели, которая может использовать энергию молнии. Предполагалось, что эта энергия окажется значительно дешевле энергии, полученной с помощью современных источников, окупаться такая установка будет за 4-7 лет.

Молния, как известно, это световая энергия с продолжительностью от несколько миллисекунд до секунды. Однако, она обладает колоссальной энергией и, практически полностью не используется, и от него природа и человечество получает только вред и ущерб. От неё энергетики спасают своих оборудований, находящихся на станциях и подстанциях, только установлением молниеотводов определенной длины. Поскольку, пока автор настоящей работы не имеет полного инженерного представления о прямом направлении энергии молнии в электрическую сеть, без ущерба на энергетическое оборудование, считает необходимым расширить исследование в области преобразования энергии при нестационарном освещении. Последний случай как раз выражает импульсного освещения фронтальной поверхности преобразователя световой энергии в электрическую, в частности фотопреобразователя (ФЭП).

До сих пор были проведены исследования в этом направлении российскими учеными в ограниченном количестве. Расчеты проделаны теоретические и пока ещё в

нашей или зарубежной литературе подробных информаций отсутствуют. Следует отметить то, что эти проделанные расчеты не рассматривают способы передачи электрической энергии, полученные от импульсного освещения, в энергосистемы. В связи с этим, можно считать, что открывается широкий область исследования и использования энергии грозы тем или иным способом. Этот вывод объясняется ещё тем, что помимо фотоэлектрического преобразователя ещё энергию света можно использовать термоэлектрическим преобразователем. Особенно бурное развитие термоэлектрической энергетики, привело к возможности создания термоэлектрических преобразователей пленочной конструкции [2], для которых передача тепловой энергии для преобразования в электрическую не требуется объёмных конструкций.

Рассмотрим случай импульсного освещения ФЭП излучением различных длинных волн. При этом, возникновение нестационарного тока смещения p-n-перехода фотовольтаический эффект определяется не только процессами переноса неосновных носителей заряда в изотипных легированных полупроводниковых слоях. Здесь ещё имеет место перезарядки объёмно заряженной области перехода основными носителями. Для рассмотрения харктера движения носителей заряда берём ФЭП, в котором базовый слой состоит из дырочного, то есть p-слоя. Тогда можно выявить процесс распределения неосновных носителей заряда – электронов в пространстве с координатами h и временем t на основе исследования уравнения нестационарной диффузии для избыточной концентрации электронов Δn (x, t).

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = D\frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} - \frac{\Delta n}{\tau} + g(x,t), \qquad (1)$$

где D,τ – коэффициент диффузии и время жизни электронов, g(x, t) – функция генерации носителей заряда переменной засветкой. Полупроводниковый слой принимается однородным, полубесконечным $(0 \le x)$, содержащим p – n – переход на стороне x=0. Представленная структура соответствует обычной конструкции кремниевых фотопреобразователей с толстым базовым слоем, который в основном определяет генерированный ток. При рассмотрении данного процесса для идеального тонкого перехода, для описания граничные условия на p – n – перехода можно использовать следующее распределение Больцмана. В любой момент времени в нем:

$$\Delta n(0,t) = n_0\left(\exp\left(\frac{qU(t)}{kT}\right) - 1\right) = u(t). \qquad (2)$$

Здесь u(t) – напряжение на p – n – переходе; n_0 – равновесная концентрация электронов в p – слое; q – их заряд; kT – тепловая энергия.

Что касается к использованию ФЭП при нестационарном световом излучении с одинаковой длиной волны, то можно использовать функцию генерации для нестационарного монохроматического освещения:

$$g(x,t) = \alpha^0 E(t)\exp(-\alpha^0 x) \qquad (3)$$

E(t) – плотность потока квантов излучения на поверхность x = 0; α^0 - их коэффициент поглощения. На рисунке 1 приведена зависимость коэффициента собирания носителей заряда Q при импульсной засветке от времени t(a) 1-1=25, 2=120, 3=440, 5=650 $см^{-1}$. Как видно из рисунка, в момент освещения импульсным светом наблюдается скачкообразный

рост сбора носителей заряда, что способствует увеличению значения коэффициента собирания, характеризующего свойства ФЭП. Погашение излучения приводит резкому спаду этого параметра. Продолжительность импульсной засветки лежит в порядке 2,5÷2,7 мкс.

В данной работе предстьавлены результаты исследования фотоэлектрических и термоэлектрических преобразователей, работающих в нестационарном освещении. За основу исследования брались математическое выражение вольт - амперной характеристики преобразователей. И, как результат исследования, были получены графические зависимости коэффициента поглощения, коэффициента собирания основных носителей заряда нестационарных фото и термопреобразователей (НФЭП и НТЭП) от длительности освещения. Установлено, что коэффициент собирания у ФЭП зависит от толщины преобразователя и с увеличением её монотонно уменьшается. Значение напряжения холостого хода элемента при импульсной засветке в начальный момент резко возрастает. Затем быстро выходит в насыщенное состояние. При наличии емкости фронт нарастания спектрального напряжения холостого хода менее крутой и для малых времен описывается, как и прежде, зависимостью, линейной коэффициенту поглощения, но более плавной и обратно пропорциональной емкости.

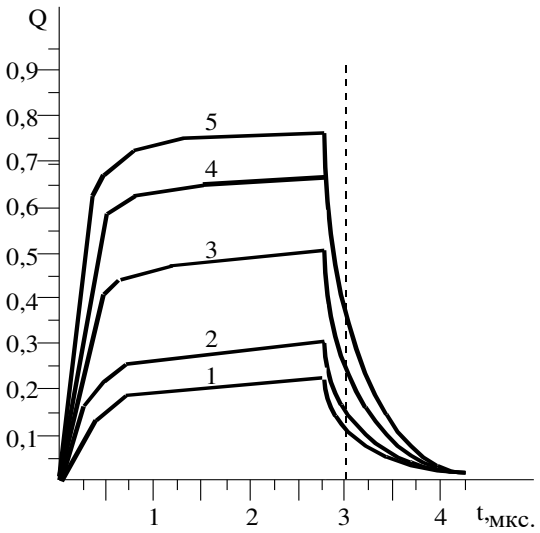


Рис.1. Зависимость коэффициента собирания носителей заряда

После выключения засветки ($t > t_0$) при емкости, равной нулю (т.е. C=0), напряжение падает со временем сначала по линейному закону, а в случае асимптотически больших t - в соответствии с зависимостью, приведенной в [3].

Литература:

1.Айхбергер С. Прогноз мирового рынка солнечной энергетики до 2019 года, 2015. // Электронное научное издание «НАУКОВЕДЕНИЕ» Том 7, № 4 (2015). [Электронный ресурс] — Режим доступа. — URL: http://naukovedenie.ru/PDF/10EVN415.pdf.

2. В. Чжу , Ю. Дэн , М. Гао , Ю. Ван , Дж. Цуй , Х. Гао Тонкопленочный солнечный термоэлектрический генератор с увеличенной выходной мощностью: интегрированная оптимизационная конструкция для получения направленного теплового потока Энергия , 89 (2015) , с. 106 – 117.

ЭХОЛОКАЦИОННОЕ УСТРОЙСТВО ДЛЯ ГЕОФИЗИЧЕСКОЙ РАЗВЕДКИ

О.Х.Кулдашов

НИИ Физики полупроводников и микроэлектроники

Современные задачи разведочной геофизики предполагают не только выявление месторождений полезных ископаемых, но и прогнозирование опасных геодинамических процессов, таких как оползни, карстовые провалы и обвалы. В этом контексте особое значение приобретают методы малоглубинной геофизики [1].

Малоглубинные исследования отличаются по задачам и условиям проведения от традиционной глубинной разведки. Используемые методы ориентированы на высокое разрешение и локальный контроль геологической среды, особенно в инженерной геологии и при строительстве.

При наземных малоглубинных исследованиях применяются акустические и ультразвуковые методы, включая:

- акустический и ультразвуковой каротаж;
- профилирование стенок выработок и шпуров [2].
- эхопросвечивание с использованием пьезопреобразователей.

Исследование песчано-глинистых и скальных пород осуществляется в шурфах, котлованах, шпурах (глубина до 6 м, диаметр 50–60 мм). Совмещённое применение просвечивания и профилирования обеспечивает получение надежных данных о скоростях продольных и поперечных волн.

Фазовый сдвиг между двумя гармоническими составляющими эхосигнала, различающимися по частоте (в диапазоне 20–80 Гц), служит основой для оценки характеристик объекта.

Предлагаемое устройство включает:

- синхронизатор, подключённый к индикатору запуска;
- приёмник и источник излучения, соединённые с фильтрами;
- фазовый детектор, работающий на основе сигналов от усилителей-ограничителей;
- система пороговых устройств и индикаторов, позволяющая судить о глубине и типе объекта.

Источник колебаний реализован на основе детонационного генератора, использующего кислород и углеводородное топливо, подаваемые через электромагнитные клапаны и смеситель. Процесс инициируется системой генерации коротких импульсов.

Охлаждение смеси и камер осуществляется встроенными радиаторами.

Длина детонационной камеры определяется из условия:

Этот расчёт позволяет обеспечить согласование временных характеристик генератора с задачами эхолокации.

Использование детонационного генератора позволяет формировать мощные и стабильные акустические импульсы с заданным спектром. Это существенно повышает точность регистрации фазовых сдвигов и, как следствие, позволяет надёжно оценивать геологические характеристики среды.

Многоканальные измерения в шпурах позволяют построить скоростные разрезы с высокой разрешающей способностью.

На рис. 1 приведена структурная схема предлагаемого устройства.

Предложенная методика и устройство обеспечивают эффективный малоглубинный акустический контроль состояния земной коры. Использование фазового анализа гармонических составляющих и применение детонационных источников открывают перспективы для высокоточной сейсмоакустической разведки в инженерной и поисковой геофизике.

Эхолокационное устройство, предназначенное для геофизической разведки, обеспечивает обнаружение и предварительную классификацию подповерхностных объектов на основе их акустической жесткости. Устройство может быть эффективно применено в областях гидроакустики и рыболокации, в частности, при проведении геофизических исследований на малых глубинах.

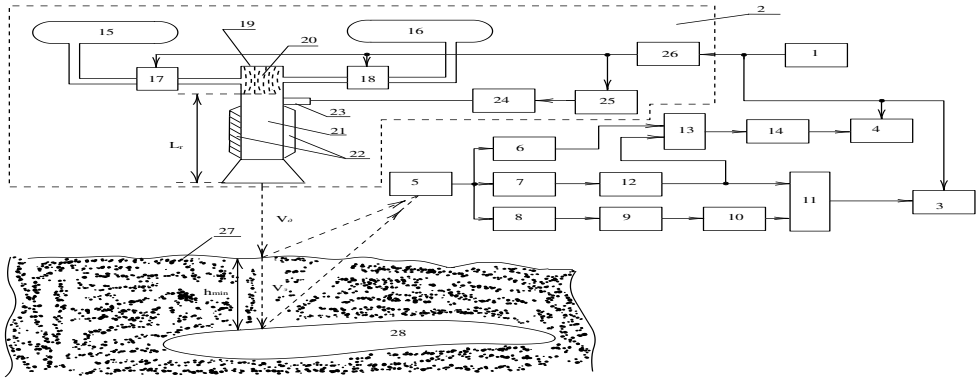


Рис. 1. Блок схема эхолокационного устройства

1 - синхронизатор, 2 - источник излучения , 3 - первый индикатор,

4 -второй индикатор, 5 - приёмника излучения 6 - пороговое устройство,

7 - первый фильтр , 8 - второй фильтр, 9 - усилитель ограничитель,

10 - удвоитель частоты, 11 - фазовый детектор, 12 - усилитель,

13 - триггер, 14 - измеритель временных интервалов, 15 - источника кислорода,

16 - источник газообразного углеводорода,

17,18 - электромагнитные клапаны, 19 - смеситель углеводородо воздушной смеси,

20 – охладитель, 21 – детонационный генератор, 22 – радиатор,

23 - устройство, 24 - система инициирования 24, 25 - генератор коротких импульсов,

26 - одновибратор.

В качестве излучателя в эхолокационной системе используется детонационный генератор. Внутри смесительной камеры углеводородно-воздушной смеси установлен охладитель, а камера сгорания генератора снабжена системой охлаждающих радиаторов. Такая конструктивная схема повышает термостойкость и эксплуатационную надежность устройства в условиях длительной работы при геофизической разведке.

Литература

1. Иванов И.И., Петров П.П. Методы акустической разведки в инженерной геологии. М.: Наука, 2022.
2. Сидоров А.А. Ультразвуковые методы в геофизике. // Геофизический журнал. 2021. №4.

ЗАЩИТА МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПОДЗЕМНЫХ КОНСТРУКЦИЙ ОТ КОРРОЗИИ

Е.С.Шаньгин, Б.Н.Файзиматов

Россия, Нижневартовский государственный университет

Катодная защита является одним из наиболее эффективных методов защиты металлических подземных конструкций от коррозии. Однако традиционные системы требуют постоянного подвода электроэнергии и регулярной корректировки параметров, что особенно затруднительно для протяжённых или удалённых участков.

Настоящая работа посвящена разработке автономного устройства катодной защиты, не зависящего от внешнего источника питания, с использованием электрета в качестве источника электростатического поля.

Целью данной разработки является повышение эффективности и надёжности катодной защиты протяжённых подземных сооружений путём снижения эксплуатационных затрат и устранения зависимости от источников электроэнергии.

Предлагаемое устройство включает в себя следующие элементы:

- Электрет, выполненный на основе полярного изолятора (например, серы), обладающий стабильным электростатическим потенциалом;
- Герметичная оболочка, снабжённая двумя клеммами;
- Минусовой электрод, соединяемый с защищаемым объектом;
- Положительный электрод, соединяемый с анодом-протектором.

В качестве источника электростатического поля используется электрет с потенциалом не выше 0,85 В, обеспечивающим оптимальные условия для катодной защиты.

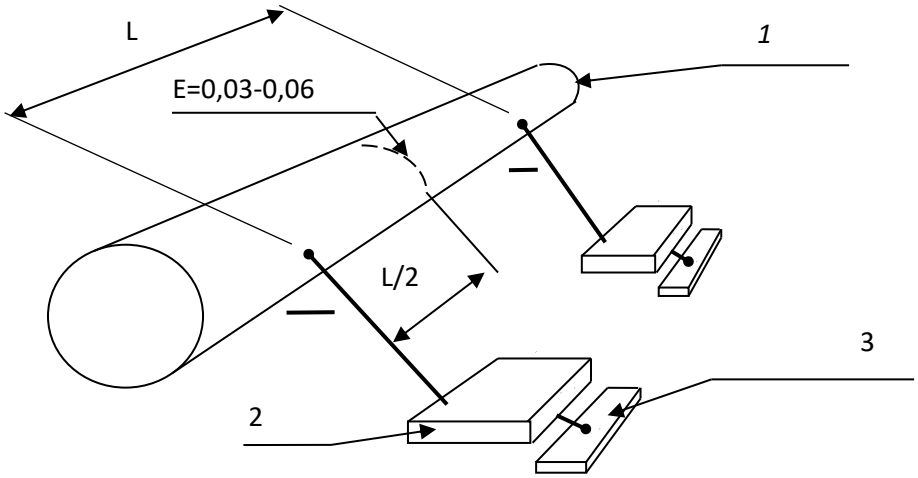


Рис.1. Схема присоединения источника электрического поля

После установки:

1. Электрет помещается в герметичную оболочку.
2. Минусовая клемма соединяется с подземным сооружением через изолированный провод.
3. Положительная клемма соединяется с анодом-протектором, заглубляемым рядом с электретом.

По мере удаления от точки подключения катода к подземному объекту наблюдается снижение защитного потенциала. Место, где остаточный потенциал составляет 0,03–0,06 В, определяется как середина между двумя устройствами (L/2). Это позволяет точно рассчитывать расстояние между установками электретов.

Электрет сохраняет свои характеристики на протяжении 10–20 лет без необходимости в коррекции. Благодаря этому:

- Исключается необходимость в электроснабжении;
- Обеспечивается долговременная и стабильная защита;
- Существенно снижаются эксплуатационные расходы;
- Упрощается техническое обслуживание и контроль.

Разработка автономного устройства катодной защиты на базе электрета представляет собой эффективное решение для защиты протяжённых подземных сооружений. Применение полярных изоляторов, таких как сера, позволяет создавать устройства с длительным сроком службы и стабильными характеристиками. Техническое решение особенно перспективно для использования в труднодоступных и удалённых районах, где организация электроснабжения затруднительна или экономически нецелесообразна.

Литература

1. Г. И Ахметов. Технологии защиты трубопроводов от коррозии. Казань: Казанский государственный энергетический университет, 2019. 205 с.
2. Потапов Н. А., Черепанов Ю. С. Современные технологии катодной защиты: теория и практика // Коррозия: материалы, защита. 2020. № 3. С. 15-22.

ГИДРОЛОГИЧЕСКИЕ ПОКАЗАТЕЛИ БОЛЬШОГО ФЕРГАНСКОГО КАНАЛА

С.Ф.Эргашев, У.С.Рустамов, Г.А.Журабоева
Ферганский государственный технический университет

В Республике Узбекистан приоритетное внимание уделяется обеспечению устойчивого и безопасного развития общества. Ключевым элементом этой стратегии является надежное и достаточное энергоснабжение, способное удовлетворять растущие потребности как народного хозяйства, так и населения.

В последние годы достигнуты значительные успехи в развитии возобновляемых источников энергии и повышении энергоэффективности. Это стало возможным благодаря внедрению современных схемных решений, основанных на передовой компонентной базе. Одним из перспективных направлений в области устойчивой энергетики является развитие гидроэнергетики. Важнейшим фактором при выборе мест для строительства гидроэлектростанций является территориальное расположение водных объектов, обеспечивающее экологически чистую выработку электроэнергии.

Ферганская область обладает значительным потенциалом в этом направлении. На её территории протекают река Сырдарья и ряд малых рек — Исфара, Сох, Шахимардансай и

Исфайрамсай, берущих начало на Алайском хребте. Эти водотоки не достигают Сырдарьи, однако играют важную роль в ирригационной системе региона.

Река Нарын питает крупнейшие каналы области, включая:

- Большой Ферганский канал,
- Южный Ферганский канал,
- Большой Андижанский канал.

Кроме того, в регионе функционируют многочисленные ирригационные магистрали, проходящие по территории области.

Таблица 1. Гидрологические показатели Большого Ферганского канала

Длина	350 км
Расход воды	180 м³/с
Поток воды	
Голова воды	Норин
Высота начала воды	500 м
41°09′32″ с. ш. 72°08′56″ в. д.	
Конец воды канала	Ходжент
Высота конца канала воды (устья)	350 м
Количество установленных микроГЭС	48 шт
Общая мощность установленных МикроГЭС, кВт /ч	2400

На трассе Большого Ферганского канала построено более 1000 гидротехнических сооружений, включая:

- 9 плотин,
- 258 водовыпусков,
- 7 водосбросов,
- 8 акведуков,
- более 50 крупных объектов гидроинфраструктуры.

Неравномерное распределение и потребление пресной воды на Земле приводит к необходимости в ряде случаев вьшужденного перераспределения естественного стока во времени и пространстве. Это обнчно реализуется с помошью регулирущих каналов водохозяйственного назначения и системы искусственнnх каналов, предназначенных для решения проблем ирригации, и коммунального водоснабжения. Режимы работы во многих из них имеют сезонный характер. Графики потребления воды во времени, как правило, задаются на весь расчетный период. Для гашения энергии потока и перераспределения его между водопотребителями на каналах возводятся специальные гидротехнические сооружения с сосредоточенны перепадом уровней в створах.

В связи с этим выделим две характерные задачи для расчета валового искусственных каналов:

1 - для канала без сосредоточенного перепада уровней;

2 - для канала с сосредоточенным перепадом уровней.

В виду отсутствия сосредоточенного перепада уровней в канале здесь возможно использование только скоростного напора или кинетической энергии потока. Требуется для заданных попусков в канал за весь ряд наблюдений $Q_{kan}(t)$ известного поперечного

сечения канала W_{kan} определить валовой энергетический потенциал E_{kan}^{val}. Расчет внполняется в следующей последовательности.

Производим разбиение годового периода на неравномерые интервалы времени Δt_i, $i=1, 2,...k$.

Рассчитьтваем среднеинтервальную мошность для заданного поперечного сечения канала по формуле:

$$\bar{N}_{kani} = 9{,}81 \cdot \bar{Q}_{kani} \cdot \bar{H}_{kani}, i = 1,2, \dots . k \qquad (1)$$

где $$\bar{N}_{kani} = \frac{\alpha V_{kani}^2}{2g} = (\alpha \bar{Q}_{kani}^2)/(\omega^2 2_g) \qquad (2)$$

- определяется годовая выработка энергии:

$$E_{kon.god\ i}^{val} = \sum_{i=}^{k} \bar{N}_{kani} \Delta t_i \qquad (3)$$

рассчитывается кривая обеспеченности годовых выработок $E_{kan.god}(P)$ и определяется E_{kon}^{val} по выражению:

$$E_{kon}^{val} = E_{kan.god}(P = 50\%). \qquad (4)$$

В тех случаях, когда вместо $Q_{kan}(t)$ известны значения скоростей воды в канале $V_{kan}(t)$ расчет N_{kani} производится, с учетом того, что:

$$Q_{kani} = V_{kani} \omega_{kan} \qquad (5)$$

и $$\bar{N}_{kani} = \frac{\alpha V_{kani}^2}{2g} \qquad (6)$$

Для канала с сосредоточенным перепадом уровней Она отличается от задачи 1 наличием сосредоточенного перепада уровней в заданном створе N_{perep}, м. Для подобннх систем N_{perep}, как правило, остается постояннм для всего расчетного периода работм канала, т.е.:

$$N_{perep} = Z_{kan}^{verx} - Z_{kan}^{nij} = const, \qquad (7)$$

Где, Z_{kan}^{verx} и Z_{kan}^{nij} - отметки уровня воды в канале до и после гидротехниче- ских сооружений (в верхнем и нижнем канале).

Величина технического гидроэнергетического потенциала отличается от валового на величину потерь мощности в агрегате, который будет установлен в данном створе, а также на величину потерь напора в зависимости от принятой компоновки гидротехнических сооружений.

При этом наличие гарантированной энергии будет зависеть от назначения канала, т.е. от режима попусков.

Для ирригационных каналов характерна сезонная выработка в период вегетационных попусков, а для Болшого Ферганского канала с круглогодичным режимом работы характерна гарантированная энергетическая отдача.

Литература

1. Р.А. Захидов, С.Л. Лутпуллаев. Мировые тенденции в развитии альтернативной энергетики и задачи Узбекистана в освоении возобновляемых источников энергии. // Гелиотехника, 2015, № 1, с.55-69.

2. Аллаев К.Р. Энергетика мира и Узбекистана. Ташкент, Молия. – 2007. С. 388. – ISBN 978 – 9943 – 302 – 06 – 8.

KATTA VA KICHIK GESLARNING EKOLOGIK TA'SIRI: BALANSLASH YONDASHUVLAR

F.F. Sharipov
NamDTU Elektr muhandisligi kafedrasi mudiri, dotsenti

Energetik xavfsizlik va barqaror rivojlanish bugungi kunning dolzarb muammolaridan biridir. Gidroenergetika qayta tiklanuvchi energiya manbai sifatida ekologik toza bo‘lib ko‘rinsada, GESlar qurilishi va faoliyati ko‘plab ekologik muammolarga sabab bo‘lishi mumkin. Ayniqsa, katta va kichik GESlar atrof-muhitga turlicha ta'sir ko‘rsatadi. Ushbu maqola mazkur muammoga ilmiy asoslangan yondashuv bilan yoritma berishni maqsad qiladi.

Ekologik barqarorlikni ta'minlash uchun GESlarning qurilishi va ekspluatatsiyasi ekologik xavfsizlik mezonlariga asoslangan bo‘lishi lozim. Bu esa ilmiy asoslangan **balanslash yondashuvlar**ni qo‘llashni talab etadi. Bunday yondashuvlar quyidagilarni o‘z ichiga oladi: ekologik monitoring, zamonaviy texnologiyalardan foydalanish, aholi va tabiat manfaatlarini uyg‘unlashtirish, shuningdek, boshqa qayta tiklanuvchi manbalar bilan energetik tizimni diversifikatsiyalash.

Shu asosda, mazkur maqolada katta va kichik GESlarning ekologik ta'siri chuqur tahlil qilinib, muvozanatli rivojlanishni ta'minlash uchun taklif etiladigan ekologik va texnik yondashuvlar ilmiy asosda yoritiladi. Maqola maqsadi – gidroenergetika rivojlanishini ekologik xavfsizlik va barqarorlik tamoyillari asosida yo‘lga qo‘yishga ko‘maklashuvchi ilmiy tavsiyalarni ishlab chiqishdir.

Katta GES: Quvvati 30 MVt dan yuqori bo‘lib, daryo oqimini to‘suvchi katta suv omborlari bilan ajralib turadi. Masalan, Norin GES, Sirdaryo GES.

Kichik GES: Odatda 1–30 MVt oralig‘ida bo‘lib, kichik daryolar va irmoqlarda joylashadi, kam miqdorda suv to‘planadi.

Gidroelektr stansiyalar (GES) — bu daryo yoki suv manbalarining potensial va kinetik energiyasini mexanik energiyaga, undan esa elektr energiyasiga aylantiradigan inshootlardir. GESlar elektr energiyasini ishlab chiqarishda ekologik tozalik va energiya resurslarining yangilanuvchanligi nuqtai nazaridan eng istiqbolli yo‘nalishlardan biri hisoblanadi.

GESlarning har xil turlari mavjud bo‘lib, ularning tanlovi geografik joylashuv, ekologik holat, iqtisodiy imkoniyatlar va energetik ehtiyojga qarab amalga oshiriladi. Katta GESlar keng ko‘lamli energiya ishlab chiqarish uchun foydali bo‘lsa, kichik va mikro GESlar chekka va tog‘li hududlar uchun muhim alternativ manba hisoblanadi. Shu sababli, GES tanlashda energetik samaradorlik bilan bir qatorda ekologik xavfsizlik ham muhim mezon sifatida inobatga olinishi kerak.

Gidroelektr stansiyalar (GES) qayta tiklanuvchi energiya manbasi bo‘lishiga qaramay, ular tabiiy ekotizimlarga, suv resurslariga, flora va faunaga, shuningdek, ijtimoiy-iqtisodiy muhitga salmoqli ta'sir ko‘rsatadi. Ayniqsa, katta GESlar ekologik muvozanatni sezilarli darajada o‘zgartirishi mumkin. Kichik GESlar ekologik xavfsiz deb qaralsa-da, ko‘plab va zich qurilish holatlarida ular ham jiddiy ta'sirga ega bo‘ladi. Quyida GESlarning asosiy ekologik ta'sir yo‘nalishlari batafsil ko‘rib chiqiladi.

GESlar energetik barqarorlik va qayta tiklanuvchi energiya ishlab chiqarishda muhim rol o‘ynasa-da, ularning ekologik ta'sirlarini e'tibordan chetda qoldirib bo‘lmaydi. Ayniqsa, katta

GESlar suv ekotizimlari, hayvonot va o‘simlik dunyosi, iqlim hamda tuproq tuzilmasiga salbiy ta’sir ko‘rsatishi mumkin. Shu sababli, GES loyihalarini ishlab chiqishda ekologik xavfsizlik choralari, zamonaviy texnologiyalar va mahalliy aholining manfaatlarini hisobga oluvchi balanslash yondashuvlar muhim ahamiyat kasb etadi.

Balanslash yondashuvi — bu gidroenergetika sohasida energetik manfaatlar bilan ekologik xavfsizlik va ijtimoiy barqarorlik o‘rtasida muvozanatni ta’minlashga yo‘naltirilgan kompleks qarorlar yig‘indisidir. Bu yondashuv GESlarni loyihalash, qurish va ekspluatatsiya qilishda iqtisodiy samaradorlikni saqlab qolgan holda, tabiatga salbiy ta’sirni minimallashtirishni nazarda tutadi.

GESlarning ekologik ta’sirini kamaytirish va energetik ehtiyojni qondirish o‘rtasida muvozanatni ta’minlash uchun balanslash yondashuvi strategik ahamiyatga ega. Bu yondashuv faqatgina texnologik modernizatsiya bilan emas, balki ekologik, huquqiy, ijtimoiy va institutsional darajadagi kompleks chora-tadbirlarni qamrab oladi. Aynan shunday integratsiyalashgan yondashuvgina GESlarning barqaror rivojlanishiga va ekologik xavfsizlikka xizmat qilishi mumkin.

GESlar yashil energiya manbasi sifatida ijobiy xususiyatlarga ega bo‘lsa-da, ular ekologik tizimlarga ham salbiy ta’sir ko‘rsatadi. Katta GESlarning kuchli ekologik ta’siri ularni har doim ham maqbul variant sifatida ko‘rishga imkon bermaydi. Shu sababli, kichik GESlar va boshqa alternativ energiya manbalarini birgalikda rivojlantirish, ekologik muvozanatni saqlashga xizmat qiladi. Ekologik xavflarni minimallashtirish uchun har tomonlama baholash, ilg‘or texnologiyalar va barqaror siyosiy qarorlar muhim ahamiyatga ega.

Gidroelektr stansiyalari (GES) zamonaviy energiya siyosatida qayta tiklanuvchi manba sifatida muhim o‘rin egallaydi. Ular elektr energiyasiga bo‘lgan ortib borayotgan ehtiyojni qondirish, iqlim o‘zgarishiga qarshi kurashish, va energiya xavfsizligini ta’minlashda asosiy vositalardan biri hisoblanadi. Biroq, GESlarning qurilishi va ekspluatatsiyasi ekologik, ijtimoiy va texnologik jihatdan sezilarli ta’sirlar bilan kechadi. Shu sababli, bu energiya manbasidan foydalanishda balanslash yondashuvi muhim ahamiyat kasb etadi.

Katta GESlar suv omborlari orqali biologik xilma-xillikka, suv ekotizimlariga, tuproq va iqlimga katta ta’sir ko‘rsatadi. Kichik GESlar esa nisbatan kamroq ekologik zarar yetkazadi, ammo ko‘plab stansiyalar to‘planib ishlatilsa, kumulativ ekologik ta’sir yuzaga kelishi mumkin. Shu boisdan har qanday GES loyihasida ekologik monitoring, baliq migratsiyasi yo‘laklari, va ekologik oqim me’yorlarini saqlash muhimdir.

Katta GESlar murakkab infratuzilmani va uzoq muddatli boshqaruv tizimlarini talab qiladi. Kichik GESlar esa moslashuvchan, tez quriladigan va texnik xizmat ko‘rsatishda qulay tizimlar hisoblanadi. GESlarni boshqa qayta tiklanuvchi manbalar (quyosh, shamol) bilan integratsiyalash, ularning energetik barqarorlikdagi rolini kuchaytiradi**.**

Har qanday GES loyihasida energiya ishlab chiqarish samaradorligi bilan ekologik xavfsizli**k** o‘rtasida muvozanatni topish zarur. Bunga erishish uchun kompleks strategiyalar zarur: ekologik monitoring, zamonaviy texnologiyalar, ijtimoiy murosalar, hamda huquqiy me’yorlar uyg‘unligi. Ayniqsa, Markaziy Osiyo kabi suv resurslari defitsiti mavjud bo‘lgan mintaqalarda transchegaraviy hamkorlik va moslashuvchan boshqaruv yondashuvlari muhim rol o‘ynaydi.

GESlar energetika sohasi uchun strategik ahamiyatga ega bo‘lishiga qaramay, ularning salbiy ekologik va ijtimoiy ta’sirlarini inkor etib bo‘lmaydi. Shuning uchun “ko‘proq energiya –

kamroq zarar” tamoyiliga asoslangan balanslash yondashuvlari asosida harakat qilish, barqaror va ekologik xavfsiz gidroenergetika tizimining garovi hisoblanadi.

Foydalanilgan adabiyotlar:

1. O‘zbekiston Respublikasi Prezidentining PQ–4512-son 2019-yil 1-may – “Kichik GESlarni rivojlantirish chora-tadbirlari to‘g‘risida” qarori.

2. Umarov B.A., Xolmatov T.Sh. Gidroenergetika asoslari**.** – Toshkent: Oliy ta’lim, 2020.

3. Qodirov R.K. O‘zbekiston Respublikasida kichik GESlar salohiyati va istiqbollari // “Texnika va Texnologiyalar” jurnali, 2021, №2.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ АТМОСФЕРНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСТВА ДЛЯ АВТОНОМНОГО ЭНЕРГОСНАБЖЕНИЯ

Г.А.Журабоева, М.А.Позилова

Ферганский государственный технический институт

Современные условия требуют поиска альтернативных, экологически безопасных источников электроэнергии, особенно для автономного применения в отдалённых регионах [1]. Одним из перспективных направлений является использование атмосферного электричества - природного ресурса, способного обеспечить устойчивую и возобновляемую подачу энергии [2].

В данной работе представлена разработка автономного энергетического устройства, преобразующего атмосферные заряды в пригодную для потребления электроэнергию промышленного стандарта. Предлагаемый автономный источник электроэнергии включает заземлённую несущую конструкцию, на верхней части которой установлена металлическая пластина. Через изоляторы на ней закреплена монтажная площадка, на которой размещён эмиттер ионизатора.

Эмиттер выполнен в виде полусферического металлического корпуса, внутри которого расположено несколько разрядников с коническими соплами. Внутри каждого сопла установлена линейка искровых разрядников, подключённых к генератору, обеспечивающему последовательную подачу высоковольтных импульсов.

Выделяющееся в процессе работы устройство электричество постоянного тока поступает на инвертор, преобразующий его в переменный ток промышленной частоты.
При подаче импульса от генератора на разрядники происходит пробой между электродами и корпусом сопла. Образующаяся искра ионизирует воздух, высвобождая поток электронов. Эти электроны ускоряются серией последующих искровых разрядов в линейке и с высокой скоростью покидают сопло. Энергия, извлечённая из движения электронов, аккумулируется и преобразуется в пригодную для использования форму. Процесс генерации не требует механического перемещения компонентов, что повышает надёжность устройства. Сопло одновременно выполняет функцию экранирования, снижая уровень радиопомех, возникающих при искровых разрядах.

Рабочие параметры устройства могут быть адаптированы путём изменения частоты импульсов и длины искрового промежутка, а также поочерёдного включения отдельных

разрядников. Это позволяет подобрать оптимальный режим функционирования и существенно повысить энергетическую эффективность системы.

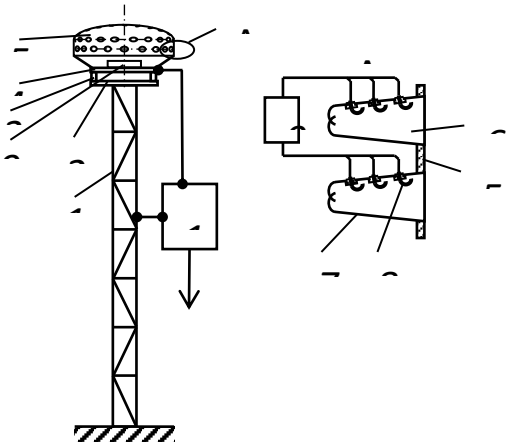


Рис.1. Схема источника энергии

Представленная конструкция автономного источника энергии демонстрирует потенциал применения атмосферного электричества как экологически чистого ресурса. Простота конструкции, отсутствие движущихся частей и возможность регулировки режима работы делают устройство перспективным решением для автономного энергоснабжения в любых климатических и географических условиях.

С точки зрения атмосферного электричества Земля функционирует как сферический конденсатор, в котором:

- Поверхность планеты (Земля) обладает отрицательным зарядом;
- Ионосфера заряжена положительно;
- Атмосфера играет роль диэлектрика, разделяющего эти две обкладки.

Разность потенциалов между Землёй и ионосферой составляет в среднем около 300 кВ. Несмотря на наличие постоянных токов утечки (ионных и конвективных), достигающих нескольких тысяч ампер, потенциал данной системы сохраняется (рис.1).

Это возможно благодаря естественному генератору, обеспечивающему пополнение утраченного заряда. Роль генератора выполняет магнитное поле Земли, взаимодействующее с потоком солнечного ветра. Вращаясь вместе с планетой, магнитное поле индуцирует электрические процессы, поддерживающие стабильность глобальной электрической цепи.

Литература

1. R. Amirante, E. Cassone, E. Distaso, and P. Tamburrano, “Overview on recent developments in energy storage: Mechanical, electrochemical and hydrogen technologies,” *Energy Conversion and Management*. 2017, doi: 10.1016/j.enconman.2016.11.046.

2. V. I. Velkin, V. V. Vlasov, and S. E. Shcheklein, “Energy efficiency house with complex use of renewable energy in harsh environments,” *Altern. Energy Ecol.*, 2015, doi: 10.15518/isjaee.2015.08-09.005.

ЭНЕРГООБЕСПЕЧЕНИЕ ГИДРОЭЛЕКТРОСТАНЦИЙ С ПОМОЩЬЮ ГИДРОКИНЕТИЧЕСКИХ ТУРБИН

М.И.Латипова, А.Латифжонов

Ферганский государственный технический университет, г.Фергана, Узбекистан

Собственные нужды гидроэлектростанций (ГЭС) представляют собой совокупность энергетических ресурсов, потребляемых самой станцией для обеспечения работоспособности оборудования и инфраструктуры. В зависимости от масштаба станции, эти потребности могут составлять от 1% до 10% от общей выработки электроэнергии [1]. Они включают в себя питание трансформаторов, насосных станций, систем охлаждения, автоматизированных комплексов управления и освещения. Учитывая необходимость бесперебойной подачи электроэнергии для этих целей, особенно в условиях аварийных ситуаций или при необходимости проведения техобслуживания основного оборудования, важно рассматривать децентрализованные и устойчивые источники электропитания.

Гидрокинетические турбины (ГКТ) [2,3], использующие кинетическую энергию потока воды без необходимости создания перепадов давления, становятся перспективным направлением для локального энергоснабжения. Их применение в рамках энергетических комплексов ГЭС может обеспечить автономное питание систем собственных нужд без ущерба для основной выработки электроэнергии.

В Узбекистане функционирует более 45 гидроэлектростанций с суммарной установленной мощностью около 1900 МВт. Среди крупнейших объектов выделяются Чарвакская, Кадырьинская и Фархадская ГЭС (рис.1.).

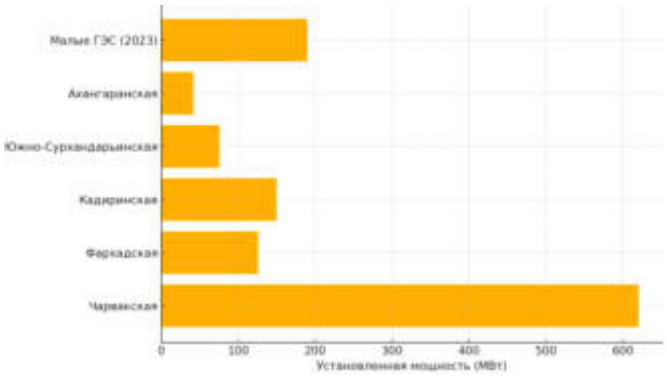


Рис.1. Установленная мощность крупнейших ГЭС Узбекистана [1]

Помимо крупных ГЭС, активно развиваются проекты по строительству малых станций, мощностью до 30 МВт, особенно в регионах с гористой местностью – Ташкентская, Сурхандарьинская и Кашкадарьинская области.

В 2023 году в стране было введено в эксплуатацию около 190 МВт новых мощностей малых ГЭС. При этом технический потенциал гидроэнергии в Узбекистане оценивается в 2940 МВт, что оставляет значительный резерв для дальнейшего освоения. Многие из этих объектов расположены вдоль рек Чирчик, Зарафшан, Сурхандарья, где возможно размещение гидрокинетических турбин в каналах сброса или регулирования потока.

В данном исследовании рассматривается техническая и экономическая целесообразность применения гидрокинетических турбин в нижнем бьефе плотины и в технологических каналах. Применяемые ГКТ представляют собой горизонтальные осевые

турбины с диаметром ротора до 1.5 м, устанавливаемые в открытом канале с направленным потоком воды.

Мощность одной турбины рассчитывалась по формуле:

$$P = 0{,}5 \cdot \rho \cdot A \cdot v^3 \cdot \eta$$

где: ρ – плотность воды (1000 кг/м^3); A – эффективная площадь поперечного сечения ротора (м^2); v – скорость потока воды (м/с); η – коэффициент полезного действия (КПД) установки, принятый на уровне 40%. Были рассмотрены типовые скорости водного потока в нижнем бьефе ГЭС от 0.5 до 3,0 м/с. Расчёты показали, что при средней скорости 2 м/с турбина мощностью 400-500 Вт может стабильно обеспечивать питание управляющей аппаратуры, с возможностью масштабирования.

График зависимости выходной мощности от скорости потока представлен на рис.2:

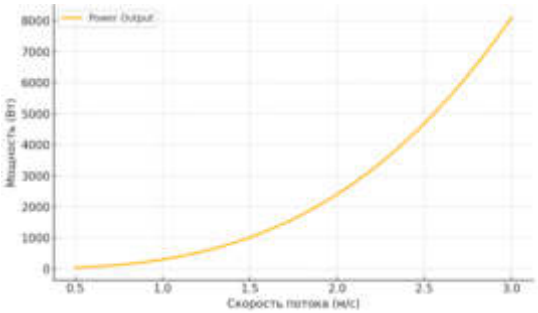


Рис.2. Зависимость выходной мощности от скорости потока воды

Наибольшая мощность, достигаемая при скорости 3.0 м/с, составила более 800 Вт. Такая мощность позволяет обеспечить: 1) аварийное освещение; 2) системы телеметрии и датчиков; 3) сервомеханизмы регулирования затворов и клапанов; 4) системы связи и охраны.

Главным преимуществом гидрокинетических турбин является их автономность. Их можно монтировать без остановки основного оборудования, используя существующую инфраструктуру (отводные каналы, шлюзы, сбросные каналы). Кроме того, они не влияют на гидравлический режим реки, поскольку используют лишь кинетическую составляющую потока. Внедрение гидрокинетических турбин в условиях гидроэлектростанций Узбекистана позволит повысить энергетическую независимость самой станции, особенно в аварийных режимах или при внешнем отключении питания. Повышается общая энергоэффективность, поскольку энергия для собственных нужд будет генерироваться локально без потерь на транспортировку. Уменьшается воздействие на окружающую среду благодаря отказу от дизель-генераторов в качестве резервного источника. Можно обеспечить устойчивое энергоснабжение в отдалённых и труднодоступных малых станциях, где прокладка дополнительных линий электропередачи экономически нецелесообразна.

Для условий Узбекистана характерны сезонные изменения уровня воды, особенно в летне-осенний период. Поэтому предлагается использовать системы плавающего монтажа с автоматическим регулированием глубины погружения турбин, что обеспечит их работу даже при малом уровне воды. Также стоит учитывать возможность интеграции с аккумуляторными системами или резервными генераторами.

С экономической точки зрения, стоимость установки одной ГКТ мощностью до 1 кВт составляет примерно 800-1200 долларов США, включая монтаж и обслуживание. При сроке

службы 10-15 лет и минимальных затратах на эксплуатацию такая система окупается в течение 2-3 лет за счёт сокращения внутренних энергетических потерь.

Использование гидрокинетических турбин в составе ГЭС для энергообеспечения собственных нужд открывает новое направление в повышении устойчивости и энергоэффективности станций. Это решение снижает зависимость от внешнего электроснабжения, увеличивает надежность систем управления и позволяет внедрять экологически безопасные технологии. Перспективы применения включают не только существующие станции, но и малые гидроустановки, в том числе в удалённых регионах Узбекистана, особенно на горных притоках и в каналах распределения.

Список использованной литературы

[1] Отчеты Министерства Энергетики Республики Узбекистан, 2023

[2] M.J.Khan, M.T.Iqbal, J.E.Quaicoe. Hydrokinetic energy conversion systems and assessment of horizontal and vertical axis turbines for river and tidal applications. A technology status review. Applied Energy, 2009

[3] A.S.Bahaj, A.F.Molland, J.R.Chaplin, W.M.J.Batten. Power and thrust measurements of marine current turbines under various hydrodynamic flow conditions. Renewable Energy, 2007.

ISSIQLIK ENERGIYASINING QAYTA TIKLANUVCHI MANBALAR BILAN INTEGRATSIYASI

D.N. Zokirova

NamDTU elektr muhandisligi kafedrasi dotsenti

Energetika sohasida global muammolardan biri – ishonchli, arzon va ekologik xavfsiz energiya manbalarini yaratishdir. An’anaviy issiqlik elektr stansiyalarining yoqilg‘iga bo‘lgan yuqori ehtiyoji va chiqindilarining ko‘pligi ekologik muammolarga sabab bo‘lmoqda. Shu sababli, qayta tiklanuvchi energiya manbalari (QTM) bilan issiqlik energiyasi ishlab chiqarishni integratsiyalash dolzarb masala bo‘lib qolmoqda. Bu nafaqat energiya samaradorligini oshiradi, balki yashil iqtisodiyotni rivojlantirishda ham muhim rol o‘ynaydi.

Qayta tiklanuvchi manbalar (quyosh, shamol, biomassa, geotermal va boshqalar) tabiatda doimiy ravishda yangilanib turadigan, ekologik jihatdan toza bo‘lgan energiya resurslaridir. Ular yordamida elektr energiyasi bilan bir qatorda issiqlik energiyasini ham samarali ishlab chiqarish mumkin. Bunday manbalarni issiqlik energiyasi tizimlariga integratsiyalash, ya’ni ularni mavjud issiqlik ishlab chiqarish va ta’minot tizimlari bilan birgalikda ishlashga moslashtirish, energiya samaradorligini oshirish**,** yoqilg‘i sarfini kamaytirish**,** atmosferaga chiqadigan zararli moddalarning miqdorini kamaytirish kabi ijobiy natijalarga olib keladi.

Issiqlik energiyasini qayta tiklanuvchi manbalar bilan birlashtirish bugungi kunda quyidagi sohalarda keng qo‘llanilmoqda:

- ✓ Markazlashtirilgan isitish tizimlari (masalan, shaharlardagi issiqlik tarmoqlari),
- ✓ Sanoat texnologik jarayonlari (masalan, oziq-ovqat, kimyo, qog‘oz sanoatida),
- ✓ Qishloq xo‘jaligi (issiqxonalar, parranda va chorvachilik ob’ektlari),
- ✓ Yashash xonadonlari va muassasalarda isitish va issiq suv ta’minoti.

Issiqlik energiyasini qayta tiklanuvchi manbalar bilan integratsiyalash bo‘yicha amalga oshirilgan tahlillar shuni ko‘rsatadiki, bu yo‘nalish katta potensialga ega bo‘lishiga qaramay, amalda uni joriy etishda qator tizimli muammolar mavjud. Texnologik bazaning yetarli darajada rivojlanmaganligi, moliyaviy to‘siqlar, normativ-huquqiy asoslarning zaifligi va kadrlar tanqisligi asosiy muammolar qatoriga kiradi. Shu bois, kelgusida mazkur yo‘nalish bo‘yicha kompleks rivojlanish dasturlari, davlat va xususiy sektor sherikchiligi asosida keng ko‘lamli loyihalar amalga oshirilishi lozim.

XXI asr energetika siyosatining asosiy yo‘nalishlaridan biri — barqaror rivojlanishga erishish, ekologik xavfsizlikni ta'minlash va energiya mustaqilligini kuchaytirishdan iborat. Ushbu maqolada olib borilgan tahlillar asosida quyidagi muhim xulosalar chiqarildi:

1. Integratsiya imkoniyatlari keng va diversifikatsiyalashgan. Issiqlik energiyasini quyidagi asosiy qayta tiklanuvchi manbalar bilan integratsiyalash mumkin:

Quyosh energiyasi**:** Yassi va vakuum kollektorlar yordamida to‘g‘ridan-to‘g‘ri issiqlik ishlab chiqariladi.

Biomassa: Organik chiqindilarni yoqish yoki biogaz shaklida foydalanish orqali issiqlik olinadi.

Geotermal energiya: Yer osti issiqligi nasoslar orqali binolarga uzatiladi.

Shamol energiyasi (bilvosita): Elektr energiyasi ishlab chiqarilib, issiqlikka aylantiriladi (elektr qozonlar, issiqlik nasoslari).

Ushbu integratsiya turlari bir-birini to‘ldirishi va gibrid tizimlar shaklida ishlashi mumkin.

2. Ekologik va iqtisodiy afzalliklar mavjud. Integratsiyaning asosiy ijobiy jihatlari:

Zararli chiqindilarning kamayishi, xususan, CO_2 va SOx/NOx kabi gazlarning sezilarli darajada pasayishi.

Ekspluatatsiya xarajatlarining kamayishi: qayta tiklanuvchi manbalarda yoqilg‘i xarajati mavjud emas.

Energiya mustaqilligi va xavfsizligi: ichki resurslardan foydalanish imkoniyati.

Iqlim o‘zgarishiga qarshi kurashga hissa: Parij kelishuvi kabi xalqaro kelishuvlarga muvofiqlik.

3. Amaliy tatbiq etish muammolar bilan to‘qnashmoqda. Shu bilan birga, integratsiyani keng joriy etishda quyidagi muammolar mavjud:

Texnologik cheklovlar: ayrim hududlarda zarur texnik bazaning yo‘qligi.

Yuqori boshlang‘ich xarajatlar: kollektorlar, issiqlik nasoslari, geotermal quduqlar va boshqa qurilmalar qimmat.

Mutaxassislar yetishmovchiligi: maxsus sohalarda tayyorlangan kadrlar soni kam.

Huquqiy va tashkiliy to‘siqlar: tartibga soluvchi qonunchilikning sust rivojlanganligi.

Ushbu muammolarni bartaraf etish uchun davlat siyosatida maqsadli strategiyalar, sarmoya jalb qilish, kadrlar tayyorlash va innovatsion tadqiqotlarga e’tiborni kuchaytirish zarur.

O‘zbekiston quyosh nurlanishi, biomassa chiqindilari, geotermal suvlar va ba’zi hududlarda shamol resurslari borasida katta tabiiy potensialga ega. Issiqlik energiyasiga bo‘lgan talab yuqori (xonadonlar, sanoat, qishloq xo‘jaligi va issiqxonalar). Uzoq hududlarda gaz tarmoqlarining cheklanganligi qayta tiklanuvchi issiqlik tizimlarini afzal qiladi. Shu sababli, quyosh kollektorlarini ommaviy joriy etish, biomassa qurilmalarini ishlab chiqarish, geotermal nasoslar infratuzilmasini yaratish – mamlakatning energiya mustaqilligiga katta hissa qo‘shadi.

Issiqlik energiyasining qayta tiklanuvchi manbalar bilan samarali integratsiyasi uchun quyidagi chora-tadbirlarni taklif etish mumkin:

Milliy darajadagi strategik reja ishlab chiqish (energiya aralashmasida qayta tiklanuvchi issiqlikning ulushini belgilash). Davlat subsidiya va soliq imtiyozlarini kengaytirish qayta

tiklanuvchi texnologiyalarga. Hududiy energiya xaritalarini yaratish — har bir mintaqaga mos keluvchi manbani aniqlash. Innovatsion startaplar va xususiy sektorni rag‘batlantirish**.** Kadrlar tayyorlash va ilmiy-tadqiqotlarni rivojlantirish — OTMlarda maxsus yo‘nalishlar ochish, tajriba laboratoriyalari tashkil etish.

Issiqlik energiyasini qayta tiklanuvchi manbalar bilan integratsiyalash orqali energiya ta’minotida mustahkamlik, ekologik xavfsizlik va iqtisodiy samaradorlikka erishish mumkin. Quyosh, biomassa, geotermal va shamol energiyasi asosida ishlab chiqilgan integratsiyalashgan tizimlar kelajakda sanoat, kommunal va qishloq xo‘jaligi tarmoqlari uchun asosiy yechim bo‘lib xizmat qiladi. Bunday tizimlarning muvaffaqiyatli amalga oshirilishi uchun texnologik yangiliklar, davlat siyosati va investitsiyalar muhim rol o‘ynaydi.

Issiqlik energiyasining qayta tiklanuvchi energiya manbalari bilan integratsiyasi — nafaqat texnologik inqilob, balki ekologik va iqtisodiy barqarorlik tomon muhim qadamdir. O‘zbekiston sharoitida bu soha hali to‘liq o‘zlashtirilmagan bo‘lishiga qaramay, katta salohiyatga ega. Mazkur yo‘nalishda izchil harakatlar qilinsa, yaqin yillarda mamlakatda ekologik toza, tejamkor va barqaror issiqlik ta’minoti tizimlari shakllanishi mumkin.

Foydalanilgan adabiyotlar ro‘yxati

1. Карпенко, Г.Ф., Головин, А.В. *Возобновляемые источники энергии: Учебник*. – М.: Энергоатомиздат, 2018. – 352 с.
2. Патрушев, С.В., Субботин, Н.П. *Энергосбережение и альтернативные источники энергии*. – СПб.: Питер, 2020. – 416 с.

СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ АВТОМАТИЗАЦИИ ВОДНОГО ХОЗЯЙСТВА

А.А.Саримсаков, Т.Т.Мойдунов
Ошский технологический университет, Киргистан

В последние годы в Киргизской Республике в рамках масштабных реформ реализуются меры по:

- Повышению эффективности государственного управления в водном хозяйстве;
- Совершенствованию системы и принципов управления водными ресурсами;
- Улучшению мелиоративного состояния орошаемых земель;
- Повышению эффективности использования водных ресурсов;
- Совершенствованию системы их учёта;
- Укреплению материально-технической базы водохозяйственных организаций.

Параллельно с реформами в сельском хозяйстве и диверсификацией сельхозпроизводства возрастает потребность в:

- Совершенствовании водохозяйственной инфраструктуры;
- Внедрении современных методов управления и учёта водных ресурсов.

Для автоматизации водоучёта используются:

Первичные измерительные устройства, определяющие расход по одной-двум переменным;

Преобразователи, поддерживающие подключение к телемеханике и авторегулированию;

Затворы-регуляторы, устройства связи и телемеханики на гидросооружениях;

Методы регулирования по верхнему и нижнему бьефам, а также смешанные способы.

Системы автоматизации позволяют [1]:

Поддерживать устойчивый расход в нижних бьефах;

Рационально использовать поливную технику;

Направлять избыточные расходы в резервные емкости;

Распределять малые расходы равномерно;

Устанавливать автоматические перегородки для управления отводами.

Рост агропромышленного производства требует более точного и оперативного управления [2]. Это достигается за счёт:

- Применения методов математического моделирования;
- Алгоритмов системного анализа, прогнозирования и планирования;
- Использования автоматизированных систем управления (АСУ).

Разработанная автоматизированная система учёта и распределения водных ресурсов обладает следующими функциями:

- Онлайн-учёт водопотребления;
- Учёт запасов воды в водоёмах;
- Хранение данных распределения в архиве и реальном времени;
- Дистанционное управление распределением воды;
- Автоматизация подачи по заданным графикам;
- Сигнализация и архивирование технических неисправностей;
- Автоматическая генерация ежедневных и ежемесячных отчётов;
- Ведение аварийных режимов управления;
- Создание диспетчерской службы управления;
- Онлайн-передача информации в центральные и удалённые пункты.

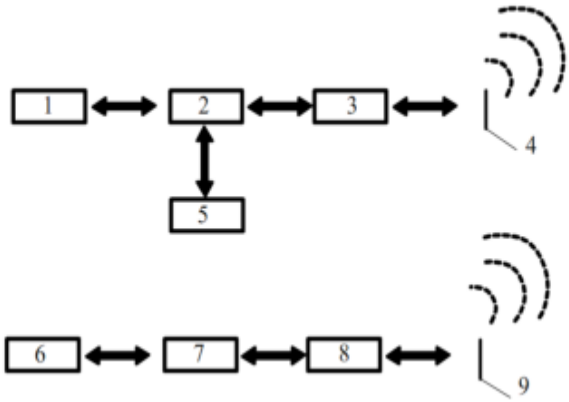


Рис.1. Блок схема системы.

где: 1 - датчики, 2- микропроцессорное устройство, 3 – радиомодем, 4 – антенна, 5 - исполнительные механизмы, 6 – компьютер, 7 – конвертор, 8 - центральный модем, 9 - центральная антенна

Для функционирования системы необходимы следующие устройства:

Персональный компьютер;

Микропроцессорные вторичные измерительные приборы;
Интерфейсный преобразователь RS-232/RS-485;
Измерители скорости и уровня воды с аналоговым выходом;
Электроприводы с частотным управлением для затворов;
Используемый радиомодем «Невод»:
Поддерживает подключение до 256 узлов;
Может работать как приёмник, передатчик и ретранслятор одновременно;
Позволяет расширять систему до 1024 узлов при добавлении портов на управляющем ПК.

Литература

1. А.А. Пахомов, Н.А. Колобанова. Автоматизированное управление процессом водоподачи с использованием гидравлических средств регулирования // Научный журнал Российского НИИ проблем мелиорации.- 2013. – № 4(13). – С. [168-178].
2. Е.С.Семенистая, И.Г.Анацкий, Ю.А.Бойко. Разработка программного обеспечения автоматизированной системы контроля и учета энергоресурсов и воды. Инженерный вестник Дона, №4 (2016).
3. Юрченко И.Ф., Трунин В. В. Система поддержки принятия решений по водораспределению на базе Веб технологий//Научный журнал Российского НИИ Проблем мелиорации.2014. №2(14). С.87-97.

TOG‘ OLDI HUDUDLARI UCHUN GIRLYANDLI MOBIL MIKROGIDROELEKTR STANSIYA ENERGETIK PARAMETRLARINI ANIQLASH

S.S. Sultonov, M.A.Sultonova
Elektr muhandisligi kafedrasi assistenti, Namangan davlat texnika universiteti, Namangan, O‘zbekiston
e-mail: sultonovss@mail.ru

Tog‘ va tog‘ oldi hududlarida suv tezligi yuqori bo‘lgan oqar suv xavzalarining kinetik energiyasidan elektr olishda tavsiya qilinayotgan girlyandli mikro gidroelektr stansiya qollaniladi. Ushbu girlyandli mikro gidroelektr stansiya parraklari va ularni mahkamlovchi asosi polimer materiallardan yasalgan (1-rasm). Bunday turdagi girlyandli mikro gidroelektr stansiyalar uchun qoshimcha gidrotexnik inshoatlar: bino, to‘g‘on yoki maxsus kanal qurish talab qilinmaydi.

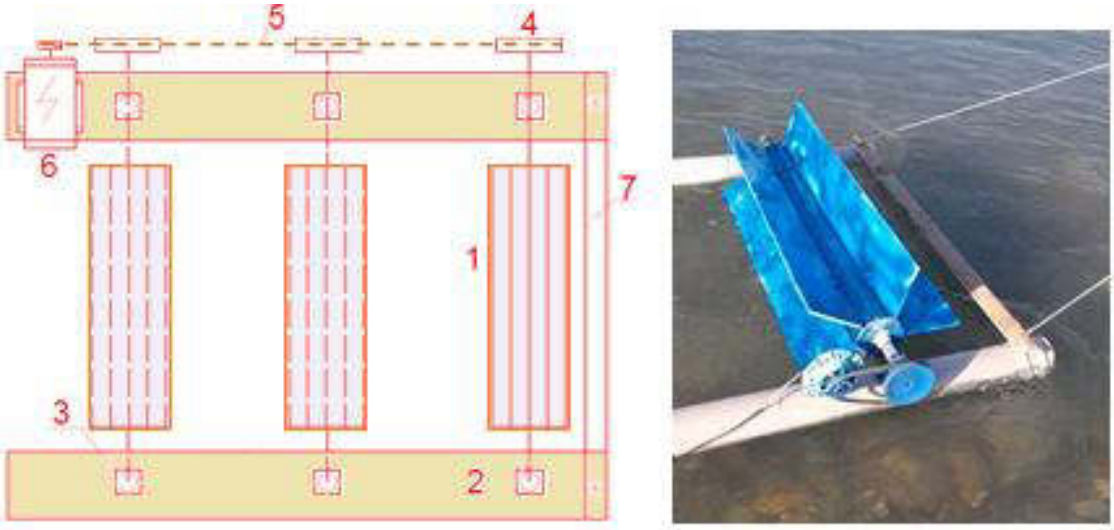
Bunda: 1-suv parraklari; 2-ichi bo‘sh tsilndr; 3-podshibniklar; 4-shkiv; 5-tasmali uzatma; 6-generator; 7-tutgich.

Girlyandli mikro gidroelektr stansiyalar ekologik tomondan, xududlarda o‘simlik va suv osti hayvonot olamiga zarar yetqazmaydi. Suv sathi past bo‘lgan (0,4 m dan yuqori) joylarda ham ishlay oladi [1].

Girlyandli mikro gidroelektr stansiyasini ish samaradorligi quyidagi faktorlarga bog‘liq:

— Suv oqimining tezligiga;
— Suv parragining ta‘sir yuzasiga;
— Suv parragi qirralarining burilish burchagiga;

— Suv parragining qanotlar soni;
— Qurilmaning o‘girligi.



1-rasmda. Suvda suzuvchi girlyandli mikro gidroelektrostansiya.

Bularning barchasi parraklarning aylanish momentiga va aylanishlar soniga o‘z ta‘sirini ko‘rsatadi [2].

Ushbu maqolada, girlyandli suvda suzuvchi mikro gidroelektr stansiya xarakteristikalari eksperimental va kompyuter dasturlari orqali o‘rganildi. Bunda suv tezligi, parrak yuzasi, parraklar soni va suvning yo‘nalish burchaklari o‘zgartirilib suv parragining samaradorligi hisoblandi[3].

MikroGES quvvatini hisoblash:

$$P_s = \rho \cdot g \cdot H_d \cdot Q \cdot \eta_n \cdot \eta_m \cdot \eta_g \text{ (W)}$$

Bu yerda: ρ-suv zichligi, kg/m^3; g-erkin tushish tezlanishi, m/s^2; H_d – suvning dinamik bosmi,m; Q-turbinadan oqib o‘tuvchi suv sarfi, m^3/s; η_t-turbinaning foydali ish koefitsenti; η_m-mexanik uzatmalarning foydali ish koefitsenti; η_g-gidrogenerator foydali ish koefitsenti.

Dinamik bosim quyidagiga teng:

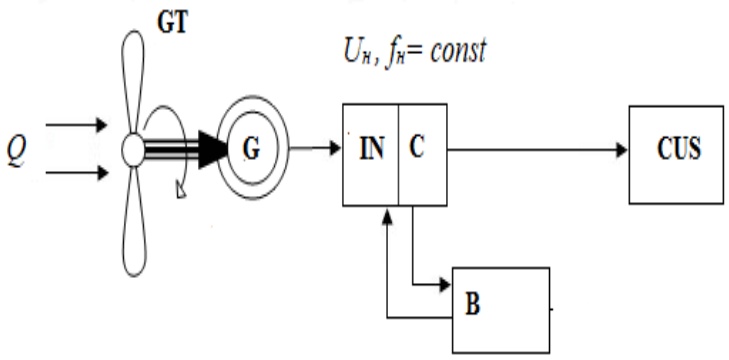
$$H_d = \frac{v^2}{2g}, m$$

bu yerda: *v*-suv oqimining tezligi m/s.

Turbinadan oqib o‘tuvchi suv sarfi teng:

$$Q_t = S_t \cdot v, \text{ m}^3/\text{s}$$

bu yerda: S_t – turbina parraklarining yuzasi.



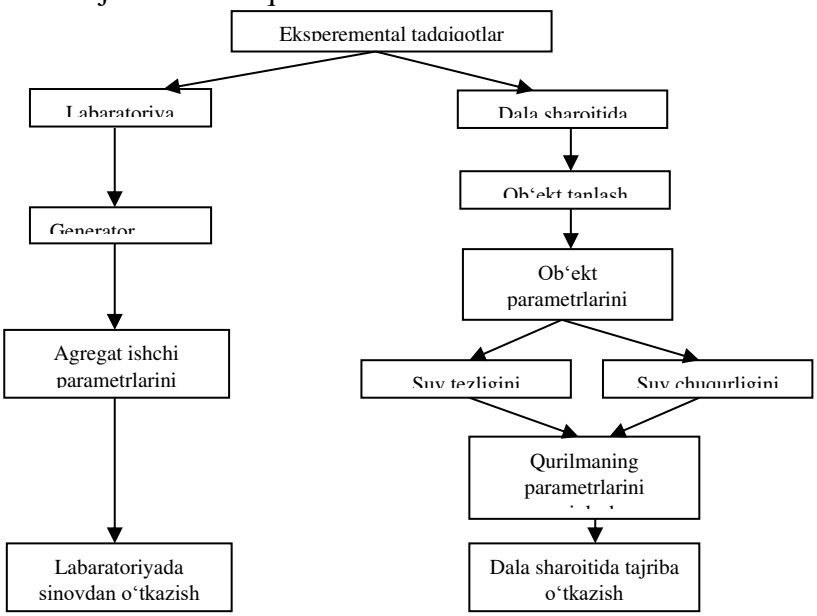
2-rasmda. MikroGES orqali elektr ta‘minotining texnologik sxemasi [3].

Bunda: Q – Suv energiya oqimi; GT – Gidroturbina; G – generator, CUS – Foydali yuklama; IN– invertor; C – stabilizator; B – akkumulyator batareyasi.

Eksperimental tadqiqotlarning maqsadi qurilmaning parametrlari, agregat ishchi harakteristikalari, qurilmaning energetik va ekspluatatsion sifatini baholash va nazariy tadqiqotlar bilan solishtirish [4].

Eksperement 2 ta etapdan tashkil topadi: labaratoriya va dala sharoitida. Boshlashdan oldin nazariy tadqiqotlar asosida tajriba o‘tkazish dasturi tuziladi.

Ushbu maqolada girlyandli mobil mikrogidroelektr stansiyani dastlabki loyihalash va hisob ishlari olib borildi. Dastlabki natijalarga ko‘ra, qurilmaning asosiy konstruktiv qismini polimer materiallardan yasash ko‘zda tutildi. Dastlab bitta qatorli mikrogidroelektr stantsiyaning, 3 hil o‘lchamlardagi quvvatlari hisoblandi. Suv tezligining ortishi elektr generator ish rejimlarini o‘zgartirishni talab qiladi va bunda maxsus gidrogenerator tanlash talab etiladi. Suvda ishlashga mo‘ljallangan, zanglamaydigan va germetik konstruktsiyali detallardan foydalanish talab qilinadi. Ushbu qurilmaning mobil konstruktsiyaliligi transport jixatidan qulay, xavfsiz va ishonchli bo‘lishini talab etadi. Suv parragining uzunligi, balandligi, qatorlar soni va ular orasidagi masofa energiyasamaradorlik jixatidan maqbullashtiriladi.



Eksperemental tadqiqot dasturining sxemasi.

1-jadval

Girlyandli mikrogidroelektr stansiya parraklarining o‘lchamlari[3]

№	Parametrlar	O‘lchamlari, (mm)
1	Tashqi diametri	400
2	Ichki diametri	100
3	Parrakning balandligi	150
4	Parraklarning uzunligi	L_1=450, L_2=750, L_3=1000
5	Parrakning qalinligi	4
6	Parraklar soni	N_1=5 N_2=8
7	Shkiv diametri	100

Yuqoridagilarni inobatga olib, quyidagi xulosalarga kelindi:

1. Suzuvchi mikroGESlar yoki suvda cho‘kmaydigan suv parraklari qo‘llanganda, suv sathining pasayishi chiquvchi quvvatga ta‘sir ko‘rsatmaydi.
2. Suv g‘ildiragining yuzasi, parraklar soni va suvning tezligi ta‘sir qiluvchi faktorlar sifatida qabul qilingan va unga asosan tajriba sinovlari o‘tkazilgan.
3. Erkin oqimli girliyandli mikroGESlarni o‘lchamlari 1-2 m, suv tezligi 2-3 m/s va parraklar soni 6-12 bo‘lgan holatda samari ekanligi aniqlandi.
4. MikroGESda aylanma harakatni uzatishda tasmali uzatma, generator sifatida PMGS doimiy magnitli sinxron generator qo‘llanildi.
5. Elektr ta‘minotini ishonchliligini oshirish maqsadida, ishlab chiqilgan elektr energiyani akkumlyator batareyalida saqlash ko‘zda tutilgan.

Adabiyotlar:

[1] A. Rajabov, A. Bokiev, N. Nuralieva, and S. Sultonov, “Mobile power supply for drip irrigation systems,” in IOP Conference Series: Materials Science and Engineering, 2020, vol. 883, no. 1. doi: 10.1088/1757-899X/883/1/012109.

[2] A. Bokiev, N. Nuralieva, S. Sultonov, A. Botirov, and U. Kholiknazarov, “Diversification of energy supply to the agricultural sector in the conditions of Uzbekistan,” in E3S Web of Conferences, 2021, vol. 264. doi: 10.1051/e3sconf/202126404022.

[3] A. Bokiev, S. Sultonov, N. Nuralieva, and A. Botirov, “Design of mobile electricity based on solar and garland micro hydro power plant for power supply in Namangan region mountain areas,” in E3S Web of Conferences, 2023, vol. 365. doi: 10.1051/e3sconf/202336504003.

[4] B. A. Nasir, “Performance Characteristics of Floating Micro-Hydro-Electric Power Plant,” Researchgate.Net, vol. 3, no. January. 2018.

[5] D. Kodirov and O. Tursunov, “Calculation of Water Wheel Design Parameters for Micro Hydroelectric Power Station,” in E3S Web of Conferences, 2019, vol. 97. doi: 10.1051/e3sconf/20199705042.

USING INSTRUMENTAL NEUTRON ACTIVATION ANALYSIS IN PLANT SAMPLES IN THE AREA AROUND THE PLANNED CONSTRUCTION OF A NUCLEAR POWER PLANT IN JIZZAKH REGION

S.M. Sharipova, B.Kh. Yarmatov, I.I. Sodikov, M.I. Salimov

E-mail: msalimov@inp.uz

Monitoring the ecological condition of the environment is the main step in assessing risks, protecting the environment and public health, and developing and implementing measures to prevent processes that negatively affect biodiversity.

In setting tasks for environmental monitoring, priority is given to areas with natural and anthropogenic problems that pose high ecological risk. Undoubtedly, the area near Lake Tuzkon

in Jizzakh region, where the construction of a nuclear power plant is planned, is one such priority area.

To determine the quantitative composition of macro and microelements in selected samples, we used the instrumental neutron activation analysis (INAA) method. This method has significant advantages in elemental analysis, including high sensitivity, multi-element capabilities, and the absence of contamination from chemical reagents, unlike other analytical methods.

Samples were collected in an area within a 40 km radius of the planned NPP site, taking into account field measurement points, wind direction, and settlement locations.

The following equipment was used: a 10 MW VVR-SM research nuclear reactor, an HPGeGC-1518 semiconductor detector gamma spectrometer, and a multi-channel DSA-1000 analyzer. Gamma spectra were processed using the Genie-2000 software. Sample irradiation was carried out in the vertical channel of the VVR-SM reactor at the Institute of Nuclear Physics with a neutron flux density of $5–7\times10^{13}$ cm^{-2}/s.

After drying and sieving, plant samples were thoroughly mixed. From the total, 2 grams were taken and ground into powder. For three irradiation modes, three aliquots weighing 80–100 mg each were selected, sealed in polyethylene bags. Certified reference materials SL-1, SL-3, PVTL, and lab-prepared samples were also used. Samples were packed in polyethylene and aluminum foil and placed in an aluminum container for irradiation.

Samples were irradiated in the VVR-SM reactor and, after cooling, transported to the laboratory. Containers were opened in special protective boxes, repacked, and measured.

Gamma spectra of radionuclides were measured with a semiconductor gamma spectrometer manufactured by CANBERRA. The Genie-2000 software was used for measuring and processing.

Considering irradiation and cooling regimes, sample weight, and analytical peak locations, different analysis channels were chosen. Standard reference samples were analyzed for calibration. Different regimes were used for radionuclides with various half-lives:

1. Irradiation – 20 sec, cooling – 3 hours, measurement – 200 sec
2. Irradiation – 5 hours, 1st measurement – after 3 days, 2nd – after 10 days

Samples were irradiated in the reactor's vertical channel for 30 seconds with a neutron flux of $5–7\times10^{13}$ $cm^{-2}s^{-1}$. Induced activity was measured after 1 hour for magnesium, chlorine, copper, and manganese. Soil copper was measured the next day. Measurement time – 600 seconds.

For medium-lived radionuclides (calcium, bromine, lanthanum, gold, uranium, antimony, bromine, lanthanum) samples were irradiated for 1 hour, measured 2 days post-irradiation. Measurement time – 1800 seconds.

For long-lived radionuclides (manganese, samarium, uranium, arsenic) samples irradiated for 5 hours were measured 10–20 days later. Accuracy was confirmed with reference materials: SL-1, SL-3, and PVTL.

We studied the elemental composition of plants around the planned NPP site near Lake Tuzkon using neutron activation analysis. Plant samples were collected according to standard methods, cleaned, dried, ground, and sieved. Short-lived isotopes required 60–80 mg samples; for medium and long-lived isotopes – 80–100 mg. Samples were irradiated in the neutron flux of the VVR-SM reactor and measured at the Nuclear Physics Institute of the Academy of Sciences of Uzbekistan.

(Table summarizing elemental mass % for each month and element is included in the original file)

Table 1. INAA results of plant samples

#	Element	Element composition, % mass.				
		April	September	November	May	September
1	Mn	9,14E-03	8,61E-03	1,27E-02	8,91E-03	7,74E-03
2	Sm	1,29E-05	1,45E-05	1,58E-05	4,28E-05	1,68E-04
3	U	4,11E-05	2,21E-04	1,42E-04	8,54E-04	6,16E-04
4	As	3,40E-04	2,95E-04	3,95E-04	2,33E-04	2,21E-04
5	Sb	5,12E-06	5,43E-06	6,10E-06	1,16E-05	5,30E-06
6	Br	5,91E-04	6,65E-04	8,25E-04	7,99E-04	6,91E-04
7	La	3,54E-05	2,93E-05	4,37E-05	2,43E-05	3,14E-05
8	Nd	1,12E-04	2,28E-05	2,96E-05	3,22E-04	2,40E-05
9	Ce	3,20E-05	4,71E-05	4,90E-05	4,10E-05	2,60E-04
10	Lu	4,51E-06	1,94E-06	1,87E-06	3,26E-06	1,50E-06
11	Se	1,91E-05	6,00E-05	7,80E-05	2,01E-05	7,10E-05
12	Tb	3,45E-06	4,57E-06	5,19E-06	5,55E-06	3,00E-06
13	Th	2,19E-04	2,49E-04	3,50E-04	9,95E-05	2,30E-05
14	Cr	3,20E-04	3,80E-04	3,30E-04	3,51E-03	7,90E-04
15	Yb	7,63E-06	8,29E-06	6,55E-06	4,50E-06	8,70E-06
16	Hf	3,99E-05	7,98E-06	8,42E-06	4,55E-05	9,40E-06
17	Ba	1,52E-02	1,67E-02	1,78E-02	6,01E-03	3,10E-03
18	Sr	1,52E-02	1,72E-02	1,95E-02	3,89E-03	8,60E-02
19	Cs	4,65E-05	4,90E-05	3,60E-05	5,21E-05	3,90E-05
20	Ni	1,15E-03	8,52E-04	6,71E-04	1,45E-03	6,60E-04
21	Sc	9,85E-05	2,70E-05	2,63E-05	9,65E-05	2,50E-05
22	Rb	8,45E-04	2,81E-03	2,12E-03	7,80E-04	2,50E-03
23	Fe	8,75E-02	2,05E-01	3,42E-01	2,86E-01	7,80E-02
24	Zn	2,94E-03	1,10E-02	1,63E-02	3,74E-03	1,10E-02
25	Co	1,72E-04	3,87E-05	4,97E-05	1,23E-04	5,10E-05
26	Ta	3,11E-06	2,98E-06	2,71E-06	2,14E-06	1,12E-06
27	Ca	7,82E-01	1.54	1.85	4,71E-01	2,6
28	Eu	1,02E-05	2,21E-06	2,62E-06	1,02E-05	1,98E-06

Sampling points from the Jizzakh NPP construction site were selected to monitor seasonal changes. Elemental composition analysis of collected samples showed consistency with typical values for similar objects.

The INAA technique was developed and optimized for studying trace elements in environmental samples. It enables the identification of up to 30 elements in soil, plant, and water samples with sensitivity from $n\times10^{-1}$% to $n\times10^{-7}$% and relative error from 1% to 20%.

The obtained data and developed methods can be used to assess the environmental state around the NPP site.

REFERENCES

1. R.H.Filby, K.R.Shah / Activation analysis and applications to environmental research // Toxicological & Environmental Chemistry, V.2, Issue 1 (1974).

2. G.M.Kolesov / Neutron activation analysis of environmental materials // Analyst, 1995, 120, P.1457-1460.
3. E.S.Flitsiyan / Use of neutron-activation techniques for studying elemental distributions: applications in geochemistry, ecology and technology // Radiation Measurements, Volume 28, Issues 1–6, 1997, P. 369-378.
4. E.Steinnes / Neutron Activation Techniques in Environmental Studies // Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, V.243(1), P.235-239.
5. J.Kucera / The Use of Neutron Activation Analysis in Environmental and Biomedical Research // AIP Conf. Proc. 958 (2007), P.28–32.
6. Danilova E.A., Kurbanov B.I., Akhmedov Ya.A., Khushvaktov N.Kh., Farmanov Kh.Sh. / Application of Instrumental Neutron Activation Analysis for Environmental Monitoring of Technogenic Areas in Uzbekistan. Proceedings of the 21st International Scientific Conference, Minsk, Belarus, May 20–21, 2021. P.166-169.