



SCIENTIFIC BULLETIN

PHYSICAL AND MATHEMATICAL RESEARCH

ILMIY HABARNOMA

FIZIKA-MATEMATIKA TADQIQOTLARI

2025
VOLUME 7
ISSUE 1

ЗАХИРИДДИН
МУҲАММАД БОБУР
НОМИДАГИ АНДИЖОН
ДАВЛАТ УНИВЕРСИТЕТИ

ANDIJAN STATE
UNIVERSITY NAMED
AFTER ZAKHIRIDDIN
MUKHAMMAD BABUR

ИЛМИЙ ХАБАРНОМА

Физика-математика
тадқиқотлари

SCIENTIFIC BULLETIN

Physical and Mathematical
Research

2025/№1(7)

Андижон
2025йил

Муассис

Захириддин Мухаммад Бобур номидаги
Андижон давлат университети

ИЛМИЙ ХАБАРНОМА. ФИЗИКА-МАТЕМАТИКА ТАДҚИҚОТЛАРИ

Журнал бир йилда 4 марта чоп этилади.

Андижон вилояти ахборот ва оммавий
коммуникациялар бошқармаси томонидан
2019-йил 26 декабрда
0452 рақам билан рўйхатга олинган.

Нашр индекси: 344

Нашр учун масъул:
Н.Й. Юнусалиев

Босишга рухсат этилди: 27.12.2019.
Қоғоз бичими: 60x81 1/8 Босма табоғи: 13,5
Офсет босма. Офсет қоғози.
Адади: 110 дона.
Баҳоси келишилган нархда.
Буюртма №: 165.
“Мухаррир” нашриёти матбаа бўлимида чоп
этилди.
Тошкент шаҳри, Сўғалли ота кўчаси 7-уй

Тахририят манзили:

170100, Андижон шаҳри, Университет
кўчаси, 129. Телефон: +998911602043.
Факс: (374) 223-88-30

E-mail: adu_xabarnoma@mail.ru Расмий сайт:
<https://asujournal.uz/>

ПРЕДСЕДАТЕЛЬ РЕДКОЛЛЕГИИ

Зайнобидинов Сирожиддин –
доктор физико-математических наук
(DSc), профессор, академик
Академии наук Республики
Узбекистан.

ЗАМЕСТИТЕЛЬ ПРЕДСЕДАТЕЛЯ РЕДКОЛЛЕГИИ

Акбаралиев Бахтиёр Бакирович –
доктор технических наук (DSc),
профессор, ректор Андижанского
государственного университета
имени З. М. Бобура.

ФИЗИКА

**Утамурадова Шарифа
Бекмурадовна** – доктор физико-
математических наук (DSc),
профессор, директор Научно-
исследовательского института
физики полупроводников и
микроэлектроники при
Национальном университете
Узбекистана имени Мирзо Улугбека.

**Маматкаримов Одилжон
Охундедаевич** – доктор физико-
математических наук (DSc),
профессор, ректор Наманганского
инженерно-технологического
института.

Олимов Хусниддин Косимович –
доктор физико-математических наук
(DSc), профессор, директор Физико-
технического института НПО
«Физика-Солнце» Академии наук
Республики Узбекистан.

Каримов Иброхим Набиевич –
доктор физико-математических наук
(DSc), профессор, профессор кафедры
физики Андижанского
государственного университета
имени З. М. Бобура.

**Тургунов Нозимжон
Абдуманнопович** – доктор физико-
математических наук (DSc),
профессор, заместитель директора
Научно-исследовательского
института физики полупроводников и
микроэлектроники при

Национальном университете Узбекистана имени Мирзо Улугбека.

Исмаилов Канатбай Абдреймович – доктор физико-математических наук, профессор Каракалпакского государственного университета.

Каражанов Смагул – доктор физико-математических наук (DSc), старший научный сотрудник отдела солнечной энергетики Института энергетических технологий, Кьеллер, Норвегия.

Рембеза Екатерина Станиславовна – доктор физико-математических наук (DSc), профессор Воронежского государственного университета.

Вайткус Юозас Юозович – доктор физико-математических наук (DSc), профессор, академик Академии наук Литвы.

Абдужабборов Ахмаджон – доктор физико-математических наук (DSc), профессор, главный научный сотрудник Института астрономии Академии наук Республики Узбекистан.

Бобоев Акрамжон Йулдашбоевич – доктор физико-математических наук (DSc), декан физико-технического факультета Андижанского государственного университета имени З. М. Бобура.

Курбанов Азизжон Обитжонович – кандидат физико-математических наук, доцент Андижанского государственного университета имени З. М. Бобура.

Мадаминов Хуршиджон Мухамедович – кандидат физико-математических наук, доцент Андижанского государственного университета имени З. М. Бобура.

ТЕХНИКА

Мамадалимов Абдугафур Тишабаевич – доктор физико-математических наук (DSc), профессор, академик Академии наук Республики Узбекистан.

Содиков Илхом Исмаилович – доктор физико-математических наук (DSc), профессор, директор Института ядерной физики Академии

наук Республики Узбекистан.

Ашуров Хотам Бахронович – доктор технических наук (DSc), профессор, директор Института ионно-плазменных и лазерных технологий имени У. А. Арифова Академии наук Республики Узбекистан.

Далиев Хожакбар Султанович – доктор физико-математических наук (DSc), профессор, директор Ташкентского филиала Национального исследовательского университета «МЭИ».

Алиев Раимжон Усмонович – доктор технических наук (DSc), профессор Андижанского государственного университета имени З. М. Бобура.

Юлдашев Носиржон Хайдарович – доктор технических наук (DSc), профессор Ферганского политехнического института.

Касимахунова Анора Мамасодиковна – доктор технических наук (DSc), профессор Ферганского государственного университета.

Тагаев Марат Баймуратович – доктор технических наук (DSc), профессор Каракалпакского государственного университета имени Бердаха.

Мансуров Хатамжон Жураевич – кандидат физико-математических наук, доцент, декан физического факультета Андижанского государственного университета имени З. М. Бобура.

МАТЕМАТИКА

Арзикулов Фарходжон Нетьматович – доктор физико-математических наук, профессор Андижанского государственного университета имени З. М. Бобура.

Кайгородов Иван – доктор физико-математических наук, профессор Университета Бейра Интериор, Ковильян, Португалия.

Xabier Garcia Martinez – профессор кафедры математики Университета Виго, Виго, Испания.

Каримжанов Икболжон

Абдулазизович – PhD по физико-математическим наукам, доцент, проректор Андижанского государственного университета.

Ибайдуллаев Туланбой Турсунбоевич – кандидат физико-математических наук, доцент, декан математического факультета Андижанского государственного университета имени З. М. Бобура.

Умрзаков Нодирбек Мухаммадович – кандидат физико-математических наук, доцент, заведующий кафедрой алгебры Андижанского государственного университета имени З. М. Бобура.

ИНФОРМАТИКА

Расулов Акбарали Махаматович – доктор физико-математических наук (DSc), Ферганский филиал Ташкентского университета информационных технологий имени Мухаммада ал-Хоразми.

Махкамов Мадаминжон

Комилович – кандидат физико-математических наук, доцент, проректор Андижанского государственного университета имени З. М. Бобура.

Худойберганов Мирзоали Уразалиевич – доктор физико-математических наук (DSc), профессор, заведующий кафедрой Национального университета Узбекистана имени Мирзо Улугбека.

Абдурахманов Жамолидин Комолдинович – кандидат физико-математических наук, доцент Андижанского государственного университета.

РЕДАКТОР

Юнусалиев Нуритдин Юнусали угли – PhD по физико-математическим наукам, Андижанский государственный университет.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Физика

S.Z. Zaynabidinov, B.D. G'ulomov, M.M. Xotamov, S.H. Ibroximov. Shisha tagliklarga o'stirilgan ZnO:Al yupqa plyonkalarining optik xususiyatlariga termik ishlov berish haroratining ta'siri.....	6
A.M. Расулов, Н.И. Иброхимов*, Ж.М. Ходжиматов, А.Г. Тухтасинов Моделирование процесса осаждения многоатомных кластеров серебра-кобальта на поверхность кристалла серебра.....	10
N.Turg'unov, B.Ergashev, Q.Musayev, A.Botirjonov Diffuziyadan keyin sovitish tezliklarini $Si<Ni>$ ning elektrofizik hossalari tasiri	15
A.M. Sultanov, Kh. N. Bozorov Study of the influence of Ag mixture on lightly doped p^0-n^0 heterojunctions and devices based on them.....	18
T.M.Азимова Nikel bilan legirlangan $Bi_{0,5}Sb_{1,5}Te_3$ termoelektrik materiallarning elektrofizik xossalari.....	21
Sh. Abdullaev, S. Otajonov, J. Bokirov Kadmiy tellurid, kremniy oksidi va boshqariladigan xususiyatlarga ega kristall kremniy asosidagi yarimo'tkazgich elementini matematik modellashirish.....	26
K.I.G'aynazarova, D.Yusupova, B.Omonov Ikkilamchi qotishmalarining kristall tuzilishi.....	31
D.A. Yusupova, S. Sirojiddinova, Q.Gaynazarova Bi_2Te_3 kristallarida atomlararo bog'lanishlar va elektron tuzilishining o'ziga xos xususiyatlari.....	36
Sh.A.Maxmudov, B.U.Omonov, K.I.G'aynazarova Vismut va surma xalkogenidlari asosidagi yupqa pardali elementlarning zeebek koeffitsientini harorat gradientiga bog'liqligini to'rt zond usuli yordamida o'rganish.....	44
X.J. Mansurov, M.B. Rasulova, M.A. Zulunova, M.M. Xotamov, S.H. Ibroximov, J.S. Madaminjonov. SnO_2 Metall oksid plyonkalarining gazga sezgirlikxususiyatlarini haroratga bog'liqligi.....	51
M.B.Rasulova, M.O.G'ofurjonova, S.H.Ibroximov Structural, electrical and optical properties of nickel-doped zinc oxide.....	55
A.Курбанов, С.Бакирова Электрофизические свойства кремния в зависимости от кластеров примесных атомов.....	62
U.O. Kutliyev, O.A. Sattarova Kr^+ ionlarining qora fosfor sirtidan kichik burchaklarga sochilishini tadqiq qilish.	66
X. Madaminov, G. Xolyigitova, A. Ikromov, A.Abdurahmonov, G. Teshaboyeva. Yarimo'tkazgichli tuzilmalarda injeksion kambag'allashish effekti.....	73
X.A. Махмудов, З. Мадаминова, М.А. Қўзибоева ZnO металлооксид қатламнинг оптик ҳossalari.....	77

Техника

R. Aliev, M. Komilov, S. Aliyev, J. Ziyoidtinov, N. Mirzaalimov Bir va ikki tomonlama sezgir quyosh elementlarini solishtirish.....	81
X.S. O'sarov.	

Soploli reaktiv gidroturbinaga ega bo'lgan mikro-ges ning iqtisodiy samaradorligi tahlili.....	87
X.J.Mansurov, B.M.Ergashev, G'.G'. Tojiboyev, J.S.Madaminjonov Xoll effektining haroratga bog'liqligini modernizatsiyalangan elektron qurilma yordamida tadqiq qilish.....	92
N. Yunusaliyev, F. Abdulxayev, G. Tojiboyev Atom kuch mikroskopi: yarim o'tkazgichlar sohasida sirt morfologiyasini o'rganish uchun ilg'or qurilma.....	97
<u>Математика</u>	
X.Ismoilov Pnevmotransport ventilyator parametorlarining parrak ishchi yuzasi silliqligiga bog'liqligi haqida.....	102
A.X.Akbarov Bounded differential games with greenwall-type controls	107
B. Juraev A pursuit differential game with geometric, gronwall and integral constraints on controls.....	114
M. Ismoilov, Sh. Mahmudjonova A problem of identifying time-dependent coefficients in a time-fractional, space-degenerate parabolic equation on a bounded domain.....	122
I. Khaydarov, M. Sobirjonova An inverse source problem for a fourth-order partial differential equation with two lines of degeneracy	133
O.S. Axmedov On the accuracy of the 2 nd and 3 rd order Runge-Kutta methods for the quadratic dynamical systems.....	141
T. T. Ibaydullayev Kompleks sohada yo'nalish bo'yicha quvish masalasi.....	146
M.A. Muhammadjonova An example for optimal control problem for binary infinite system.....	150
A.Rafikov, S. Mirzag'iyosova Unique solvability of an inverse problem for a fourth order degenerate partial differential equation.....	156
<u>Информатика</u>	
N.T.O'rinov, Sh.A.Alijonov Katta miqyosdagi kiberhujumning ta'sirini o'rganish.....	162
B.U. Shomirzayev Noqat'iy mantiqqa asoslangan boshqarish tizimini tabiiy gaz parametrlarini boshqarishda qo'llanilishi.....	168
G.A. Aliyeva Bulutli xisoblashlarni ta'lim muassasalarida tadbiq qilish.....	174
M.N. Mahmudov Qo'lda yozilgan raqamlarni elektron ma'lumotlar to'plamiga aylantirish bosqichlari.....	182
M.K. Mirzaaxmedov, I.A.Ovxunov Мураккаб шаклдаги пластиналарнинг термо- магнит-эластиклик масаласини ечиш алгоритими ва хисоблаш тажрибалари.....	193
N.K. Sayidova, H.U. Mamadaliyev	

Lagranj interpolatsiyasini raqamli tizimda tez va samarali amalga oshirish usullari.....	199
С.Жамолдинов, М.Абдулатибов	
Применение ит-продуктов для обучения компьютерного проектирования в сфере технического образования.....	208
М.М. Хамдамов, Х.А. Мамадалиев, Ш.А. Равшанов	
Моделирование и анализ процессов естественной конвекции вокруг теплового радиатора с использованием COMSOL Multiphysics.....	214
М.М. Hamdamov, Sh.A. Ravshanov, N.N. Rahmonova	
Mathematical modeling of the time-dependent convection process in radiators.....	220
T.R. Ruziyev	
Comparative analysis of the viscosity of specific waves and wave propagation.....	227
Л.П. Варламова, М.М. Рахимова, Д.У. Анваров	
Обзор моделей управления микроклиматом в учебных помещениях.....	235
	<u>Персоналии</u>
Академик Қ.Ғ.Ғуломов 80 ёшда.....	239
Правила оформления статьи.....	240

Shisha tagliklarga o'stirilgan ZnO:Al yupqa plyonkalarining optik xususiyatlariga termik ishlov berish haroratining ta'siri

S.Z. Zaynabidinov, B.D. G'ulomov, M.M. Xotamov, S. H. Ibroximov, A.R. Ashuraliyeva
Andijon davlat universiteti

Annotatsiya. ZnO:Al yupqa plyonkalari zol-gel cho'ktirish usuli yordamida shisha tagliklarga o'stirildi. Asosiy element sifatida rux asetat, erituvchi sifatida izopropil spirti, stabilizator sifatida dietilamin, kirishma sifatida alyuminiy nitratdan foydalanildi. Al-atamlari kiritilgan ZnO yupqa plyonkalarining optik o'tkazuvchanlik xususiyatlariga termik ishlov berish haroratning ta'siri o'rganildi. Al atomlari massasining Zn atomlari massasiga nisbati 3% qilib tanlab olindi. Natijalar shuni ko'rsatdiki, namunalar orasida 550 °C da issiqlik bilan ishlov berilgan ZnO:Al plyonkalari ko'rinadigan va yaqin infraqizil nurlanish sohasida eng yuqori (84 %) optik o'tkazuvchanlikni namoish etdi. ZnO:Al plyonkalarida asosiy zaryad tashuvchilari n tur o'tkazuvchanlikka ega ekanligi aniqlandi.

Kalit so'zlar: dip-coating, zol, gel, ZnO yupqa plyonkalar, metall oksid, yarimo'tkazgich.

Аннотация. Тонкие пленки ZnO:Al были выращены на стеклянных подложках с использованием метода золь-гель осаждения. В качестве основного элемента использовался ацетат цинка, в качестве растворителя — изопропиловый спирт, в качестве стабилизатора — диэтиламин, а в качестве прекурсора — нитрат алюминия. Изучено влияние температуры термообработки на оптические свойства пропускания тонких пленок ZnO, легированных Al. Отношение массы атомов Al к массе атомов Zn было выбрано равным 3%. Результаты показали, что пленки ZnO:Al, подвергнутые термообработке при температуре 550 °C, демонстрируют высокие оптические коэффициенты пропускания до 84% в видимой и ближней инфракрасной областях. Установлено, что основные носители заряда в пленках ZnO:Al имеют n -тип проводимости.

Ключевые слова: окунание, золь, гель, тонкие пленки ZnO, оксид металла, полупроводник.

I. Kirish

Zamonaviy shaffof va optoelektronika sohalarida ishlatiladigan materiallarning shaffoflik, barqarorlik va yuqori o'tkazuvchanlik kabi muhim xususiyatlariga bo'lgan talablar keskin oshmoqda. Shunday materiallardan biri sifatida rux oksidi (ZnO) asosidagi yarimo'tkazgichli yupqa plyonkalar alohida ahamiyat kasb etmoqda. Ular o'zlarining noyob optik va elektrofizik xossalari bilan optoelektronik qurilmalar va sensorlarni ishlab chiqarishda keng qo'llanilmoqda.

Rux oksidi (ZnO) o'zining yarimo'tkazgich xususiyatlari bilan muhim ahamiyatga ega [1]. Yarimo'tkazgichli ZnO yupqa plyonkalari yorug'likning ko'rinadigan sohasida shaffof bo'lib, 3,37 eV taqiqlangan sohaga ega va zamonaviy elektronkada - n tipidagi o'tkazuvchi material sifatida keng qo'llaniladi [2]. Turli kirishma atomlarini kiritish orqali ZnO plyonkalarining optik, elektrofizik xususiyatlarini nazorat qilish imkoniyatlari mavjud. Metall oksidli yupqa plyonkalarni olishning turli usullari mavjud, masalan, radiochastotali magnetronli purkash [3], zol-gel sping coating [4,5], zol-gel dip coating [6].

Kirishma atomlariga qarab, ZnO plyonkalari gaz datchiklarida [6], shaffof o'tkazuvchan elektrodalarda [7], piezoelektrik

materiallarda [8], optoelektronika [9] hamda fan va texnikaning boshqa sohalarida keng qo'llanilishi mumkin.

Metall oksidli yupqa plyonkalar ishlab chiqarish bo'yicha ko'plab ilmiy tadqiqotlar o'tkazilmoqda. Biroq, turli haroratlarning ZnO yupqa plyonkalarining optik va elektrofizik xususiyatlariga ta'siri bo'yicha ilmiy tadqiqotlarning yetishmasligi ular asosidagi tashqi ta'sirlarga sezgir bo'lgan qurilmalarning barqaror ishlashida turli muammolarni keltirib chiqarishi mumkin.

Ushbu ishda zol-gel cho'ktirish usulida o'stirilgan ZnO:Al yupqa plyonkalarining optik xususiyatlariga termik ishlov berish haroratining ta'siri o'rganildi.

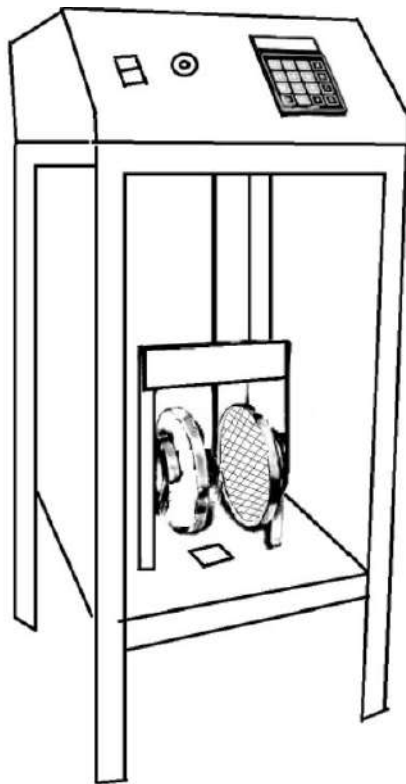
II. Eksperimental bo'lim

Maskur tadqiqot ishida metalloksidli yupqa plyonkalar olishda zol-gel cho'ktirish usulidan foydalanildi. Dastlab zol erirmasi quyidagicha tayyorlab olindi. Asosiy element sifatida rux asetat ($Zn(CH_3COO)_2 \cdot 2H_2O$), erituvchi sifatida izopropil spirti ($CH_3CH(OH)CH_3$), stabilizator sifatida dietilamin ($C_4H_{11}N$), kirishma sifatida alyuminiy nitratdan ($Al(NO_3)_3 \cdot 9H_2O$) foydalanildi. Ruh asetat va alyuminiy nitrat massa ulushi 1 % nisbatida analitik tarozi yordamida tortib

olindi va 100 ml izopropil spirti quyilgan laboratoriya stakaniga ketma-ket solindi. Magnitli aralashtirgich ishga tushurilishi bilan bir vaqtni o'zida eruvchanligini oshirish uchun dietilamin ~ 1 daqiqa davomida tomchilab qo'shildi. Eritma shaffof holatga o'tguncha magnit aralashtirgich yordamida $\sim 60^\circ\text{C}$ da 1500 rad/s tezlikda aralashtirildi. Zol maxsus idishlarda gelga aylanganicha bo'lgan vaqt oralig'ida saqlandi.

Plyonkalrni o'stirishda, distillangan suv quyilgan ultratovushli vannada tozalangan va spirtida yuvilgan shisha oynalardan taglik sifatida foydalanildi.

Tayyorlangan geldan shisha tagliklarga ZnO:Al plyonkalarini o'stirish uchun optimallashtirilgan cho'ktirish qurilmasidan foydalanildi (1-rasm). Optimallashtirilgan cho'ktirish qurilmasida ZnO:Al plyonkalarini o'stirishda jarayonlarning takrorlanishi 40 martani tashkil qildi. O'stirilgan plyonkalar 30 daqiqa davomida multi pech yordamida turli haroratlarda ($450\text{--}650^\circ\text{C}$) issiqlik ishlov berildi.



1-rasm. Yangi turdagi dip-coater qurilmasining tasviri.

O'stirilgan plyonkalarining optik xususiyatlari 190-1100 nm spektral diapazonda ishlaydigan Perkin Elmer Instruments lambda 35 UV/VIS spektrometri yordamida o'rganildi. Ushbu qurilma 190-1100 nm diapazonida yuqori aniqlikda optik xususiyatlarni o'rganish uchun mo'ljallangan qulay va zamonaviy qurilma bo'lib, namunalarning optik xossalarni tahlil qilish imkonini beradi.

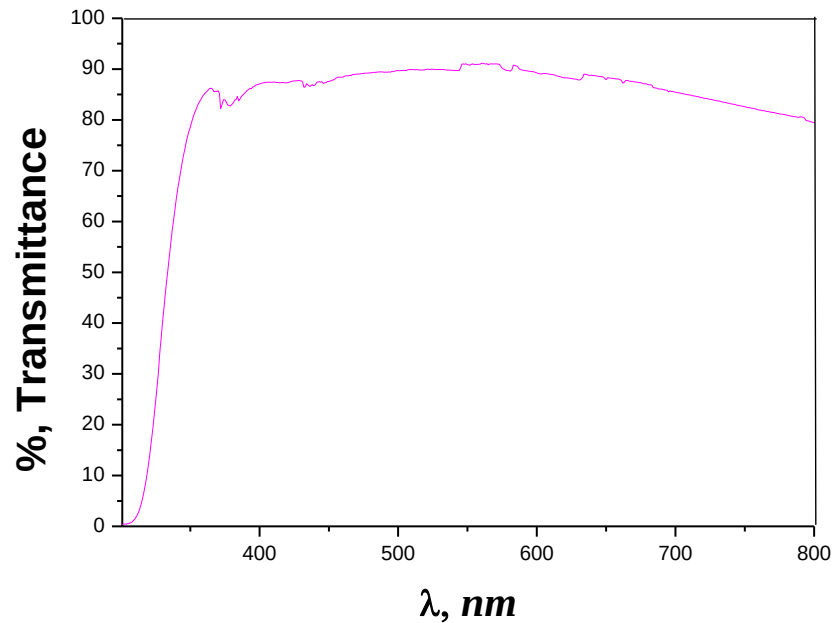
Zaryad tashuvchilarning turi HMS-7000-Hall qurilmasi yordamida aniqlandi. Ecopia HMS-7000 qurilmasi yuqori aniqlik va yuqori samaradorlikka ega bo'lgan zamonaviy fizikaviy o'lchash tizimidir. Ushbu qurilma Xoll effekti asosida magnit maydonlari va elektrik xossalari (zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi, tipi va harakatchanligi) ni o'lchash uchun mo'ljallangan. Eng zamonaviy texnologiyalar bilan jihozlangan bu sistema, ilmiy tadqiqotlar va ishlab chiqarish jarayonlarida qo'llaniladi.



III. Optik va elektr xususiyatlari

O'stirilgan namunalarga $450\text{--}650^\circ\text{C}$ harorat oralig'ida issiqlik ishlov berildi va bu haroratlarda

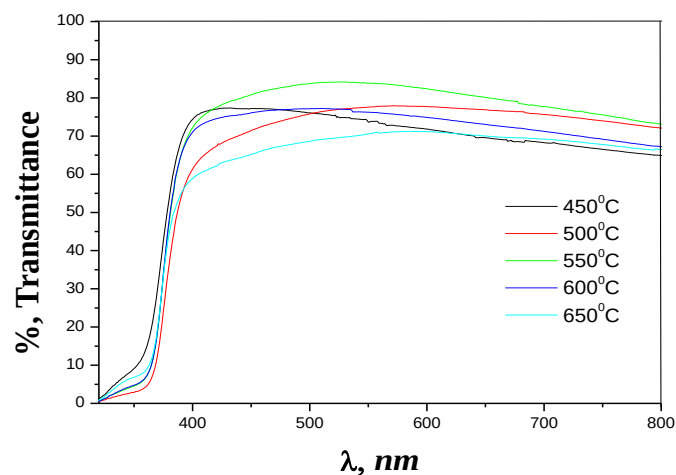
optik va elektrofizik xususiyatlar o'rganildi. Dastlab shisha taglikning optik xossalari o'rganildi unga ko'ra yuqori optik o'tkazuvchanlik darajasi 352 nm dan boshlanishi aniqlandi (2-rasm).



2-rasm. Shisha taglikning optik o'tkazuvchanlik spektrlari.

Shuningdek, 450-650 °C harorat oralig'ida namunalrga issiqlik ishlov berilgan. 3-rasmda Al atomlari kiritilgan ZnO plyonkalarining optik o'tkazuvchanligi grafiklari keltirilgan. Rasmdan ko'rinib turibdiki, barcha yupqa plyonkalar ko'rinadigan va yaqin infraqizil nurlanish

sohalarida yuqori optik o'tkazuvchanlikni namoyish etdi, 550°C haroratda termik ishlov berilgan namunaning optik o'tkazuvchanligi 84 % ekanligi, olingan namunalardan optoelektronika qurilmalarida shaffof oyna sifatida foydalanish imkonini mavjud ekanligidan dalolat beradi.



2-rasm. Al atomlari bilan qo'shilgan va har xil haroratlarda termik ishlov berilgan ZnO plyonkalarining optik o'tkazuvchanlik spektrlari.

O'stirilgan namunalardagi asosiy zaryad tashuvchilar elektronlar ya'ni n tip ekanligi Holl qurilmasi yordamida aniqlandi. Bu Al atomlarini kiritish natijasida hosil bo'lgan plyonkaning kristall panjarasida (Al^{+3}) va Zn^{+2} bilan almashish

natijasida erkin elektronlar hosil bo'lishini ko'rsatadi [10,11].

IV.Xulosalar

ZnO:Al yupqa plyonkalari zol-gel cho'ktirish usuli yordamida shisha tagliklarga

o'stirildi. Asosiy element sifatida rux asetat, erituvchi sifatida izopropil spirti, stabilizator sifatida dietilamin, kirishma sifatida alyuminiy nitratdan foydalanildi. Al-atamlari kiritilgan ZnO yupqa plyonkalarining optik o'tkazuvchanlik xususiyatlariga termik ishlov berish haroratning ta'siri o'rganildi. Al atomlari massasining Zn atomlari massasiga nisbati 3% qilib tanlab olindi.

Natijalar shuni ko'rsatdiki, 550 °C da issiqlik bilan ishlov berilgan ZnO:Al plyonkalari ko'rinadigan va yaqin infraqizil nurlanish sohasida 84 % gacha yuqori optik o'tkazuvchanlikni namoish etdi. ZnO:Al plyonkalarida asosiy zaryad tashuvchilari n tur o'tkazuvchanlikka ega ekanligi aniqlanadi.

Adabiyotlar.

- [1].Xinpeng Shu. Research on photoelectric properties of ZnO-based semiconductor material // Journal of Physics: Conference Series. – 2023. – Vol. 2541. – P. 012060. – DOI: 10.1088/1742-6596/2541/1/012060.
- [2].Xiuquan Gu, Weiguang Zhuang, Lijie Li, Yuhong Liu, Jianhua Hao, Xiaoyang Xu, Kaiming Huang. Highly transparent and conductive $\text{Zn}_{0.85}\text{Mg}_{0.15}\text{O}$:Al thin films prepared by pulsed laser deposition // Solar Energy Materials and Solar Cells. – 2008. – Vol. 92, No. 3. – Pp. 343–347. – DOI: 10.1016/j.solmat.2007.09.012.
- [3].Dae-Kue Hwang, Jae-Hoon Lim, Young Seok Cho, Hyungtak Seo, Sung Chul Lee. Effect of pressure on the properties of phosphorus-doped p-type ZnO thin films grown by radio frequency-magnetron sputtering // Applied Physics Letters. – 2008. – Vol. 92, No. 16. – P. 161109. – DOI: 10.1063/1.2913011.
- [4].Kartikey Verma, Dinesh Kumar, Anurag Gupta, Rajesh Kumar. Investigation of structural, morphological and optical properties of Mg:ZnO thin films prepared by sol-gel spin coating method // Vacuum. – 2017. – Vol. 146. – Pp. 524–529. – DOI: 10.1016/j.vacuum.2017.06.031.
- [5].Sharul Ashikin Kamaruddin Sharifuddin Ali, Nurul Syuhada Mohd Yusof, Zulkafli Othman, Ruziah Ahmad. Zinc oxide films prepared by sol-gel spin coating technique // Applied Physics A. – 2010. – Vol. 104. – Pp. 263–268. – DOI: 10.1007/s00339-010-6121-2.
- [6].Nadezhda V. Kaneva, Christo D. Dushkin. Preparation of nanocrystalline thin films of ZnO by sol-gel dip coating // Bulgarian Chemical Communications. – 2011. – Vol. 43, No. 2. – Pp. 259–263.
- [7].Margarita Aleksanyan, Armen Sayunts, Gagik Shahkhatuni, Zhanna Simonyan, Gayane Shahnazaryan, Vahram Aroutiounian. Gas sensor based on ZnO nanostructured film for the detection of ethanol vapor // Chemosensors. – 2022. – Vol. 10, No. 7. – P. 245. – DOI: 10.3390/chemosensors10070245.
- [8].Thaer Abu Ali, Masoud Elhak, Ahmad M. Alsmadi, Khaled Al-Samadi. Piezoelectric properties of zinc oxide thin films grown by plasma-enhanced atomic layer deposition // Physica Status Solidi A. – 2020. – Vol. 217. – P. 2000319. – DOI: 10.1002/pssa.202000319.
- [9].Youssef Ammaih, Rachid Sahlaoui, Abdelouahab Outzourhit, Ahmed Benyoucef. Structural, optical and electrical properties of ZnO:Al thin films for optoelectronic applications // Optical and Quantum Electronics. – 2014. – Vol. 46. – Pp. 229–234. – DOI: 10.1007/s11082-013-9757-2.
- [10].Aleksander Dmitrievich Pogrebnyak, Yulia Nikolaevna Tyurin, Sergey Petrovich Zhuravlev, Anatoliy Borisovich Demianenko. Effects of Al dopant on structural and optical properties of ZnO thin films prepared by sol-gel // Przegląd Elektrotechniczny. – 2013. – Vol. 89, No. 3. – Pp. 315–317.
- [11].Abdelhek Amri, Mohamed Raouf Boubaker, Yassine Jlalja, Atef Bessais. Effect of aluminum doping on the structural, optical and electrical properties of ZnO thin films processed under thermal shock conditions // Results in Optics. – 2023. – Vol. 11. – P. 100426. – DOI: 10.1016/j.rio.2023.100426.

Моделирование процесса осаждения многоатомных кластеров серебра-кобальта на поверхность кристалла серебра

А.М. Расулов, Н.И. Иброхимов*, Ж.М. Ходжиматов, А.Г. Тухтасинов

Ферганский государственный технический университет, Фергана, Узбекистан

Аннотация. Выполнено молекулярно-динамическое моделирование эволюции нанокристаллических металлов, состоящих из 64000 атомов, при бомбардировке кластерами Ag_nCo_n с начальной энергией от 0,1 до 1,5 эВ. В качестве падающих кластеров на поверхность Ag использовались бинарные кластеры Ag_nCo_n состоящие из равных по количеству атомов долей соответствующих элементов.

В результате моделирования получены характеристики наноструктур в зависимости от энергии, размера и состава осаждаемых кластеров.

Ключевые слова: биметаллический кластер, наноструктура, метод молекулярной динамики, многопроцессорные вычислительные системы.

Annotatsiya. Tarkibi 64000 ta kumush atomlaridan iborat metall sirtiga boshlang'ich energiyasi 0,1 dan 1,5 eV gacha bo'lgan Ag_nCo_n bimetall klasterlari bilan bombardimon qilinganda sirtida nanokristall hosil bo'lish jarayoni molekulyar dinamika usuli yordamida modellashirilgan.

Kumush sirtiga tushirilayotgan Ag_nCo_n bimetall klasteri tarkibidagi kumush va kobalt atomlar soni miqdor jihatdan teng qilib olingan.

Modellashirish natijasida sirtida hosil bo'lgan nanostrukturaning sirtga cho'ktirilgan klasterlar energiyasiga, o'lchamiga va uning tarkibiga bog'liqlik xususiyatlari o'rganilgan.

Kalit so'zlar: bimetall klaster, nanostruktura, molekulyar dinamika usuli, ko'p protsessorli hisoblash tizimi.

Annotation: Molecular dynamics simulations were performed to study the evolution of nanocrystalline metals consisting of 64,000 atoms under bombardment by Ag_nCo_n clusters with an initial energy ranging from 0.1 to 1.5 eV. Binary clusters Ag_nCo_n , composed of equal atomic fractions of the corresponding elements, were used as incident clusters on the Ag surface.

As a result of the simulations, the characteristics of the nanostructures were obtained as a function of the energy, size, and composition of the deposited clusters.

Keywords: bimetallic cluster, nanostructure, molecular dynamics method, multiprocessor computing systems.

I. Введение

В последние десятилетия существенно растёт интерес методам получения и изучения свойств наночастиц, которые обусловлены наличием особых физических, химических и других свойствами, проявляемых у частиц в нанометровом диапазоне. Металлические кластеры являются перспективным источником для создания новых материалов с особыми свойствами, которые применимы в электронных устройствах, медицине и многих других областях производства. Изучение нанокластеров экспериментальными методами наталкивается на ряд определенных трудностей, которые в первую очередь связаны с малым размером частиц. Используемый метод компьютерного моделирования в изучении нанокластеров

позволяет исследовать проблемы, которые иным способом трудно решаемы: определение равновесных структур и конфигураций, исследование структурных превращений, механизмы образования и роста кластеров, изучение термодинамических свойств и кинетики происходящих в процессе образования наночастицах.

Исследование различных явлений в процессе осаждения многоатомных кластеров при помощи моделирования на компьютере настоящее время быстро развивается. В работах [1-2] показана роль моделирования, проведенных экспериментов по сравнению с обычным физическим опытом.

Вычислительное моделирование для прогнозирования свойств кластеров считается мощным инструментом, позволяющим преодолеть

экспериментальные трудности [3]. Методы компьютерного моделирования стали важными в исследованиях который соединяет теорию с экспериментом. Одним из преимуществ компьютерных экспериментов является решение взаимозависимости параметров проведенных процесса. Компьютерное моделирование часто можно проводить в условиях, близких к условиям проведенных экспериментов. Полученные результаты моделирования можно непосредственно сравнивать с результатами экспериментального наблюдения. Это, в свою очередь, делает компьютерное моделирование очень мощным инструментом для понимания явлений на основе экспериментальных наблюдений [4-6].

II. Материалы и методы

Методы молекулярной динамики (MD) и метод Монте-Карло (МК) осуществляют прямое моделирование динамика роста кристаллов. С помощью этих методов моделируется динамическое поведение систем многих частиц и наблюдаются их качественные свойства. Исследование динамики роста кристаллов является сложной задачей и для этого требуется слишком много машинной времени. Для исследования роста тонких кристаллов (наноструктура) нами было использовано многопроцессорный вычислительная система и разработано MPI (Message Passing Interface) программа. Разработка параллельных программ является весьма трудоемким процессом, особенно для систем MPI типа, поэтому, прежде чем приступить к этой работе важно правильно оценить, как ожидаемый эффект от распараллеливания, так и трудоемкость выполнения этой работы. Очевидно, что без распараллеливания не обойтись при программировании алгоритмов решения тех задач, которые в принципе не могут быть решены на однопроцессорных системах. В программе обеспечиваются взаимодействие параллельных процессов с помощью механизма передачи сообщений. Процессы MPI- программы взаимодействуют друг с

другом посредством вызова коммуникационных процедур. Каждый процесс выполняется в своем собственном адресном пространстве, однако допускается и режим разделения памяти. Программа не специфицирует модель выполнения процесса - это может быть как последовательный процесс, так и много потоковый. Программа не предоставляет никаких средств для распределения процессов по вычислительным узлам и для запуска их на исполнение. Эти функции возлагаются на операционную систему *Linux*.

При моделировании процессов происходящих на поверхности кристалла полученные результаты при бомбардировке атомами разных типов, сильно зависят от модели реального кристалла. В модели идеального кристалла каждая частица (или атом) характеризуется только координатами, а в реальном случае, кроме координат, учитывается также скорость и импульс.

Переход от модели идеального кристалла к реальному состоянию происходит в 3-х этапах:

1. Создание модели идеального кристалла;
2. Дампирование идеального кристалла;
3. Термализация дампированного кристалла до определенной температуры.

В первом этапе с помощью специальной программы создается необходимый тип кристалла. После этого для упрощения последующих расчетов, используются алгоритмы *Linked-Cell* и *Verlet neighbours*. На основе этих алгоритмов атомы кристалла можно зафиксировать, распределить по группам, а также определить их соседей.

С помощью этих алгоритмов можно решить следующие задачи:

- а) выбор потенциала взаимодействия между атомами;
- б) перемещение элементарной части кристалла в выбранном направлении;

Во втором этапе осуществляется процесс фиксации состояния модели идеального кристалла (сохранение координат, скоростей и энергий атомов на каждом временном шаге). На основе этого процесса идеальный кристалл превращается

в реальный кристалл с температурой $T=0K$. В этом случае каждый атом кристалла имеет координату и скорость импульса. Атомы кристалла двигаются не поступательно, а только колеблются вокруг оси.

В третьем этапе происходит процесс термализации дампированному кристаллу с температурой $T=0K$ постепенно передавая энергию разогревая его до температуры $300K$.

III. Результаты моделирования и обсуждения

Проведено моделирование осаждения малых соединений $Ag_{191}Co_{10}$ и больших соединений кластеров $Ag_{301}Co_{285}$ на поверхность серебра. Результаты

показывают, что малые кластеры испытывают существенные деформации. Это, по-видимому, связано с взаимодействием этих кластеров с поверхностью кристалла серебра. В результате осаждения кластера (рис.1) на поверхности серебра $Ag(100)$ меняются его характеристики: например, значение среднего максимального радиуса кластера. Также часть атомов кластера оказываются погружёнными в мишень, проникновение кластеров в мишень зависит как от их энергии, так и от их размеров, причем зависимость от размеров проявляется сильнее. Более крупный кластер проникает на меньшую глубину, чем кластер меньших размеров. Меньший кластер практически полностью сливается с мишенью.

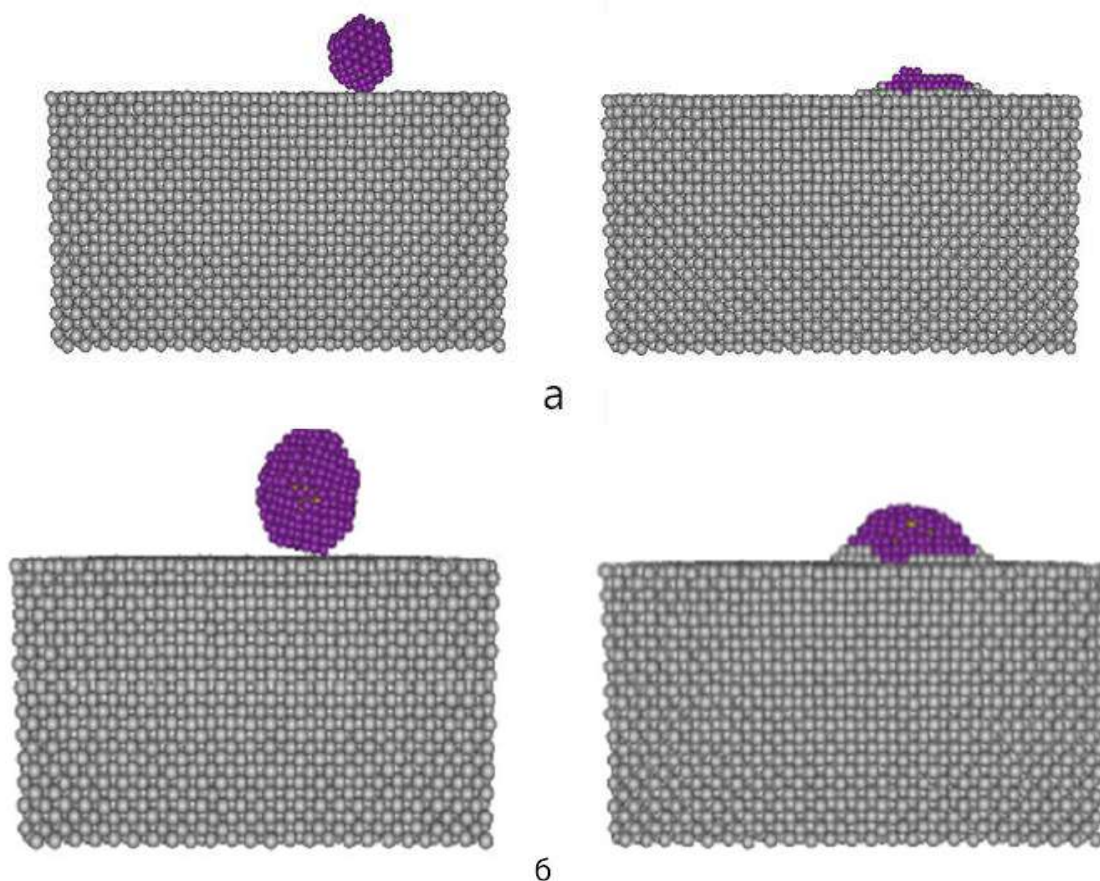


Рис. 1. Результаты по Amira до и после депозиции малых $Ag_{191}Co_{10}$ (а) и больших соединений кластеров $Ag_{301}Co_{285}$ (б) на поверхности кристалла серебра $Ag(100)$ при энергии $E=0.75$ эВ/атом.

Рис.2 показывает долю вторичных повреждений поверхности. Значительная часть атомов серебра в конце процесса моделирования находится на поверхности в виде изолированных адатомных групп,

причем их состояние зависит от энергии. Ада́том рассматривается как изолированный, если никакой другой адатом не находится рядом с ним. Изолированные адатомы составляют

группу, если расположены достаточно близко. Каждая такая группа расположена на расстоянии большем, чем расстояние между атомами в группе. Доля таких атомов монотонно возрастает с энергией бомбардировки во всех случаях. Однако процесс роста доли таких атомов идет быстрее, чем налетающий кластер. Это показывает, что кинетическая энергия падающих атомов серебра является определяющей в распространении их от области кластера.

Следующей особенностью данного процесса является деформация кластера под

влиянием взаимодействия его с поверхностью. Деформация может быть оценена с помощью следующих соотношений. Пусть z – ось направлена перпендикулярно поверхности (001) и оси x и y направлены параллельно [100] и [010], тогда мы сможем оценить расстояние l между крайними по оси z атомами, расстояние L_x между крайними по оси x атомами, расстояние L_y между крайними по оси y атомами.

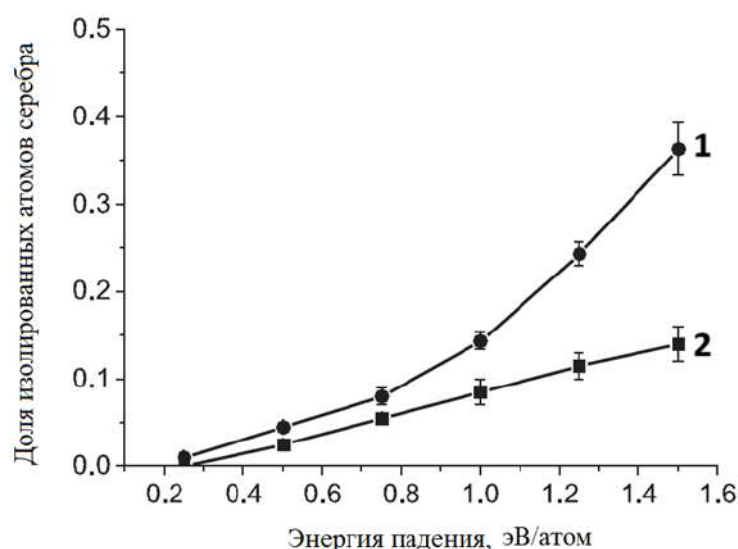


Рис. 2. Доля изолированных атомов серебра от значения общего числа энергии падающего кластера: 1 – для меньшего кластера, 2 – для большего кластера.

Выражения $\frac{l}{L_x}$ и $\frac{l}{L_y}$ были измерены и усреднены для десяти случаев. С учетом статистической погрешности, эти отношения равны и их зависимости от роста энергии приведены на рис.3 для двух рассмотренных кластеров.

Имея форму усеченного октаэдра, начальные кластеры имеют коэффициент формы, близкий к единице.

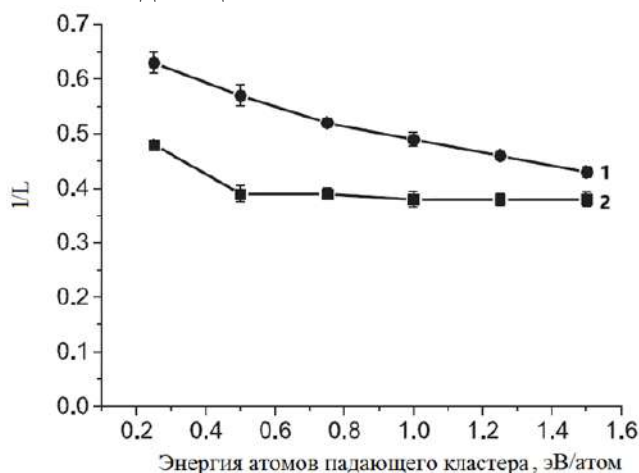


Рис. 3. Коэффициенты формы ($\frac{l}{L_x}$ и $\frac{l}{L_y}$) как функции энергии 1 – для меньшего кластера, 2 – для большего кластера.

Их диаметры соответственно 1,6 нм и 2,4 нм, результаты моделирования показывают, что, кластеры сильно деформированы, растекаясь по поверхности серебра за счет воздействия на поверхность.

Растекание кластеров существенно не зависит от их начальной энергии для меньшего кластера и слабо зависит для кластера с большей энергией. Полученный результат показывает, что больший кластер подвергается меньшей деформации чем меньший кластер. Это может объяснен с точки зрения энергии связи свободных кластеров в структуре. Действительно, при 0К энергия связи для атомов меньшего кластера (2,503 эВ/атом) меньше, чем для большего кластера (3,249 эВ/атом). Энергия является возрастающей функцией от числа атомов в кластере, и эффект здесь подтверждается тем фактом, что относительная концентрация атомов Со выше в большом кластере, который имеет большую энергию, чем Ag. Таким образом, деформация меньшего кластера при взаимодействии с поверхностью требует меньше энергии на один атом. Средний коэффициент формы кластера оцениваются в 10 статистически независимых случаях. Стандартные отклонения только в три раза больше, чем стандартная ошибка среднего кластера представленной на рис.3. Это доказывает, что дисперсия результатов

достаточно мала для разных кластеров, соотношение сторон слабо зависит от точки падения или ориентации кластера.

IV. Заключение

Непрерывно совершенствующие экспериментальные методики позволяют в настоящее время получать уникальную информацию и точность измерения характеристик наноструктур и тонких плёнок на поверхности кристалла. При увеличении размеров осаждаемых кластеров можно приблизиться к получению одиночных наночастиц на поверхности металлов уже достаточно активно используемым в новых технологиях.

Результаты моделирования показывают, что проникновение кластеров в мишень зависит как от их энергии, так и от их размеров, причем зависимость от размеров кластера сильнее проявляется. Полученные результаты показывает эффект воздействия проникновения кластера в кристалл.

Исследовательская работа показывает что классическое моделирование на атомном уровне способствует исследовать свойств наночастиц и нано-структурных материалов.

Литература

- [1] Д.В. Иванов, С.А. Васильев, Н.Ю. Сдобняков и др. Моделирование процесса формирования фрактальных металлических пленок // Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов. Вып. 12, стр. 424-437, 2020.
- [2] M. Böyükata, J. Belchior. Structural and energetic analysis of copper clusters: MD study of Cu_n ($n=2-45$). J. Braz. Chem. Soc. Vol. 19, No. 5, -pp. 884-893, 2008.
- [3] A. Rasulov, N. Ibrokhimov, J. Khodjimotov, A. Tukhtasinov. Simulating the Dynamics of Bimetallic Clusters Deposited onto a Surface Using Molecular Dynamics. Journal of Applied Mathematics and Physics. Vol. 12, No. 8, -pp. 2820-2828, 2024.
- [4] A. Rasulov, N. Ibroximov. Clusters Deposition on Surface an Atomic Scale Study by Computer Simulation Method. Journal of Applied Mathematics and Physics. Vol. 7, No. 10, -pp. 2303-2314, 2019.
- [5] А.С. Антонов, Н.Ю. Сдобняков, Д.В. Иванов и др. Исследование фрактальных свойств наноразмерных пленок золота, серебра и меди: атомно-силовая и туннельная микроскопия. Химическая физика и мезоскопия. Том. 19, № 3, стр. 473-486, 2017.
- [6] G.M. Poletaev, A.A. Sitnikov, V.Yu. Filimonov. Melting temperature of Ti and Tial nanoparticles in vacuum and in al matrix depending on their diameter: molecular dynamics study // Letters on Materials. Vol. 11, No. 2 (42), -pp. 204-208, 2021.

Diffuziyadan keyin sovitish tezliklarini $\text{Si}<\text{Ni}>$ ning elektrofizik hossalari ta'siri

N.Turg'unov¹, B.Ergashev², Q.Musayev², A.Botirjonov²

¹O'zbekiston Milliy universiteti huzuridagi Yarimo'tkazgichlar fizikasi va mikroelektronika ilmiy-tadqiqot instituti, Toshkent, 100057, O'zbekiston.

²Z. M. Bobur nomidagi Andijon davlat universiteti, O'zbekiston, 170100, Andijan sh, Universitet ko'chasi 129 uy

Annotatsiya. Maqolada kremniyga nikel atomlarini diffuziya sharoitlari va undan keyingi issiqlik bilan ishlolarini uning elektr o'tkazuvchanligi va tok tashuvchilar harakatchanligiga tasirlarini o'rganish natijalari keltirilgan. Tajriba natijasida 310÷550 K haroratlarda qizdirish namunalari elektr o'tkazuvchanligiga deyarli ta'sir etmasligi aniqlandi, qarshilikni qisman o'zgartirishi tok tashuvchilar harakatchanligini o'zgarishi bilan tushuntiriladi.

Kalit so'zlar: kremniy, nikel, diffuziya, legirlash, qarshilik, xoll effekti, zaryad tashuvchi, harakatchanlik, termik ishlolov
Аннотация. В статье приведены результаты экспериментальных исследований влияния условий диффузии при 1300 °С на процесс диффузии атомов Ni в Si. Показано, что термообработка, проведенная после диффузии в интервале температур 310–550 K, практически не влияет на электрические свойства $\text{Si}<\text{Ni}>$. Незначительное изменение удельного сопротивления (ρ) объясняется изменением подвижности носителей тока в результате термообработки.

Ключевые слова: кремний, никель, диффузия, легирование, сопротивление, эффект холла, носитель заряда, подвижность, термообработка.

I. Kirish.

Hozirgi davrda yarim o'tkazgichli mikroelektronika sohasida turli kirishmalar bilan legirlangan yarim o'tkazgichli materiallardan keng ko'lamda foydalanilmoqda. Ular orasida ayniqsa, yarim o'tkazgich materiallarning elektrofizik, fotoelektrik, optik va mexanik xususiyatlariga sezilarli ta'sir ko'rsatuvchi, chuqur energiyali sathlar hosil qiluvchi 3 metall guruhi kirishma elementlari alohida ahamiyatga ega[1]. Bunday materiallar yarim o'tkazgichli diodlar, tranzistorlar, termodatchiklar, namlikni o'lchovchi va shunga o'hshash boshqa qurilmalarni ishlab chiqarishda muhim ahamiyat kasb etadi.

Kremniyda hajmiy kirishma tuzilmalarini hosil qiluvchi nikel kirishma atomlari bilan legirlangan kremniy monokristallari oldindan berilgan kattaliklar asosida olinuvchi yarim o'tkazgichli materiallarni olish, hamda elektrofizik parametrlarini boshqarish jihatdan keng imkoniyatli materiallardan hisoblanadi.[2]

Yarimo'tkazgichli materiallar xususiyatlarini ularga turli kirishmalar kiritish yo'li bilan boshqarish hamda ular asosida yaratilgan asboblarning parametrlarini kompleks o'rganish borasida hozirgi kungacha muayyan ishlar amalga oshirilgan. Ayniqsa yuqori haroratlarda, ya'ni $T = 1000\text{--}1250$ °C nikel bilan legirlangan kremniyning xususiyatlarini o'rganish bo'yicha ko'plab eksperimental tadqiqotlar amalga o'tkazilgan [3]. Ulardan olingan natijalar asosida nikel kirishma atomlari kremniyning elektrofizik, fotoelektrik, optik va mexanik xususiyatlariga sezilarli ta'sir ko'rsatishi ma'lum bo'lgan. Shuningdek, kremniydagi nikel kirishma atomlari asosiy qismi turli morfologik kattaliklarga ega bo'lgan kirishma

tuzilmalarini hosil qilishga moyil bo'lishligi aniqlangan [4]. Shularni e'tiborga olgan holda ilk bor yanada yuqoriroq bo'lgan, ya'ni $T = 1300$ °C haroratda kremniyda nikel diffuziyasi amalga oshirildi va olingan namunalarning elektrofizik parametrlari tahlil qilindi.

II. Material va usullar

Tadqiqotlar uchun dastlabki namunalar va n-Si<Ni> namunalari tayyorlandi. Dastlabki namuna sifatida Choxralskiy usulida o'stirilgan, solishtirma qarshiligi $0,3 \text{ Om}\cdot\text{sm}$ bo'lgan KEF markali kremniy monokristallidan foydalanildi. To'g'ri burchakli parallelepiped shaklida, o'lchamlari $10\times5\times2$ mm bo'lgan namunalarni tayyorlandi. Kirishma atomlari tuzilmalarining kattaliklariga Si sirt holati va diffuziyaviy tavlash muhitining ta'sirini o'rganish maqsadida quyidagi sharoitlarda Ni ni Si ga diffuziyasi amalga oshirildi. Buning uchun Si avvaldan distillangan suvda qaynatish yo'li bilan, hamda HF:HNO_3 (1:2) eritmasida kimyoviy usullarda tozalandi. So'ngra ularning sirtiga bir tomonlama va ikki tomonlama Ni metali $0,5 \text{ mkm}$ qalinlikda o'tkazildi. Si sirtiga purkab yotkazilgan Ni qatlamidan vakuum sharoitida (10^{-4} bar) diffuziyani amalga oshirish uchun kremniy namunalari joylashtirishga imkon beradigan maxsus ampulalar tayyorlandi. Tajribalar shuni ko'rsatdiki, bunday sharoitda namunalar hajmiga kirishma atomlari deyarli bir tekisda kirib boradi. Bir tomonlama va ikki tomonlama nikel qatlamlariga ega bo'lgan Si namunalari ampulalarga joylashtirildi. Yakuniy natijalar mazkur usul texnologiyasining soddaligi va uni eksperimental tadqiqotlar uchun afzalligini ko'rsatdi.[5]

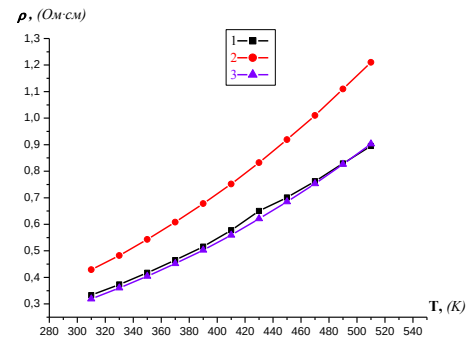
Kremniyda nikel diffuziyasi $T = 1300^\circ\text{C}$ haroratda $t = 2$ soat davomida maxsus pechda

amalgga oshirildi. Diffuziya harorati platina-platingaurodi termojuftlik (termoparalar) yordamida nazorat qilib borildi va bunda diffuziya harorati qiymatidan chetlanishlar chegarasi ± 3 K ni tashkil qildi. Diffuziyaviy qizdirilishdan keyin namunalar tez ($v_{\text{sov}} = 200$ K/s) va sekin sovitish ($v_{\text{sov}} = 1$ K/s) usullari bilan sovitildi. Diffuziyaviy qizdirilishdan so'ng namunalarni tez sovitish uchun ularni yupqa yog' pardasi orqali suyuqlikka tushirib sovitildi bu usulda sovitish tezligi $\sim 1000^\circ\text{C/s}$ ni tashkil etdi. Sovitish tezligini oshirilishi, ayrim hollarda namunalarning sirt qismida nisbatan katta o'lchamdagi yoriqlar (treshina) ni hosil bo'lishiga olib keladi, ammo qo'llanilgan usulda yupqa yog' pardasi namunaning yuzasini bunday buzilishlardan himoya qiladi. Shu tarzda olingan kompensirlangan Si namunalarning sirt qismidagi metall atomlarining diffuziyanamay qolgan qoldiqlarini, shuningdek namunaning buzilgan sirt qatlamini olib tashlash uchun karborundli kukun bilan har tomondan $30 \div 50$ mkm dan kirib tashlash (shlifovka) amalgga oshirildi va tozalandi. Zarur bo'lgan hollarda, namunalar sirtidan ko'proq qatlamlarini olib tashlash zaruriyati vujudga kelsa, u holda kimyoviy eritmalar edirish bilan amalgga oshirildi. O'tkazilgan barcha tajribalarda termik ishlov berish effektlarining kremniy parametrlariga ta'sirini hisobga olish uchun nazorat namunalaridan, ya'ni aynan bir xil sharoitlarda ishlov berilib olingan, ammo kirishma kiritilmagan namunalardan foydalanildi. Bundan tashqari namunalarga yarimo'tkazgich materiallarida ishlov berish texnologiyasi talablariga rioya qilingan holda ular sirtiga fizik-kimyoviy ishlov berildi.

III. NATIJALAR VA MUHOKAMA

Mazkur ishda Ecopia HMS-7000 qurilmasi yordamida Xoll effekti usulidan foydalanib, kremniydagi nikel kirishma atomlarining elektr aktiv atomlari konsentratsiyasi va harakatchanligini, hamda solishtirma qarshilikni haroratga bog'liqligini o'rganish natijalari keltirildi va ular dastlabki namuna bilan taqqoslandi. Xoll effekti usulida o'lchash uchun namunalarni $5 \times 5 \times 1,8$ mm o'lchamli parallelepiped shaklida kesib olindi. Tayyorlangan namunalarning elektrofizik kattaliklarini o'lchash jarayoni harorat 310 K dan 510 K oralig'ida oshirib borildi.

Tajribalar natijasida olingan dastlabki namuna va n-Si<Ni> namunalarning solishtirma qarshiligining haroratga bog'liqlik grafigi 1-rasmga keltirilgan. Unga ko'ra dastlabki namunada harorat 330 K ga ko'tarilganda ρ ning qiymati ortib, $0,37$ Om•sm ni tashkil etadi. Harorat qiymatini 510 K ga qadar oshirib borishda bu ko'rsatkich asta-sekin ko'tarilib boradi va yakunda o'zining eng katta qiymatiga erishib, $0,89$ Om•sm ni tashkil qiladi (1-rasm, 1-egri chiziq).

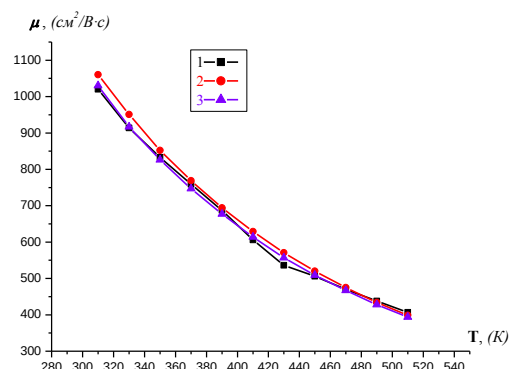


1-rasm. Solishtirma qarshilikning haroratga bog'liqligi: 1 – dastlabki namuna; 2 – tez sovitish ($v_{\text{sov}} = 200$ K/s) usuli bilan olingan n-Si<Ni> namunalar; 3 – sekin sovitish ($v_{\text{sov}} = 1$ K/s) usuli bilan olingan n-Si<Ni> namunalar.

Diffuziyaviy kuydirilgandan so'ng tez sovitish usuli bilan olingan n-Si<Ni> namunalarning ρ qiymati 310 K haroratda $0,43$ Om•sm ni tashkil etib, haroratni 510 K ga qadar oshirib borilganda bu ko'rsatkich keskin oshib borishi kuzatildi (1-rasm, 2-egri chiziq). Bunda namunaning ρ qiymati o'zining maksimumiga erishib, $1,2$ Om•sm ni tashkil etdi.

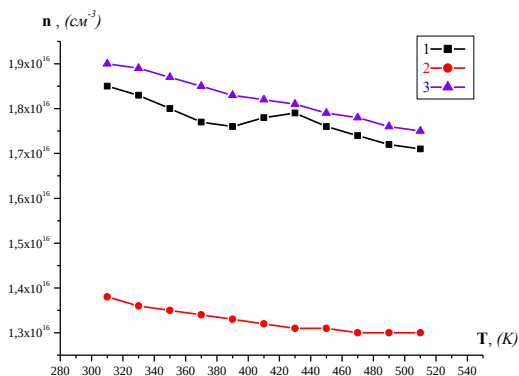
Diffuziyaviy kuydirilgandan so'ng sekin sovitish usuli bilan olingan n-Si<Ni> namunalarning ρ qiymati 310 K haroratda $0,32$ Om•sm ni tashkil etib, haroratni 510 K ga qadar oshirib borilganda bu ko'rsatkich sezilarli darajada oshib borishi kuzatildi (1-rasm, 3-egri chiziq). Bunda namunaning ρ qiymati o'zining maksimumiga erishib, $0,9$ Om•sm ni tashkil etdi.

2-rasmga $T = 310 \div 510$ K harorat oralig'ida dastlabki va n-Si<Ni> namunalari uchun zaryad tashuvchilar harakatchanligining haroratga bog'liqlik grafigi keltirilgan.



2-rasm. Namunalardagi zaryad tashuvchilar harakatchanligining haroratga bog'liqligi: 1 – dastlabki namuna; 2 – tez sovitish ($v_{\text{sov}} = 200$ K/s) usuli bilan olingan n-Si<Ni> namunalar; 3 – sekin sovitish ($v_{\text{sov}} = 1$ K/s) usuli bilan olingan n-Si<Ni> namunalar.

Unga ko'ra, harorat 310 K da dastlabki namunaning μ qiymati $1016 \text{ sm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ ni tashkil etadi. Xuddi shu haroratda tez sovitish usuli bilan olingan n-Si<Ni>namunalari uchun μ ning qiymati $1055 \text{ sm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ ni, sekin sovitish usuli bilan olingan namunalar uchun esa $10^{28} \text{ sm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ ni tashkil etadi. Harorat qiymatini keyingi oshirib borish natijasida barcha namunalar uchun ushbu ko'rsatkich asta-sekin kamayib boradi va harorat 510 K ga etganda μ ning qiymatlari deyarli 2.5 barobarga kamayadi (1, 2, 3 – egri chiziqlar). 3-rasmda $T = 310 \div 510 \text{ K}$ harorat oralig'ida dastlabki va n-Si<Ni> namunalar uchun zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi – n ning haroratga bog'liqlik grafigi keltirilgan. Unga ko'ra, harorat 310 K da dastlabki namunaning n qiymati $1.85 \times 10^{16} \text{ sm}^{-3}$ ni tashkil qiladi (3-rasm, 1-egri chiziq). Haroratni 310 K dan 390 K ga oshirib borilganda ushbu namuna uchun n ning qiymati asta-sekin pasayib, $1.76 \times 10^{16} \text{ sm}^{-3}$ ni tashkil etdi. So'ngra harorat qiymatini 430 K ga qadar oshirib borishda bu ko'rsatkich oshib borib, $1.79 \times 10^{16} \text{ sm}^{-3}$ ni tashkil etdi. Haroratni 430 K dan 510 K gacha keyingi oshirib borilganda n ning qiymati asta-sekin kamayib boradi va 510 K da u o'zining minimumiga erishib, $1.71 \times 10^{16} \text{ sm}^{-3}$ qiymatini tashkil etdi.



3-rasm. Zaryad tashuvchilar konsentratsiyasining haroratga bog'liqligi: 1 – dastlabki namuna; 2 – tez sovitish ($v_{\text{sov}} = 200 \text{ K/s}$) usuli bilan olingan n-Si<Ni> namunalar; 3 – sekin sovitish ($v_{\text{sov}} = 1 \text{ K/s}$) usuli bilan olingan n-Si<Ni> namunalar.

Diffuziyaviy kuydirilgandan so'ng tez sovitish usuli bilan olingan n-Si<Ni> namunalarining n qiymati 310 K da $1.38 \times 10^{16} \text{ sm}^{-3}$ ni tashkil etdi. Harorat 310 K dan 510 K ga qadar oshirib borilganda n ning qiymati asta-sekin kamayib boradi va harorat 510 K ga etganda uning qiymati $1.29 \times 10^{16} \text{ sm}^{-3}$ ni tashkil etib, o'zining minimumiga erishadi (3-rasm, 2-egri chiziq). Sekin

sovitish usuli bilan olingan n-Si<Ni> namunalarida esa 310 K haroratda n ning qiymati $1.9 \times 10^{16} \text{ sm}^{-3}$ ni tashkil etadi. Harorat qiymatini 310 K dan 510 K ga qadar oshirib borilganda namunaning n qiymati, bunda ham kamayib boradi va 510 K haroratda u o'zining minimumiga erishib, $1.75 \times 10^{16} \text{ sm}^{-3}$ ni tashkil etadi (3-rasm, 3-egri chiziq).

IV. Hulosa.

Yuqoridagi olingan natijalardan ko'rinib turibdiki, dastlabki namuna 1573 K haroratda 2 soat davomida diffuziyaviy kuydirishdan so'ng tez sovutilganda Ni atomlari miqdori $\sim 10^{15} \text{ sm}^{-3}$, sekin sovitish usullari bilan olingan n-Si<Ni> namunalarida n taxminan o'zgarmasligi ko'rsatildi. Bu namunalarni 310 K dan 510 K oraliqda tekshirilganda zaryad tashuvchilarning konsentratsiyasi barcha namunalarining solishtirma qarshiligi ~ 2.8 barobarga oshib boradi. Bunday holat ushbu namunalaridagi zaryad tashuvchilar harakatchanligining kamayishi bilan bog'liq bo'lib, mazkur harorat intervalida u deyarli ~ 2.5 barobarga kamayishi bilan izohlanadi. Elektr o'tkazuvchanlining 310÷550 K oralig'ida nisbatan barqarorligi Ni atomlarining Si panjarasida mustahkam joylashib, ushbu haroratlarda chidamliligi tasdiqlandi [6].

Adabiyotlar

- [1]. Фистул В.И. Атомы легирующих примесей в полупроводниках. М., Физматлит, 2004
- [2]. Зайнабидинов С. З., Курбанов А. О. Кластеры атомов примеси никеля и их влияние на рекомбинационные свойства кремния // Вестник МГТУ им. Н. Э. Баумана. Сер. Естественные науки. 2019. №2 (83).
- [3]. Riedel F., Schröter W. Electrical and structural properties of nanoscale NiSi₂ precipitates in silicon. Phys. Rev. B, 2000, vol. 62, iss. 11, pp. 7150–7156
- [4]. Tanaka S., Ikari T., Kitagawa H. In-diffusion and annealing processes of substitutional nickel atoms in dislocation-free silicon. Jpn. J. Appl. Phys., 2001, vol. 40, part 1, no. 5A, pp. 3063–3068.
- [5]. T. Sekiguchi, S. Yoshida, K. M. Itoh. Self-assembly of parallel atomic wires and periodic clusters of silicon on a vicinal Si(111) surface//Phys. Rev. Lett. 95, 106101 (2005).
- [6]. Зайнабидинов С. З. Дис. Док. физ.- мат. наук. Л. 1987г.

Study of the influence of Ag mixture on lightly doped p⁰-n⁰ heterojunctions and devices based on them

A.M. Sultanov, K. N. Bozorov

Namangan engineering and technological institute, Kasansayskaya street 9, 160115 Namangan. associate professor, department of physics. sulix80@mail.ru.

Аннотация. Арсенид галлия, как и многие другие полупроводники A³B⁵, является важнейшим материалом для сверхбыстрых электронных и оптических приборов, но они почти всегда содержат точечные дефекты кристаллической решетки, размер которых равен размеру атомов решетки [1]. Проведены эксперименты и изучено влияние Ag примеси на высоковольтных p⁰-n⁰ гетеропереходов и приборов на основе слаболегированного слоя арсенида-галлия. Исследование влияния примеси Ag на место положения p⁰-n⁰ перехода, определена концентрация и характер распределения основных носителей заряда, диффузионная длина неосновных носителей заряда, подвижности носителей заряда, возникновения глубоких уровней в слаболегированного слоя арсенида-галлия.

Ключевые слова. Гетеропереходы, высоковольтные p⁰-n⁰ переходы, слаболегированные слои GaAs, примеси, диффузионная длина, и подвижности носителей заряда, глубокие уровни.

Annotation. Gallium arsenide, like many other A³B⁵ semiconductors, is an essential material for ultrafast electronic and optical devices, but they almost always contain point defects in the crystal lattice, the size of which is equal to the size of the lattice atoms [1]. Experiments have been carried out and the influence of Ag impurity on high-voltage p⁰-n⁰ heterojunctions and devices based on a lightly doped gallium arsenide layer has been studied. A study of the influence of Ag impurities on the position of the p⁰-n⁰ transition, the concentration and nature of the distribution of the majority charge carriers, the diffusion length of minority charge carriers, the mobility of charge carriers, the occurrence of deep levels in a lightly doped gallium arsenide layer were determined.

Keywords. Heterojunctions, high-voltage p⁰-n⁰ junctions, lightly doped GaAs layers, impurities, diffusion length, and charge carrier mobility, deep levels.

I. Introduction.

Carrying out research [2] on the creation of powerful high-voltage switching device structures based on lightly doped gallium arsenide is associated with the need to search for alternative principles for switching electrical power in the subnano- and picosecond time ranges [3,4,5]. Currently, subnano- and picosecond pulse technology is developing extremely rapidly, which is associated with the needs of laser ranging and radio transmitting technology; thermonuclear energy, picosecond spectroscopy of liquids and solids, topography and a number of areas of conversion technology, as well as physical experiment techniques require the creation of semiconductor switches this power range, which has the traditional advantages of semiconductor devices: long service life, reliability, high efficiency. and resistance to external influences and instant readiness for work [6].

An urgent task is to obtain epitaxial layers and devices based on A³B⁵ compounds (GaAs, GaP) with specified and new properties, in which the compensation of layers, the distribution of the concentration of background small impurities and defects with deep levels (DL) are determined by the technological conditions of melt crystallization. At the time of the work, there were practically no experimental studies on the influence of the content of isovalent Ag impurity in the liquid phase during the growth of GaAs epitaxial layers on the concentration and type of intrinsic lattice defects formed in this case, and there was no sufficient understanding of the role and nature of acceptor defects with deep-dose, as well as donor type EL2 defects involved in compensation of such a structure.

An urgent problem in the physics of defects and semiconductors is the study of the metastability of defects and their properties, primarily the EL2 defect and the DX center in

GaAs and AlGaAs, as well as other defects formed during epitaxial growth and during their radiation irradiation with protons and electrons. The question is what is an EL2 defect - an isolated antisite defect or its complex with intersite arsenic, whether it can be formed in GaAs grown from a solution-melt in Ga and under radiation irradiation or not, just like DX-the center is a defect with a negative correlation energy, and if so, then whether it can go into the metastable antibound state A_i of the substitution donor was open until recently. Very urgent problems are the identification of defects in complex layered structures and the study of physical characteristics in local areas of semiconductor materials and devices. Electron probe research methods meet these requirements. By the time work began on the study of materials and structures based on epitaxial undoped GaAs, there were not sufficient adequate electron probe methods for determining the parameters of defects and impurities in local areas of materials and devices, as well as the uniformity in their distribution. The need to develop such methods has become an urgent task. The purpose of this work is to grow, experimentally study and identify new properties and nature of lattice point defects with deep levels in epitaxial layers and structures based on A3B5 compounds (such as GaAs, $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ and $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$), formed by various methods of growth, annealing and radiation irradiation of layers. Very urgent problems are the identification of defects in complex layered structures and the study of physical characteristics in local areas of semiconductor materials and devices [7,9]. Electron probe research methods meet these requirements. By the time work began on the study of materials and structures based on epitaxial undoped GaAs, there was not sufficient evidence of adequate electron probe methods for determining the parameters of defects and impurities in local areas of materials and devices, as well as the uniformity

in their distribution. The need to develop such methods has become an urgent task.

II. Method.

It is of interest to study the influence of isovalent atoms on the process of formation of smooth p^0-n^0 transitions, since their use makes it possible to change the concentration level and spectrum of small impurities and deep-level traps due to interaction with background impurities in the melt and changes in intrinsic point defects in epitaxial layers. Epitaxial growth methods make it possible to combine in time the process of crystallization of a semiconductor material and the production of a device structure. Gas transport, molecular beam and liquid phase epitaxy (LPE) have become the most widespread.

Deal joining of crystal lattices into a semiconductor heterojunction is possible using LPE. This method makes it possible to produce not only two-layer but also multilayer heterostructures. Understanding the role of impurities and the resulting defects is of decisive importance for explaining a number of phenomena from diffusion to one-sided injection, or for constructing a theory of processes occurring in alloyed materials.

To achieve these goals, the following set of tasks was solved [8,10,13]-Research and determination of the influence of Ag impurity on the main physical parameters of a lightly doped gallium arsenide layer, such as: location of high-voltage p^0-n^0 junctions;

-diffusion lengths of minority charge carriers and their mobility in lightly doped gallium arsenide layers;

-optimization of the technology for producing layers and structures with controlled defect content to create new, efficient micro- and optoelectronics devices;

-Development of electron probe methods for studying the process of recombination and spectroscopy of centers with deep levels in local areas of epitaxial layers, based on

recording the current induced by an electron probe.

- Determination of the energy spectrum of deep-level lattice defects and quantum states of dots, as well as analysis of the influence on this spectrum of both external and built-in electric fields using ELTB spectroscopy under various conditions of preliminary reversible isochronous, isothermal and optical annealing.
- Application of capacitance-voltage measurements and transient spectroscopy of deep-level spectroscopy to determine the degradation mechanism of quantum well lasers.

It has been shown that both an increase in the crystallization onset temperature during the growth of GaAs from a solution-melt in Ga and a change in the Ag content in the liquid phase make it possible to control the concentration and range of intrinsic acceptor (HL2, HL5 and HF1) and donor (EL2) point defects, compensation of layers and structures [10,13].

Shown it has been shown that in situ annealing of AlGaAs layers promotes the formation of dislocation-free coherent QDs, the annihilation of point lattice defects associated with the formation of dislocations in the GaAs matrix layer (EL2), localized at the AlGaAs/GaAs heterointerface, and a decrease in the concentration of other defects by an order of magnitude.

A new scientific direction of research that was formed in the process of carrying out

this work is the study of new properties and the nature of point lattice defects with deep levels in epitaxial layers and structures based on A^3B^5 compounds (such as GaAs and GaAlAs), the effects of their interaction with self-organizing Ga/GaAs quantum dots using new methods for studying centers with deep levels in local regions of layered structures.

III. Experimental.

To solve the problems, the following methods were used: After growing the epitaxial structures, the thickness of the layers, their planarity and the location of the p^0 - n^0 transition were first determined [].

To determine the location of the p^0 - n^0 junction or space charge region (SCR), the electro-optical effect method was used [12]. The electro-optical effect manifests itself in the occurrence of double beam penetration in an electric field. In the case of an epitaxial structure with a p^0 - n^0 junction, double beam interference should occur in the SCR due to the indication of optical anisotropy at the p^0 - n^0 junction. During the studies, a MIC-5 microscope was used.

To determine the concentration and nature of the distribution of the main charge carriers, the capacitance-voltage method was used using a mercury probe during layer-by-layer etching of gallium arsenide layers. A typical distribution of charge carrier concentration in one of the resulting p^0 - n^0 structures is shown in Fig.1.

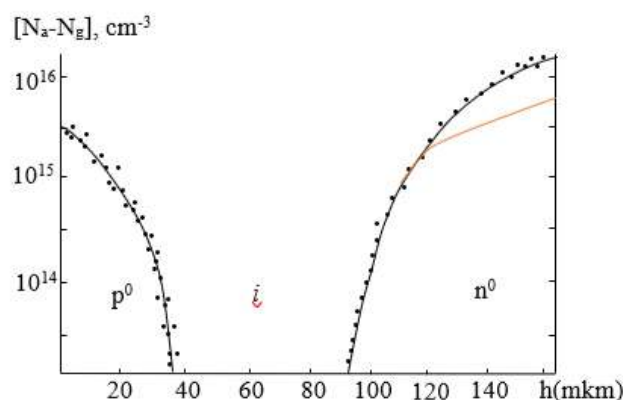


Fig. - 1. Concentration distributions charge carriers in one p^0 - n^0 structures.

The diffusion length of the NCC is the most important characteristic of any semiconductor material [6,11,14]. To determine the diffusion length of the NCC in lightly doped GaAs layers introduced with Ag impurities, a method was used to study the current distribution induced by a small-diameter electron probe and is determined by the expression

$$I = I_0 \exp \left(- \frac{r_0 - x}{L_d} \right)$$

where x - is the distance from the excitation area to the p^0 - n^0 transition, r_0 is the radius of the excitation area.

The diffusion lengths L_d in n^0 - GaAs, determined by this method from the slope of the dependence $L_{n1} = f(x)$, reached $6 \div 15 \mu\text{m}$ at zero bias and increased to $\geq 80 \mu\text{m}$ at $U_{\text{arr}} = 100 \text{ V}$.

The measurements were carried out using a jXA-5A scanning electron microscope microanalyzer. Figure 2 shows the dependence of the diffusion length of electrons on the current in a lightly doped p^0 - GaAs layer with a thickness of 35 microns. It can be seen that starting with current densities $j > 50 \text{ A/cm}^2$, the diffusion length L_n practically does not change and reaches values of $75 \div 85 \mu\text{m}$. The increase in L_n in the region of lower currents is apparently associated with the saturation of electron capture centers.

The charge carrier mobilities were determined by measuring the Hall effect in epitaxial layers grown on semi-insulating substrates.

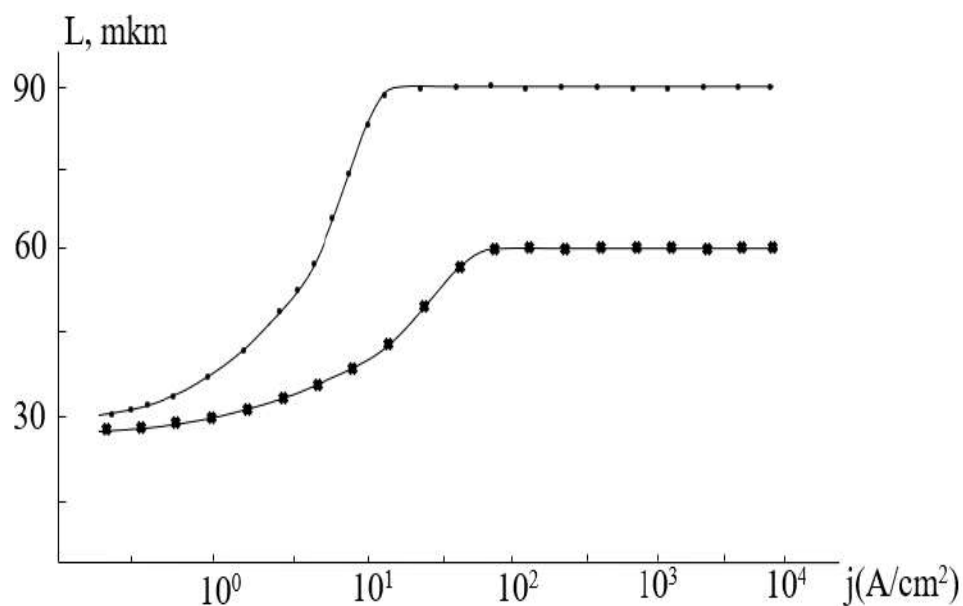


Fig. - 2. Typical dependences $L = f(j)$ in p^0 - GaAs layers. 1 - $p_0 = 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$; 2 - $p_0 = 2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

The measurements were carried out by the van der Pauw method on samples with six ohmic contacts obtained by fusing Indian drops into the epitaxial layer. The values of electron mobility in n^0 -GaAs layers are in the range $\approx 5000 \div 6000 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{sec}$, and the hole mobility in p^0 - n^0 -GaAs layers is $\approx 3000 \div 5000 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{sec}$.

The results of studies of the mobility of the main charge carriers in the n^0 -regions

showed that there is a high degree of compensation in epitaxial layers Fig. - 3. As follows from the figure, the degree of compensation in the n^0 layer increases as it approaches the p^0 - n^0 transition.

This nature of the mobility dependence may indicate that the total concentration of charged centers in the layer decreases with increasing thickness of the n^0 -layer and with decreasing crystallization temperature of the layer.

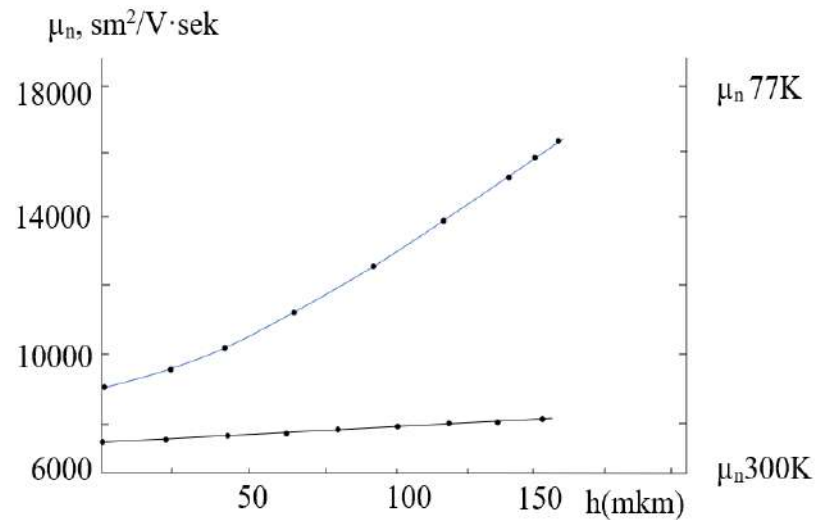


Fig. - 3. Electron mobility in the layer - lightly doped GaAs.

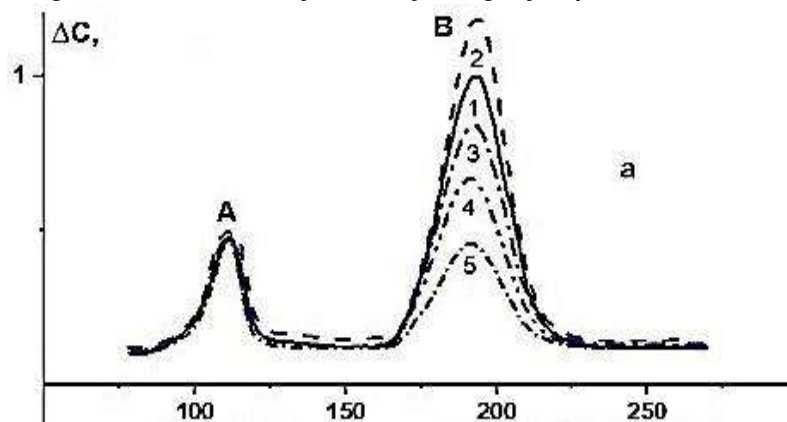


Fig.-4. DLTS spectrum one of the samples doped with Ag impurity.

In the literature, these levels are largely determined by the deep acceptor A and designated HL5, HL3, and HL2 [3-4]. The B centers. In this case, these centers play the recombination properties of the p^0 region are the main role in the p – part of the p^0 region.

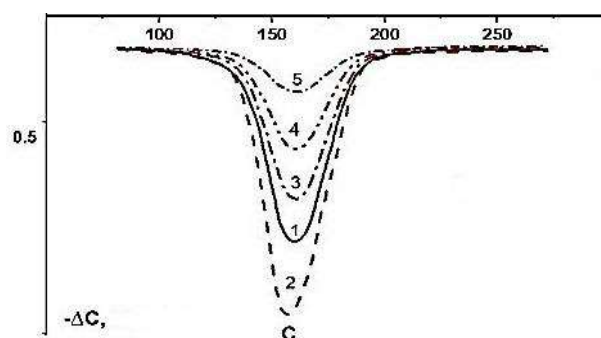


Fig. - 5. IR absorption spectrum doped with Ag at various operating temperatures.

p^0 -GaAs, they, detected by capacitance spectroscopy (DLTS) and attributed to a growth defect, are traps for holes, and their concentration decreases exponentially with decreasing growth temperature. The IR absorption spectrum of these samples doped with Ag impurities at temperatures from 20 °C

to 200 °C are presented in the Fig. - 5, and the kinetics of the influence of temperature in the range from 20 °C to 200 °C at deep levels is shown in Fig. - 6.

Along with shallow acceptors and shallow donors, deep acceptors determine the position of the p^0 - n^0 junction and the size of the

SCR. The part of the p^0 layer adjacent to the substrate has a relatively high concentration of small acceptors, greater than the concentration of small donors and sponge acceptors. As mixing progresses from the substrate deeper

into the layer, the difference $N_{d.m.} - N_{m.a.}$ decreases and then becomes equal to zero and changes sign, however, due to the presence of deep acceptors (Fig. 6), the type of conductivity of the layer does not change.

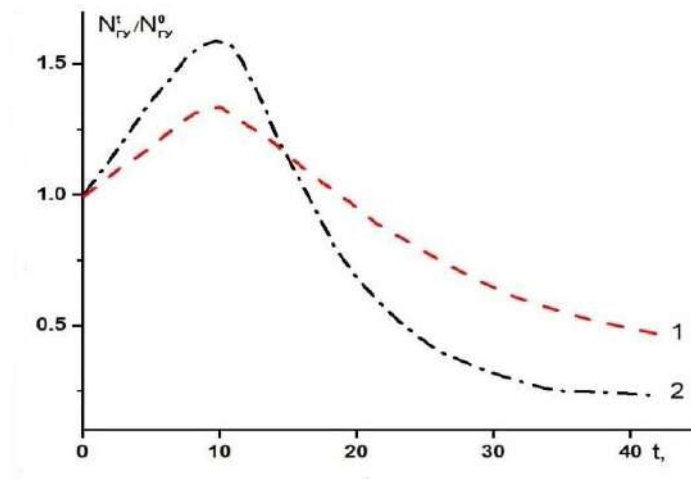


Fig. - 6. Kinetics of workers' influence temperatures on GI samples doped with Ag.

If $0 < N_{d.m.} - N_{m.a.} < N_{a.g.}$, then the Fermi level will be close to the position of the first deep acceptor level - A. With further displacement deeper into the layer, when $N_{a.g.} < N_{a.m.} - N_{a.m.} < N_{a.g.}$, the Fermi level will approach the position of the second level - B and further to the third level - C.

Estimates show that the resistivity of the region of non-field ionization of centers with levels A, B and C at 300 K is $10^6 \text{ Ohm} \cdot \text{cm}$ or more. Layer coordinate, where $N_{d.m.} = N_{a.m.} + 2N_{a.g.}$ is the location of the p^0 - n^0 transition. Further, in the n^0 -type layer, the electron concentration will be determined by a decrease in $N_{d.m.} - N_{a.g.}$. Therefore, the p^0 region consists of two parts: a low-resistance p^0 and a high-resistance i part, and the p^0 - n^0 junction is located on the border of the i and n^0 regions.

Scientific novelty of the work. All main scientific results were obtained for the first time. - Methods have been developed for determining the optical parameters of centers with deep levels, recombination processes in local regions of p^0 - n^0 structures using electron probe and separation in the spectra of BLTB signals associated with quantum states of dots from defects with deep levels.

The properties, conditions for the formation and annealing of the EL2 defect and the NB1 acceptor defect with a level of $(E_y + + 0.47) \text{ eV}$ in GaAs epitaxial layers grown from a melt solution in Ga at crystallization onset temperatures not exceeding 900°C were discovered and studied.

The properties and conditions for the formation of a bistable defect with the kinetics of first-order configurational transformation and parameters in a stable state coinciding with the radiation E1 defect, the transformation kinetics of which is determined by a single jump of interstitial arsenic, were discovered and studied; metastable level of the antibound localized A1 state of the OX center in doped AlGaAs layers.

In GaAs/AlGaAs heterostructures, the influence of defects with deep levels on the population of states of quantum dots has been studied; Coulomb interaction between ionized lattice defects and carriers localized in quantum dots, with the formation of an electrostatic dipole, the built-in field of which changes the height of the potential barrier for the emission and capture of carriers by the quantum dot.

It has been shown that both an increase in the temperature of the onset of crystallization during the growth of GaAs from a solution-melt in Ga and a change in the Ag content in the liquid phase make it possible to control the concentration and nomenclature of intrinsic acceptor (HL2, HL5 and HF1) and donor (EL2) point defects, layer compensation and structures.

It has been shown that annealing of AlGaAs layers promotes the formation of dislocation-free coherent QDs, annihilation of lattice point defects associated with the formation of dislocations in the GaAs matrix layer (EL2), localized at the GaAs/AlGaAs/ heterointerface, and a decrease in the concentration of other defects by an order of magnitude

IV. Conclusions.

In conclusion, we note that

- The positions of the p^0 - n^0 transition or the space charge region of the lightly doped GaAs layer doped with Ag impurities are determined. The thickness of the p^0 region is determined by the values of the transmission coefficient and the recombination properties of the resulting p^0 - n^0 transitions [11,12,14].
- The nature and profile of the concentration distribution of the main charge carriers

have been studied. The carrier concentration in the p^0 - and n^0 -regions ranged from $1 \cdot 10^{15}$ to $0.1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

The mobility of charge carriers is determined. The mobility of charge carriers was, in the n^0 - layer $\mu_n \approx (5 \div 6) \cdot 10^3 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{sec}$, and in the p^0 - layer $\mu_p \approx (400 \div 450) \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{sec}$.

- The diffusion lengths of the NCC in lightly doped GaAs layers doped with Ag impurities were determined;

A comprehensive study of the properties of a lightly doped GaAs layer doped with Ag impurities was carried out and it was found that these impurities form deep levels with ionization energies $E_c - 0.32 \text{ eV}$, $E_c - 0.82 \text{ eV}$, $E_v - 0.55 \text{ eV}$ in GaAs <Ag>.

- The influence of deep centers created by Ag impurities has been studied and it has been established that impurities are unstable in the gallium arsenide lattice when operating temperatures change and the kinetics of the influence of temperature on deep levels is nonlinear.

Levels that are traps for electrons ($E_c - 0.53 \text{ eV}$), ($E_c - 0.82 \text{ eV}$) and ($E_v - 0.55 \text{ eV}$), designated as EL2, EL3, EL4, were also discovered in n^0 -GaAs layers. The capture cross section is $6 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$, $5 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$ and $7 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$, respectively. The concentration of the EL3 trap was about 10^{17} cm^{-3} [10].

References

- [1] Sarkat T. 2007. Epitaxial Design of Direct Optically Controlled GaAs/AlGaAs -based Heterostructure Lateral Superjunction Power Device for Fast Repetitive Switching/ Mazumder S.K. // IEEE Transactions on Electron Devices. Vol. 54. № 3. March.
- [2] Rojkov V.A., Sultanov A.M. 2023. Investigation of the effect of Mn impurity on high-voltage p^0 - n^0 heterojunctions based on a low-doped (GaAs) layer. Science and Education in Karakalpakstan. ISSN 2181-9103 № 3/2 (35), 2023. pp. 78-84.
- [3] Korotrov S.V., Aristov Yu.V., Zhmodikov A.L., Kozlov A.K. 2014. High-voltage diode-dinistor current pulses. // Instruments and experimental techniques. // №. 4. P. 61-66 pp.
- [4] Gusev A.I., Lyubutin S.K., Rukin S.N., Slovikovskiy B.G., Siranov S.N. 2017. Study of the process of voltage decay during impact-ionization switching of power thyristors. // Instruments and experimental techniques. // №. 8. P. 95-101.
- [5] Aristovich Yu.V. and others. 2007. High-power semiconductor switching of high-voltage pulses with nanosecond rising edges. / Instruments and experimental techniques. / №. 2. P. 87-90.
- [6] Grekhov I.V. 2008. Power semiconductor electronics and pulse technology. Bulletin of the Russian Academy of Sciences. t. 78. №. 2. P.106-103.
- [7] Shevchenko S.A., Ivadov B.V., Smirnov A.A. et al. 2020. Experimental study of a low-voltage

- 4H-SiC drift recovery diode. /Work. 2020 IEEE 60 Conference of Russian Young Researchers in Electrical and Electronic Engineering (2020 ELConRus).
- [9] Sultanov A.M., Abdukarimov A.A., Kufian M.Z. 2023. Development of technology for creating high-voltage p^0-n^0 junctions based in GaAs. Bullitin of the karaganda university. Physics series № 4 (112). pp. 50-56.
- [10] Voitovich V., Gordeev A., Dumanevich A. 2014. GaAs diodes for PFC SMPS UPS IPM Solar invertors and replacement of synchronous rectifiers // Power Electronics. №. 6. ISSN 2.
- [11] Sultanov A.M. Monograph. 2022. Development of technology for the creation and study of photon injection switches based on GaAs-AlGaAs heterostructures. Namangan, Usmon Nosir Media, 116 pp.
- [12] M. ¹Sultanov, J. Z. ²Mirzarayimov. 2024. Main technologicfl factors affecting the properties of low-doped layers and transistor $n^+-p^0-n^0$ structures. European Journal of Emerging Technology and Discoveries ISSN €: 2938-3617, Volume 2, Issue 3. March. ¹Namangan Institute of Engineering and Technology, Namangan, Uzbekistan. ²Republic of Uzbekistan the Ministry of Internal Affairs Namangan academic Lyceum.
- [13] A.M. Sultanov¹, E.K. Yusupov², R.G. Rakhimov². 2024. Investigation of the Influence of Technological Factors on High-Voltage p^0-n^0 Junctions Based on GaAs. Journal of Nano-and Electronic Physics. vol 16, № 16 01010 (5 pp). Namangan Institute of Engineering and Technology, 160115 Namangan, Uzbekistan.
- [14] Rozhkov A.V., ²Sultanov A.M. 2023. Study of the influence of technological factors on high-voltage $p^0 - n^0$ junctions based on GaAs-AlGaAs. "Third renaissance in uzbekistan and innovation processes" International scientific and practical online conference. Publishing house "Hayot Nashri-2020", Andijan.
- [15] A.M. ¹Sultanov, Zh.Z. ²Mirzarayimov. 2024. UDC 538.915 621.315.592 Features and prospects of using photon injection pulse thyristors for gain modulation of semiconductor hetero lasers. ¹Namangan Institute of Engineering and Technology, Namangan, Uzbekistan.

Nikel bilan legirlangan $Bi_{0,5}Sb_{1,5}Te_3$ termoelektrik materiallarning elektrofizik xossalari

T.M.АЗИМОВ

Farg'ona davlat universiteti, O'zbekiston, 150100, Farg'ona sh, murabbiylar ko'chasi 19 uy

Annotatsiya. Maqolada vismut va surma xalkogenidlari asosida mustahkamlangan termoelektrik materiallar olish texnologiyasini ishlab chiqish, kontaktlashuvchi yuzalarning metallashtirishdan foydalangan holda samarali kommutatsiya o'tishlarini yaratish, kontakt oldi sohalaridagi diffuziya jarayonlarini o'rganish maqsad qilib olingan. Ushbu maqsadni amalga oshirish uchun $Bi_2Te_{2,88}Se_{0,12}$ va $Bi_{0,5}Sb_{1,5}Te_3$ asosidagi qattiq eritmalar nikel bilan legirlandi. Olingan termoelektrik yarimo'tkazgich namunalarning mexanik va galvanomagnit xossalari, kontaktga yaqin sohalarda ro'y beradigan kommutatsiya materiallari va diffuziya jarayonlarining xossalari va termoelementlarning kommutatsiya imkoniyatlari o'rganilgan. Bi_2Te_3Ni termoelektrik yarimo'tkazgich namunalarning temroEYUK ko'effisiyentining temperaturaga bog'liqligi solishtirma qarshilig, Xoll ko'effisiyenti va zaryad tashuvchilarning temperaturaga bog'liqligi o'rganilgan.

Kalit so'zlar: kommutatsiya, diffuziya jarayonlari, konsentratsiyasi, termojuft, legirlangan, vismut surma xalkogenidlari, termoelektrik materiallar, metallashtirish, galvanomagnit xossalar, Xoll ko'effisiyenti, zaryad tashuvchilar.

Аннотация. В статье разработана технология получения термоэлектрических материалов на основе халькогенидов висмута и сурьмы, направленная на создание эффективных переключений с использованием металлизации контактных поверхностей, изучение диффузионных процессов на контактных зонах. Для достижения этой цели твердые растворы на основе $Bi_2Te_{2,88}Se_{0,12}$ и $Bi_{0,5}Sb_{1,5}Te_3$ были легированы никелем. Механические и гальваномагнитные свойства полученных полупроводниковых образцов, материалы для переключений на близких к контакту областях и свойства диффузии изучены. Исследованы температурные зависимости термоэлектрического коэффициента Bi_2Te_3Ni полупроводниковых образцов, коэффициент Холла и зависимость зарядовых переносчиков от температуры.

Ключевые слова: переключение, диффузионные процессы, концентрация, термоэлемент, легирование, халькогениды висмута-сурьмы, термоэлектрические материалы, металлизация, гальваномагнитные свойства, коэффициент Холла, носители заряда

I. Kirish.

Termoelektrik sovutgichlar an'anaviy sovutish tizimlariga nisbatan juda ko'p afzalliklarga ega. Termoelektrik qurilmalar energiya ishlab chiqarishning muhim manbai sifatida ham ishlatilishi mumkin, bunda isrof bo'layotgan issiqlik energiyasi foydali elektr energiyasiga aylantirilishi mumkin. Ushbu xususiyatlari va keng ko'lamli qo'llanilishiga qaramasdan, termoelektrik qurilmalardan foydalanish cheklangan. Tan olnmayotganligining asosiy sababi shundaki, biz haligacha hozirgi avlod elektronikasi uchun zarur bo'lgan sovutish samaradorligi va quvvat zichligiga erisha olmayapmiz.

Yarimo'tkazgichli materiallar ichida Bi_2Te_3 , Sb_2Te_3 va ular asosidagi termoelementlar 200÷600 K oralig'ida eng yaxshi termoelektrik xossalarga ega.

n-turli materiallar orasida tarkibi 4÷10 mol % miqdorida Bi_2Se_3 galogenidlar bilan legirlangan $Bi_2Te_3 - Bi_2Se_3$ qattiq eritmalar asosidagi qotishmalar eng yuqori samaradorlikka ega. Bu materiallarda xona temperaturasida eng yuqori termoelektrik samaradorlik ta'minlanadi va $(2,9 \div 3,0) \cdot 10^{-3} \text{ 1/K}$ ni tashkil etadi[1].

p-tipdagi $Bi_2Te_3-Sb_2Te_3$ birikmaga turli komponentalarni kiritish bilan inert gaz bosimi ostida olingan materiallarning termoelektrik

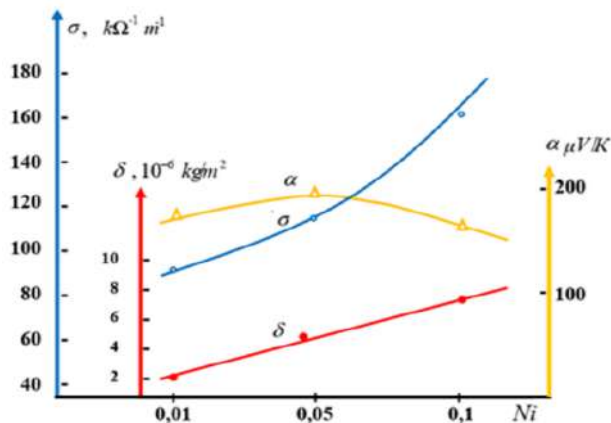
hususiyatlari barqaror bo'lishi adabiyotlarda keltirilgan ma'lumotlarni tahlil qilish asosida yangi kommutatsiya materiallarini yaratish bo'yicha tadqiqot olib borildi. Buning uchun $Bi_2Te_{2,88}Se_{0,12}$ va $Bi_{0,5}Sb_{1,5}Te_3$ materiallari tanlab olindi. Bi, Te, Sb, Se asosga kirishmalar kiritilganda uning termoelektrik xususiyatlarining barqaror bo'lishi yarimo'tkazgich materiallarning termoelektrik xususiyatlari o'rganildi.

II. Material va usullar

$Bi_2Te_{2,88}Se_{0,12}$ va $Bi_{0,5}Sb_{1,5}Te_3$ asosida nikel bilan legirlangan termoelektrik samaradorlik qiymatlarini saqlagan, mustahkamlik darajasi yuqori bo'lgan termoelektrik materiallar olingani kontaktlashish yuzalariga nikelning kimyoviy usulda qoplanishi $Bi - Sb$ va $Pb - Sb$ pripyolari bilan ishonchli aralashuvchanlikni ta'minlashi; $Pb - Sb$ va $Bi - Sb$ evtektika pripyolarining termoelektrik materiallar bilan kontaktlashish diffuziya ko'effisiyentlari va aktivasiya energiyalari aniqlanganidan[6].

$Bi_2Te_{2,88}Se_{0,12}$ va $Bi_{0,5}Sb_{1,5}Te_3$ qattiq eritmalarini nikel bilan legirlashda, ular mustahkomlovchi ta'sirga eka ekanligi, ammo misdan farqli ravishda akseptorli ekanligi o'rnatilgan. Kompensatsiyalovchi donor kiritmalarining miqdorini mos ravishda orttirmasdan, faqat Ni tarkibining ortishi qotishma

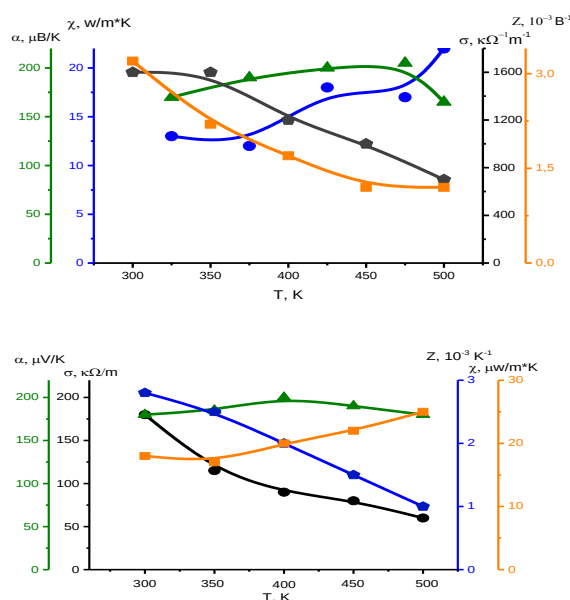
mustahkamligining yanada ortishiga olib keladi, ammo, bunda termoEYUK keskin kamayadi (1-rasm). Massasi 0,4 % kiritma kiritilganda materialning maksimal termo EYuK ko'ffisiyentiga erishiladi.



1-rasm. $\text{Bi}_2\text{Te}_{2,88}\text{Se}_{0,12}$ materialining siqilishida termoEYUK, elektr o'tkazuvchanlik va materialning mustahkamlik chegarasining Ni kiritmaga bog'liqlilari ($\circ$ — σ , Δ — α , $\bullet$ — σ_s).

Mexanik regeneratsiyaning ortishi bilan birgalikda Ni tarkibi ortgan sari materialning termo EYUKning pasayishi kuzatiladi. Bunda termoEYuK qiymati $170 \div 180 \cdot 10^{-6}$ V bo'lgan namunalar siqilganda mexanik mustahkamlik chegarasi σ_m 3,4 dan 4,2 kG/mm² gacha o'zgaradi, bu esa mos ravishda $\sigma_m \text{Bi}_2\text{Te}_{2,88}\text{Se}_{0,12}$ ga nisbatan $1,5 \div 2$ marotaba yuqoridir[7].

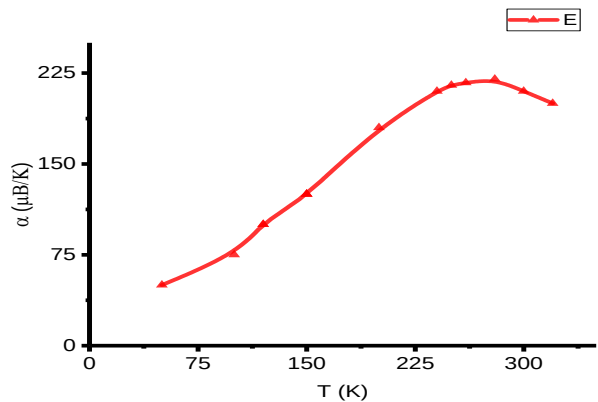
2a-rasmda 0,05 % Ni bilan legirlangan $\text{Sb}_{1,5}\text{Bi}_{0,5}\text{Te}_3 + 3$ massa % Te qattiq eritmaning, 2b-rasmda esa aynan shu parametrlarning nikel bilan legirlanmagan $\text{Sb}_{1,5}\text{Bi}_{0,5}\text{Te}_3 + 3$ massa % Te qattiq eritmaning temperaturaviy bog'liqliligi keltirilgan[8]. Rasmdan ko'rinib turibdiki, nikel bilan lengirlanganda p —tipli materialning termoelektrik xossalari sezilarli o'zgarishlar ro'y bermaydi.



2-rasm. $\text{Sb}_{1,5}\text{Bi}_{0,5}\text{Te}_3\text{Ni}$ (a), $\text{Sb}_{1,5}\text{Bi}_{0,5}\text{Te}_3$ (b) tarkibidagi qattiq eritmalarining temperaturaviy bog'liqlilari

III. Natijalar va muhokama

Zaryad tashuvchilarining sochilishi va $\text{Bi}_2\text{Te}_3 + 0,04$ massa % Ni qotishmaning zonali strukturasini sifatli o'rnatilishini aniqlash maqsadida $77 \div 300$ K temperatura oralig'idagi termoEYuKning doimiy magnit maydonidagi o'zgarishlari tadqiq etildi.



3-rasm. $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{Ni}$ qotishma uchun termoEYUK ko'ffisiyentining temperaturaga bog'liqliligi.

Rasmdan ko'rinib turibdiki, $T < 180$ K temperaturalarda termoEYuK (α) temperaturaga proporsional o'zgaradi, bu esa elektron gazning degeneratsiya holatiga mos keladi va quyidagi formula bilan ifodalanadi:

$$\alpha = \frac{2\pi^3 k_0^2 m^* T}{3^3 e \hbar^2 p^3} \left(r + \frac{3}{2} \right) \quad (1)$$

bu yerda k_0 - Bolsman doimiysi, m^* - holatlar zichligining samarali massasi, e - elektron zaryadi, $\hbar$ - Plank doimiysi, p - zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi, $(r + 3/2)$ - akustik sochilish mexanizmi uchun sochilish parametri.

$T > 180$ K temperaturalarda α qiymatlarining tezroq o'sishi kuzatiladi, (1) formuladan ko'rinib turibdiki bu jarayon $T = 250 \div 260$ K gacha davom etadi, bundan so'ng to'yinish sodir bo'ladi va so'ngra α qiymati pasayadi. α ning bu hatti-harakati tadqiq etilayotgan qotishmada Bi_2Te_3 ga xos bo'lgan murakkab valent zonaning mavjudligi bilan talqin etiladi. $T < 200$ K past temperaturalarda o'tkazuvchanlik jarayonlarida asosan birinchi zona osti, ya'ni holatlar zichligining samarali massasi kamroq va Xoll harkatchanligi R_x yuqoriroq bo'lgan "yengil" kovaklar zona ostlari ishtirok etadi. Temperatura ortishi bilan ba'zi "yengil" kovaklar ikkinchi zona ostiga, holatlar zichligining samarali massasi yuqori va harkatchanligi kichik bo'lgan zonaga o'tadi. O'tkazuvchanlik jarayonlarida ikkinchi zona ostining "og'ir" kovaklarining ishtiroki ma'lum temperaturalarda birinchi zona osti α zaryad tashuvchilariga nisbatan α_u umumiy termoEYUK qiymatining ortishiga olib keladi.

Bunda umumiy termoEYUK quyidagicha aniqlanadi:

$$\alpha_u = \frac{\alpha_1 \sigma_1 + \alpha_2 \sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2} \quad (2)$$

bu yerda $\alpha_1 = \frac{2\pi^{2/3} k_0^2 m^* T}{3^{5/3} e h^2 p^{2/3}} (r + 3/2)$ (3)

$$\alpha_2 = \frac{k_0}{e} \left[r + 5/2 + \ln \frac{2(2\pi m^* k_0 T)^{3/2}}{h^3 p} \right] \quad (4)$$

$$\sigma_1 = 2e \left(\frac{2\pi m_0 k_0 T}{h^2} \right)^{3/2} F_0(\mu^*) U_1 \left(\frac{m_1^*}{m_0} \right)^{3/2} \quad (5)$$

$$\sigma_2 = 2e \left(\frac{2\pi m_0 k_0 T}{h^2} \right)^{3/2} F_0(\mu^* - \Delta\varepsilon) U_2 \left(\frac{m_2^*}{m_0} \right)^{3/2} \quad (6)$$

bu yerda $\alpha_1, \alpha_2, \sigma_1, \sigma_2$, mos ravishda birinchi va ikkinchi zona ostilarning termoEYUK va elektr o'tkazuvchanliklari, μ^* - keltirilgan Fermi sathi, $\Delta\varepsilon$ - energetik tirqish kattaligi, $F_0 = \int_0^\infty x \frac{1}{e^x + 1} dx$.

Umumiy termoEYUKning bunday hatti-harakati ikkinchi belgining zaryad tashuvchilari, ya'ni elektronlar ishtirok etadigan temperaturalarga erishguncha, ya'ni α_{umumiy} qiymatiga ta'sir qila boshlaguncha davom etadi. Bunda umumiy termo EYUK quyidagicha aniqlanadi:

$$\alpha_u = \frac{\sum \alpha_p \sigma_p - \alpha_n \sigma_n}{\sum (\sigma_p + \sigma_n)} \quad (7)$$

bu yerda α_n, σ_n mos ravishda o'tkazuvchanlik zonasi termo EYUK va elektronlarning elektr o'tkazuvchanliklari.

Ma'lum-ki, $Bi_2Te_3, Sb_2Te_3, PbTe$ va x.z. murakkab zona tuzilmasiga ega bo'lgan moddalar uchun (bir xil belgiga ega ikki turdagi zaryad tashuvchilar mavjud bo'lganda) Xoll ko'effitsiyenti sferik zonalar tahminida va kovaklarning bir xil sochilish mexanizmidagi quyidagicha aniqlanadi

$$R = \frac{A}{PeCo} \frac{p_1 \mu_1^2 + p_2 \mu_2^2}{p_1 \mu_1 + p_2 \mu_2} \quad (8)$$

bu yerda A - kovaklarning sochilish mexanizmini aniqlovchi ko'effitsiyent, $p_1 \mu_1$ ba $p_2 \mu_2$ mos ravishda zona ostilardagi zaryad tashuvchilarning konsentratsiyasi va harakatchanligi.

Past temperatura sohalarida ($T < 100$ K) zona ostilardagi kovaklarning natijaviy konsentratsiyasini $p = p_1 + p_2$ deb hisoblash mumkin, u holda

$$R = R_0 \frac{(1 + P_2/P_1)[1 + (P_2/P_1)b^2]}{[1 + (P_2/P_1)b]^2} \quad (9)$$

$$\text{bu yerda } R_0 = \frac{A}{p_2 e C_0} \cong \frac{A}{p_2 e C_0}, b = \frac{\mu_c}{\mu}.$$

Yetarli darajadagi ishonch bilan biz "b"ning temperaturaga kuchsiz bog'liqligini taxmin qilishimiz mumkin va bunda

$$R \approx R_0(p_1/p_2) \quad (10)$$

ikkinchi zona ostida kovaklarning ortishi va birinчисida kamayishi natijasida temperaturaning ortishi R_x ning ham ortishiga olib keladi.

Zona ostilarning elektr o'tkazuvchanliklari teng bo'lganda σ_1, σ_2 Xoll ko'effitsiyenti maksimal qiymatiga yetadi va bunda

$$R_{max} = R_0 \frac{(1+b')^2}{4b'} \quad (11).$$

Maksimal qiymatiga yetgach, R_x kattalik boshqa kinetik ko'effitsiyentlar kabi asosan ikkinchi zona osti zaryad tashuvchilari yordamida aniqlanadi va ularning konsentratsiyasining ortishi $R_x = \frac{A}{peC}$ ifodaga mos ravishda R_x qiymatining kamayishiga olib keladi.

Ta'kidlab o'tamiz, murakkab zonali tuzilishga ega bo'lgan yarim o'tkazgichli materiallar uchun maksimal R_x ga erishiladigan temperaturada R_x va α_{ymyM} , parametrlarning kombinatsiyasi bilan ba'zi zona parametrlarini aniqlash mumkin, masalan $\frac{\mu_n}{\mu_p}, \frac{p_n}{p_p}$ ba $\Delta\varepsilon$.

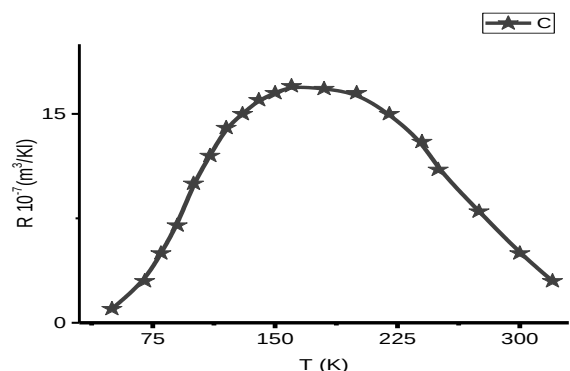
Zaryad tashuvchilarning harakatchanligi uchun ikki zonali valent zona struktura modeli uchun nazariya quyidagi ifodani beradi:

$$\mu = \frac{\mu_1 p_1 + \mu_2 p_2}{p} \quad (12)$$

bu yerda μ_1, μ_2 - mos zona ostilardagi kovaklarning harakatchanligi, p_1, p_2 esa - konsentratsiya.

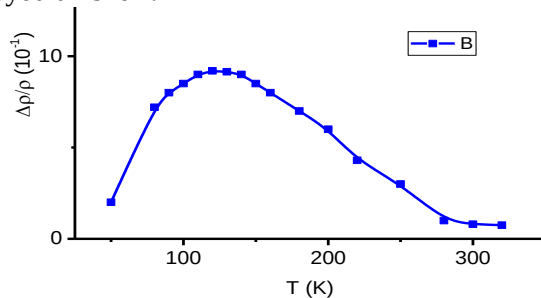
Myxokama. O'tkazuvchanlik jarayonida elektronlarning ishtirokining namoyon bo'lishi temroEYuK ortishining sekinlashishiga, keyin esa to'yinishga va temperatura yanada ortishi bilan uning qitymatining pasayishiga olib keladi. TermoEYuK qiymatining pasayishiga yana tadqiqot temperaturasi hususiy o'tkazuvchanlik sohasiga yaqinlashishi ham sezirli ta'sir ko'rsatadi, bu esa temroEYuK qiymatining eksponensial pasayishiga olib keladi.

Shuningdek, zaryad tashuvchilarning Xoll harakatchanligi va Xoll ko'effitsiyenti hisoblangan. Tadqiq etilayotgan materialning valent zona tuzilishining nostandart tuzilishining tabiati Xoll ko'effitsiyentining temperaturaga bog'liqligi bilan ham tasdiqlanadi (4-rasm).



4-rasm. Bi_2Te_3Ni qotishma uchun Xoll ko'effitsiyentining temperaturaga bog'liqligi.

Yuqorida keltirilgan parametrlarni aniqlamasdan turib harakatchanlikni to'g'ridan-to'g'ri hisoblash usullaridan biri magnit maydonidagi qarshilikni o'zgartirish ta'siridan foydalanishdir.



5-rasm. Bi_2Te_3Ni qotishma uchun magnit maydonidagi solishtirma qarshilikning o'zgarishining temperaturaga bog'liqligi.

Yuqorida keltirilgan parametrlarni aniqlamasdan turib harakatchanlikni to'g'ridan-to'g'ri hisoblash usullaridan biri magnit maydonidagi qarshilikni o'zgartirish ta'siridan foydalanishdir. O'zgarishning temperaturaga bog'liqligi 6-rasmda keltirilgan.

Birinci zona osti uchun magnit maydondagi qarshiligini o'lchash

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\mu H^2}{c} \frac{\pi^2}{12} \frac{1}{\mu^{*2}} \quad (13)$$

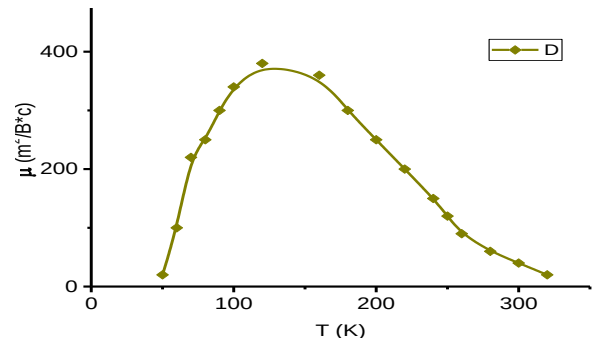
va ikkinchi zona ostining ustunlik harakati uchun

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\mu H^2}{c} B \quad (14).$$

Shunday qilib, $\frac{\Delta\rho}{\rho}$ uchun formuladan ko'rinib turibdiki, qarshilikning o'zgarishi zaryad tashuvchilarning harakatchanligining temperaturaga bog'liqligi bilan aniqlanadi. Valent zonasi tuzilishining ikki zonali modelini hisobga olgan holda, 80 ÷ 150 K temperatura oralig'ida $\frac{\Delta\rho}{\rho}$ ning ortishiga ikkita sabab mavjud. Birinchidan, $T < \theta_D$ temperatura oralig'ida harakatchanlikning ortishi, ikkinchidan, birinchi zonadagi zaryad tashuvchilarning konsentatsiyasining kamayishi va mos ravishda umumiy harakatchanlikning kamayishi.

$T > 150$ K temperatura oralig'ida $\frac{\Delta\rho}{\rho}$ ning kamayishi holatlari zichligining samarali massasining ortishi tufayli ikkinchi zona osti tashuvchilarning harakatchanligining pasayishi, panjaraning akustik tebranishlari bilan tarqalishi tufayli harakatchanlikning pasayishi bilan bog'liq.

$\frac{\Delta\rho}{\rho}$ ning o'zgarishi Xoll effekti va elektr o'tkazuvchanligining bir vaqtning o'zida aniqlashda hisoblangan harakatchanlik ma'lumotlari bilan tasdiqlanadi (6-rasm). O'zgarishning temperaturaga bog'liqligi rasmdan ko'rinib turibdiki, haqiqatdan ham $T < 150$ K kuzatiladi, $T > 150$ K dan



6-rasm. Bi_2Te_3Ni qotishma uchun zaryad tashuvchilarning temperaturaga bog'liqligi.

yuqorida esa ular kamayadi. Bi_2Te_3 va uning asosidagi qattiq eritmalarining bu hatti-harakati ($R \cdot \sigma$) adabiyotlarda r^* sochilish parametrining o'zgarishi bilan izohlangan.

IV. Xulosa.

TermoEYuK, elektr o'tkazuvchanlik va Xoll koeffitsiyentini tadqiq etish asosida $Bi_2Te_3 + 0,04$ massa% Ni qotishmasi vismut telluridining p-tipiga xos bo'lgan zaryad tashuvchilarning energiya spektrini saqlab qolganligi aniqlangan. 80 ÷ 150 K temperatura oralig'idagi jarayonlarda holatlar zichligi masasasi samaradorligi kichik bo'lgan shunga mos ravishda zaryad tashuvchilarning harakatchanligi yuqori bo'lgan "yengil" kovaklarning zona osti ishtrok etadi. $T > 200$ K temperaturalarda esa termoelektrik parametrlarning qiymatiga asosan "og'ir" kovaklar hissa qo'shadi. Tadqiq etilayotgan barcha temperatura oralig'ida zaryad tashuvchilarning sochilish mexanizmi o'rnatilgan. "Yengil" va "og'ir" kovaklarning tarqalishi asosan panjaraning akustik tebranishlarida sodir bo'lishi ko'rsatilgan. Termoelektrik parametrlardan zaryad tashuvchilarning sochilish mexanizmini aniqlash bo'yicha tadqiqotlar natijalari magnit maydondagi qarshilikning o'zgarishi haqidagi ma'lumotlarga yaxshi muvofiqlashadi.

Adabiyotlar

- [1]. Gol'man B.M., Kudinov V.A., Smirnov I.A. Poluprovodnikovye termoelektricheskie materialy na osnove Bi_2Te_3 M.: Nauka, 1972, 320 s.
- [2]. Abrikosov N.H., Bankina V.F., Poreckaya L.V., Skudnova B.V., CHizhevskaya S.N. Poluprovodnikovye hal'kogenidy i splavy na ih osnove M.: Nauka, 1975, 219 s.
- [3]. Iordanishvili E.K., Nabiev M.B., Olimov H.O., Ravich YU.H. Issledovanie tenzorezistivnyh svoystv massivnyh obrazcov $Bi_2Te_3-Bi_2Se_3$ i $Bi_2Te_3-Sb_2Te_3$ IFZH, 1989 g t 56, №1 s 97-99.
- [4]. Azimov T M, et al. "Thermoelectric and Galvanomagnetic Properties of the Alloy Bi_2Te_3+

0.04 Weight% Ni in the Temperature Range 77÷ 300 K." American Journal of Modern Physics 10.6 (2021): 124-128.

[5]. Daliev, Khojakbar Sultanovich, Tulanboy Ma'rufjonovich Azimov, and Maksadjon Karimberdievich Onarkulov. "Influence of doping impurities on mechanical and thermoelectric properties of cooling thermoels based on bismuth and antimony chalcogenides." Euroasian Journal of Semiconductors Science and Engineering 2.1 (2020): 1.

[6]. Onarkulov K. E., Azimov T. M. Study of

diffusion processes in contact areas of thermocouples with metals //International Journal of Physical Sciences. – 2023. – T. 18. – №. 1. – S. 59-64.

[7]. Azimov T. M Gajnazarova K.I, Yuldashev A.A «Innovacionnye idei, razrabotki v praktiku: problemy, issledovaniyai resheniya» Mezhdunarodnaya nauchno-prakticheskaya onlajn konferenciya 156-158 2021 jil 21 aprel', Andijon

Kadmiy tellurid, kremniy oksidi va boshqariladigan xususiyatlarga ega kristall kremniy asosidagi yarimo'tkazgich elementini matematik modellashirish.

Sh. Abdullaev¹, S. Otajonov², J. Bokirov²

¹Farg'ona davlat texnika universiteti, O'zbekiston, 150107, Farg'ona, ko'ch. Farg'ona, 86

²Farg'ona davlat universiteti professori, O'zbekiston, 150100, Farg'ona shahri, Murabbiylar ko'chasi, 19-uy.

Annotatsiya. Maqolada boshqa tashqi maydonni yaratish bilan qo'shimcha tashqi omillarni hisobga olgan holda elektr o'tkazuvchanligi uchun umumiy dinamik tenglamani chiqarish bo'yicha tadqiqot taqdim etilgan. asoslangan illyustrativ misol, shuningdek berilgan yarimo'tkazgichlar va Si, bitta element tashkil. Tegishli tenglamani olish uchun Helmgolts tenglamasining qisman prototipidan issiqlik o'tkazuvchanlik tenglamasini to'g'ridan-to'g'ri chiqarish usuli va uni elektrostatik modellashirishda Laplas tenglamasiga qisqartirish ko'rib chiqiladi. Xulosa qilib aytganda, tenglamaning o'zi, belgilangan model uchun chegara shartlari va uni amalga oshirish jarayonida olingan empirik ma'lumotlar keltirilgan. Aniqlanishicha, tashqi elektr maydoni va toj razryadidan foydalanganda yarimo'tkazgich elementining kadmiy telluridi, kremniy oksidi va kristall kremniy ko'rinishidagi qatlamlari orasidagi potentsial to'siqlar yo'qolgan qatlamlar zonalarida tekislanadi va issiqlik bilan ishlov berishdan keyin CdTe ning tiklanishi ham davom etadi. Birinchi marta Poole-Frenkel effekti CdTe-SiO₂-Si geterostrukturasi, tashqi elektr maydoni ta'sirida chuqur darajadagi Ec-0,70 eV yaqin infraqizil spektrda yon tomonlarga siljishi kuzatiladi.

Kalit so'zlar: Yarimo'tkazgich element, kadmiy tellurid (CdTe), kremniy oksidi (SiO₂), kristall kremniy (Si), elektr o'tkazuvchanlik, matematik modellashirish, differensial tenglamalar.

Аннотация. В статье представлено исследование по выводу общего динамического уравнения электропроводности, учитывающего дополнительные внешние факторы с созданием иного внешнего поля. иллюстративный пример на основе, также приведен полупроводников и Si, организующих единый элемент. Для получения соответствующего уравнения затрагивается метод прямого вывода уравнения теплопроводности из частичного прототипа уравнения Гельмгольца с последующим его сведением к уравнению Лапласа в электростатическом моделировании. В заключение приводятся само уравнение, граничные условия для указанной модели и эмпирические данные, полученные при ее реализации. Установлено, что при использовании внешнего электрического поля и коронного разряда потенциальные барьеры между слоями полупроводникового элемента в виде теллурида кадмия, оксида кремния и кристаллического кремния в зонах истощенных слоев сглаживаются, а после термообработки восстановление также продолжается CdTe. Впервые наблюдается эффекта Пула-Френкеля в гетероструктуре CdTe-SiO₂-Si, смещение глубокого уровня Ec-0,70эВ в стороны в ближе инфракрасного спектра под влиянием внешнего электрического поля

Ключевые слова: Полупроводниковый элемент, теллурид кадмия (CdTe), оксид кремния (SiO₂), кристаллический кремний (Si), электропроводность, математическое моделирование, дифференциальные уравнения.

I. Введение

Увеличение разнообразия доступных материалов с различными проводящими свойствами и переменной концентрацией в них свободных зарядов разного типа открывает большие возможности для современной технической науки. К числу подходящих под приведенное выше определение относятся полупроводники с различной структурой с использованием легирования на смежных материалах [1-2; 11]. В то же время существует и технология использования полупроводников для создания одноименных элементов, в качестве которых может выступать и кремний с его примесями, среди которых может выступать чистый кристаллический кремний, смесь кремния и бора, кремния и фосфора, а также другие комбинации полупроводников [2-4; 7-12; 15-16].

При использовании нескольких элементов типа p-n, n-p, p-n-p и n-p-n необходимо смоделировать ситуацию, которая могла бы описать выбранный случай с помощью

соответствующих уравнений. К настоящему времени эмпирические работы в этом направлении активно применяются [5-10; 12-16], в том числе с непосредственным использованием систем квантового моделирования, учитывающих эффекты туннелирования, частичного создания запутанных электронов и другие квантовые эффекты, следующие из известных закономерностей [2; 7-11; 14-15]. Подобная работа также проводилась ранее в рамках исследований CdTe-SiO₂-Si [2-6; 8], что также упоминается в данном исследовании. Однако в каждом из представленных случаев исследование не проводилось аналитически с использованием соответствующих дифференциальных уравнений в частных производных.

Известный на сегодняшний день математический аппарат является дискретным, что исключает возможность учета всех необходимых параметров, что создает проблему, согласно которой слепые зоны могут быть

неопределенными в том или ином случае, когда анализируется одно явление. Исходя из всех

$$\begin{cases} Cd_{48} = 1s^2 2s^2 p^6 3s^2 p^6 d^{10} 4s^2 p^6 d^{10} 5s^2 \\ Te_{52} = 1s^2 2s^2 p^6 3s^2 p^6 d^{10} 4s^2 p^6 d^{10} 5s^2 p^4 \end{cases} \Rightarrow n - CdTe - 2e^-$$

этих положений, настоящее явление является актуальным.

II. Экспериментальные результаты и их обсуждение.

Получены нанокристаллические (размеры зерен составляет 0,05-0,1 мкм) плёнки CdTe на поверхность SiO₂ - Si. CdTe и примеси Ag и Cu испарялись в вакууме 10⁻⁵ мм.рт.ст. из отдельных испарителей на прогретую окисленную поверхность Si. Взаимное расположение слоев структуры CdTe - SiO₂ - Si и омических контактов к ним схематически показано на рис.1. В такой структуре фоточувствительность управляется под действием внешних воздействий, таких как электрическое поле или коронный разряд, которые меняют встроенного поля в

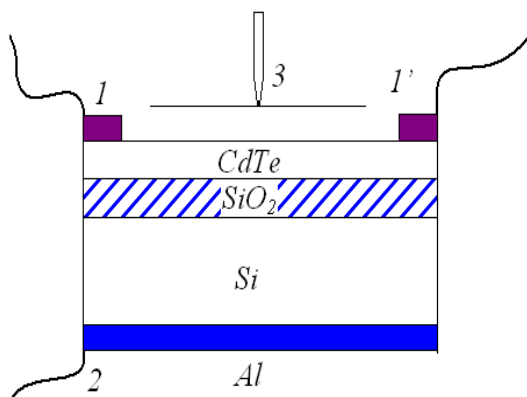


Рис.1 Взаимное расположение слоев структуры CdTe-SiO₂ - Si. 1,2 – контакты; 3 – выбирующие контакты.

диэлектрике. В этом случае имеем «обратный» полевой транзистор типа CdTe - SiO₂ - Si, когда управляющий заряд находится под слоем

полупроводника, а его поверхность остается открытой.

Вывод дифференциального уравнения того или иного типа основан на преобразовании имеющихся дискретных данных по общей методике дифференциального уравнения смежности. В данном случае необходимо вывести уравнение электропроводности под действием внешнего электромагнитного поля, для чего необходимо вывести уравнение электропроводности в исходном виде.

Изначально, чтобы понять тип полупроводника теллурида кадмия, необходимо составить представление об электронных оболочках каждого из элементов (1).

Из полученной картины хорошо видно, что кадмий, используемый в соединении, имеет 2 электрона на внешней оболочке, однако на внешней оболочке теллура, которым он легирован, имеется 4 электрона, кроме того, 2 электрона отсутствуют относительно р-орбитали до заполнения внешней орбитали теллура, так что все соединение имеет 2 внешних электрона. Из-за этого в соединении имеется большое количество свободных электронов, общее число которых может быть рассчитано в (2), в том числе и по вычисленному заряду.

$$n_{CdTe} = (1,2 \cdot 10^{-6} + 1,5 \cdot 10^{-2} + 0,5 \cdot 10^{-2}) \cdot \left(\frac{8650 \cdot \frac{127,9044631192}{127,9044631192 + 113,90335852929} + \frac{6240 \cdot \frac{113,90335852929}{127,9044631192 + 113,90335852929}}{127,9044631192 + 113,90335852929} \right) \cdot \left((127,9044631192 + 113,90335852929) \cdot 1,66 \cdot 10^{-27} \right)^{-1} = 2 \cdot 1,684922249 \cdot 10^{18} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow q_{CdTe} = 0,53917512 \text{ Кл} \quad (2)$$

Полученное выражение можно использовать для уравнения Пуассона электростатики с электронной плотностью (3), но в то же время это уравнение используется в трехмерном пространстве, поэтому необходимо вычислить количество свободных электронов в каждой из проекций общей формы (4).

$$\Delta \varphi_1(x, y, z) = -\frac{\rho}{\epsilon_0} = -\frac{q}{\epsilon_0 V} = -\frac{0,53917512}{8,854 \cdot 10^{-12} \cdot \left(\frac{1,2 \cdot 10^{-6} + 1,5 \cdot 10^{-2} + 0,5 \cdot 10^{-2}}{1,684922249 \cdot 10^{18}} \right)} = 6,766246518 \cdot 10^{20}$$

$$\rho_n = \frac{1,2 \cdot 10^{-6} + 1,5 \cdot 10^{-2} + 0,5 \cdot 10^{-2}}{1,684922249 \cdot 10^{18}} = 1,872135832 \cdot 10^{28} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \begin{cases} n_a = \rho_n abv = 1,872135832 \cdot 10^{28} \cdot 1,2 \cdot 10^{-6} \cdot 1,5 \cdot 10^{-2} \cdot 10^{-10} \\ n_b = \rho_n acv = 1,872135832 \cdot 10^{28} \cdot 1,2 \cdot 10^{-6} \cdot 0,5 \cdot 10^{-2} \cdot 10^{-10} \\ n_c = \rho_n bcv = 1,872135832 \cdot 10^{28} \cdot 1,5 \cdot 10^{-2} \cdot 0,5 \cdot 10^{-2} \cdot 10^{-10} \end{cases} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \begin{cases} n_a = 33\,698\,444\,980 \\ n_b = 11\,232\,814\,993 \\ n_c = 140\,410\,187\,416\,667 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} q_a = 10,78350239 \text{ нКл} \\ q_b = 3,594500798 \text{ нКл} \\ q_c = 44,93125997 \text{ мкКл} \end{cases} \quad (4)$$

Значения зарядов относительно каждой плоскости можно перевести в значения потенциалов, согласно (5), откуда потенциалы определяются непосредственно в каждой из плоскостей, но чтобы преобразовать полученные константы в функцию, необходимо использовать отдельно взятые электростатические уравнения Пуассона для каждого из измерений (6).

В результате общие виды формируемой функции могут быть сведены к единому виду, в тот момент, когда введенные три константы могут получить значения, используя указанные в (5) величины в качестве граничных условий в (7).

Важным примечанием к трехмерным графикам будет также важность определения именно того закона, который они демонстрируют, в отличие от показателей, представленных в прямой форме. Так, граничные условия теллурида кадмия были сформулированы на разных масштабах.

$$\varphi = \frac{eq}{r}, r = \rho_n^{-\frac{1}{3}} = 3.766062717 \cdot 10^{-10} \Rightarrow \begin{cases} \varphi_a = 2.577002266 \cdot 10^{11} \\ \varphi_b = 8.590007552 \cdot 10^{10} \\ \varphi_c = 1.073750944 \cdot 10^{15} \end{cases}$$

$$\begin{cases} \frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{q_a}{\varepsilon_0} = -1217.924372 \\ \frac{d^2\varphi}{dy^2} = -\frac{q_b}{\varepsilon_0} = -405.9747908 \\ \frac{d^2\varphi}{dz^2} = -\frac{q_c}{\varepsilon_0} = -5074.684885 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \iint d^2\varphi = -\iint 1217.924372 dx^2 \\ \iint d^2\varphi = -\iint 405.9747908 dy^2 \\ \iint d^2\varphi = -\iint 5074.684885 dz^2 \end{cases} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \begin{cases} \frac{\varphi^2}{2} + C_1\varphi = -608.9621862x^2 - C_1x \\ \frac{\varphi^2}{2} + C_2\varphi = -202.9873954y^2 - C_2y \\ \frac{\varphi^2}{2} + C_3\varphi = -2537.342443z^2 - C_3z \end{cases} \quad (6)$$

$$\begin{cases} \varphi_a(x) = -C_1 \pm \sqrt{C_1^2 - 1217.924372x^2 - 2C_1x} \\ \varphi_b(y) = -C_2 \pm \sqrt{C_2^2 - 405.9747908y^2 - 2C_2y} \\ \varphi_c(z) = -C_3 \pm \sqrt{C_3^2 - 5074.684885z^2 - 2C_3z} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \varphi_a(1.2 \cdot 10^{-6}) = -C_1 \pm \sqrt{C_1^2 - 1217.924372 \cdot (1.2 \cdot 10^{-6})^2 - 2C_1(1.2 \cdot 10^{-6})} \\ \varphi_b(0.5 \cdot 10^{-2}) = -C_2 \pm \sqrt{C_2^2 - 405.9747908(0.5 \cdot 10^{-2})^2 - 2C_2(0.5 \cdot 10^{-2})} \\ \varphi_c(1.5 \cdot 10^{-2}) = -C_3 \pm \sqrt{C_3^2 - 5074.684885(1.5 \cdot 10^{-2})^2 - 2C_3(1.5 \cdot 10^{-2})} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} C_1 = -1.288501133 \cdot 10^{11} \\ C_2 = -42950377600 \\ C_3 = -5.368754721 \cdot 10^{14} \end{cases} \quad (7)$$

Следующим этапом анализа станет аналогичное рассмотрение ситуации с кристаллическим кремнием. При создании полупроводникового элемента в момент контакта теллурида кадмия с кристаллическим кремнием переход электронов через слой оксида кремния позволяет установить взаимодействие между элементами полупроводникового элемента, в том числе и для направления дополнительного потенциала. Однако для того, чтобы смоделировать ситуацию перехода, необходимо обратить внимание на электронную конфигурацию кристаллического кремния (8).

$$Si14 = 1s2s2p63s2p2 \quad (8)$$

Из представленной формулировки хорошо видно, что на внешней орбитали отсутствуют 4 электрона или имеются 4 дырки. Аналогичное моделирование можно провести и для соединения оксида кремния (9).

$$\begin{cases} Si_{14} = 1s^2 2s^2 p^6 3s^2 p^2 \\ O_8 = 1s^2 2s^2 p^4 \end{cases} \quad (9)$$

В образовавшейся молекуле оксида, благодаря тому, что в ней присутствуют 2 атома кислорода и один атом кремния, появляются 2 дополнительные дырки, что превращает оксид кремния в положительный полупроводниковый

элемент. В результате создается картина, в которой теллурид кадмия является элементом, насыщенным свободными электронами, оксид кремния - свободными дырками, а кристаллический кремний - вновь освобожденными электронами. Полученное соединение представляет собой полупроводниковый элемент формы п-р-п, где между каждым из элементов образуется взаимодействие.

В момент запуска тока через теллурид кадмия с одной стороны и кристаллический кремний с другой, в месте контакта слоев создается обедненный слой, в тот момент, когда свободные электроны теллурида кадмия насыщают первые слова оксида кремния с одной стороны, а свободные электроны кристаллического кремния воздействуют на аналогичным образом оксид с другой стороны. В результате образуются 2 обедненных слоя, ширина которых меняется в зависимости не только от приложенного напряжения, но и от внешнего источника. Описанный в данном случае переход можно изобразить в соответствии с рис. 2.

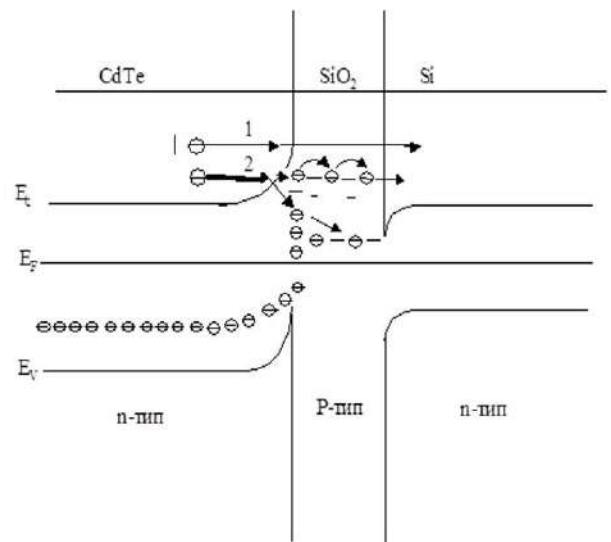


Рис 2. Схема переноса электронов между теллуридом кадмия, оксидом кремния и кристаллическим кремнием. Но для того, чтобы сформировать единый закон, применимый к каждому из слоев, необходимо создать граничные условия, которые на данный момент сформированы для теллурида кадмия, а для оксида кремния, исходя из аналогичного расчета, могут быть представлены следующим образом.

Первоначально необходимо подсчитать общее количество свободных отверстий и их суммарный заряд (10).

$$n_{SiO_2} = (0.46 \cdot 10^{-10} + 1.5 \cdot 10^{-2} + 0.5 \cdot 10^{-2}) \cdot \left(\frac{2330 \cdot \frac{27.976926535055}{27.976926535055 + 2 \cdot 15.99491461933} + 1428.97 \cdot \frac{27.976926535055 + 2 \cdot 15.99491461933}{27.976926535055 + 2 \cdot 15.99491461933}}{2 \cdot 15.99491461933} \right) \cdot (27.976926535055 + 2 \cdot 15.99491461933) \cdot 1.66 \cdot 10^{-27} = 2 \cdot 6.409387529 \cdot 10^{17} \Rightarrow q_{SiO_2} = 0.205100401 \text{ KJ} \quad (10)$$

Которое можно сформулировать аналогично электростатическому уравнению Пуассона для данной модели (11), после чего рассчитать плотность дырок с представлением относительно каждой из плоскостей, а также далее рассчитать дырки в каждой из плоскостей и аналогичное значение зарядов в тех же плоскостях исследуемого слоя (12).

$$\Delta \varphi_1(x, y, z) = -\frac{\rho}{\epsilon_0} = -\frac{q}{\epsilon_0 V} = -\frac{0.205100401}{8.854 \cdot 10^{-12} \cdot 0.46 \cdot 10^{-6} \cdot 1.5 \cdot 10^{-2} \cdot 0.5 \cdot 10^{-2}} = 6.714410613 \cdot 10^{20}$$

$$\rho_n = \frac{0.46 \cdot 10^{-6} \cdot 1.5 \cdot 10^{-2} \cdot 0.5 \cdot 10^{-2}}{6.409387529 \cdot 10^{17}} = 1.857793487 \cdot 10^{28} \Rightarrow$$

$$\begin{cases} n_a = \rho_n a b v = 1.857793487 \cdot 10^{28} \cdot 4.6 \cdot 10^{-7} \cdot 1.5 \cdot 10^{-2} \cdot 10^{-10} \\ n_b = \rho_n a c v = 1.857793487 \cdot 10^{28} \cdot 4.6 \cdot 10^{-7} \cdot 0.5 \cdot 10^{-2} \cdot 10^{-10} \\ n_c = \rho_n b c v = 1.857793487 \cdot 10^{28} \cdot 1.5 \cdot 10^{-2} \cdot 0.5 \cdot 10^{-2} \cdot 10^{-10} \end{cases} \Rightarrow$$

$$\begin{cases} n_a = 12818775060 \\ n_b = 4272925020 \\ n_c = 1.393345115 \cdot 10^{14} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} q_a = 2.05100401 \text{ nKJ} \\ q_b = 0.6836680032 \text{ nKJ} \\ q_c = 22.29352184 \text{ mKJ} \end{cases} \quad (12)$$

Вычисленные значения зарядов могут быть сформированы в значения индивидуальных потенциалов на основе определения потенциала напряженности поля (13).

$$\varphi = \frac{kq}{r}, r = \frac{1}{\rho_n} = 3.77572934 \cdot 10^{-10} \Rightarrow \begin{cases} \varphi_a = 48888663421 \\ \varphi_b = 16296221140 \\ \varphi_c = 5.313985154 \cdot 10^{14} \end{cases} \quad (13)$$

В результате моделирования трехмерных графиков хорошо видно, что каждый из них является гладким и простым, в отличие от двух предыдущих примеров, где были задействованы легированные соединения теллурида кадмия и оксида кремния. В данном случае моделируется чистый кристаллический кремний, что и позволяет получить такие графики, которые коррелируют с реальностью.

На основе полученных результатов были сформулированы 3 отдельные модели для теллурида кадмия, оксида кремния и кристаллического кремния, причем в каждом случае функции представлены в трехмерном пространстве. На самом деле, было бы логично расположить все функции друг за другом, создав единую модель полупроводникового элемента.

В результате была получена дискретная общая форма организованного полупроводникового элемента, однако при организованном эмпирическом расчете полученное изменение может быть представлено в соответствии с обнаруженными показателями. Так, спектральные зависимости

при взаимодействии с внешним коронным разрядом демонстрируют изменение на рис. 1, когда изменение высоты по шкале потенциального барьера, необходимого для преодоления электронами, может быть представлено согласно рис. 3.

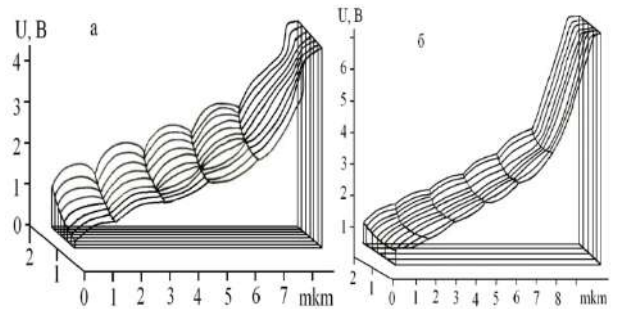


Рис 3. Рост потенциального барьера электронов при наличии стороннего источника потенциального поля

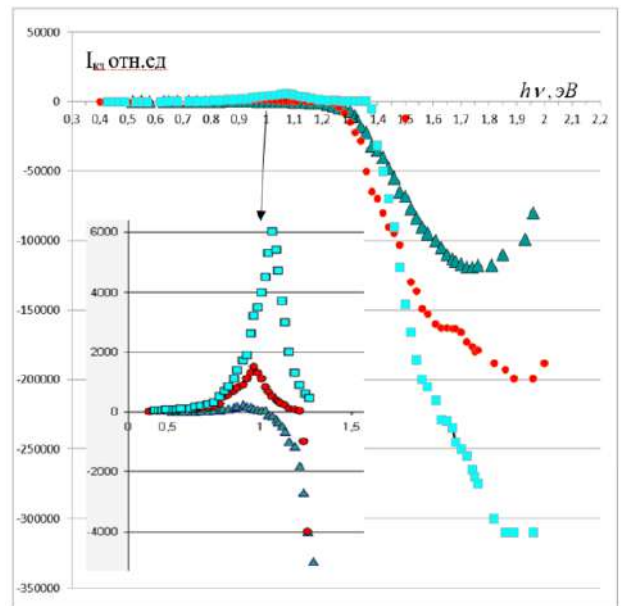


Рис 4. Спектральный характер взаимодействия под действием внешнего электростатического поля

ЗАКЛЮЧЕНИЕ. В результате исследования был представлен алгоритм моделирования, позволяющий описывать явления класса электропроводности под воздействием внешнего поля. В частности, большое внимание было уделено непосредственному этапу моделирования в статическом виде полупроводникового элемента типа p-n-p, состоящего из теллурида кадмия, оксида кремния и кристаллического кремния. Установлено, что под влиянием электрического поля смещается глубокий уровень $E_{с-0,70\text{эВ}}$ в стороны в ближе инфра красного спектра и экспериментально доказано эффекта Пула-Френкеля.

Литературы:

- [1]. Deng, Z., Li, K., Priimagi, A. et al. Light-steerable locomotion using zero-elastic-energy modes. *Nat. Mater.* (2024). <https://doi.org/10.1038/s41563-024-02026-4>
- [2]. Lee, K.J., Cros, V. & Lee, H.W. Индуцированный электрическим полем орбитальный угловой момент в металлах. *Nat. Mater.* 23, 1302-1304 (2024). <https://doi.org/10.1038/s41563-024-01978-x>
- [3]. Линь, Х., Чжан, С., Ян, М. и др. Семейство суперионных натриевых проводников на основе двух анионов для полностью твердотельных натрий-ионных батарей. *Nat. Mater.* (2024). <https://doi.org/10.1038/s41563-024-02011-x>
- [4]. Подход к идентификации и синтезу мемристорных полупроводников II-V. *Nat. Mater.* 23, 1322-1323 (2024). <https://doi.org/10.1038/s41563-024-01991-0>
- [5]. Liu, L., Ji, Y., Bianchi, M. et al. Метастабильный пентагональный двумерный материал, синтезированный методом эпитаксии, управляемой симметрией. *Nat. Mater.* 23, 1339-1346 (2024). <https://doi.org/10.1038/s41563-024-01987-w>
- [6]. Li, Z., Zhai, L., Zhang, Q. et al. 1T'-монослой дихалькогенида переходного металла, стабилизированные на нанопроводах 4H-Au, для ультрачувствительного обнаружения SERS. *Nat. Mater.* 23, 1355-1362 (2024). <https://doi.org/10.1038/s41563-024-01860-w>
- [7]. Миура, М., Элей, С., Иида, К. и др. Четырехкратное увеличение плотности тока в сверхпроводнике на основе железа высачивания SmFeAsO_{1-x}H_x. *Nat. Mater.* 23, 1370-1378 (2024). <https://doi.org/10.1038/s41563-024-01952-7>
- [8]. Hackett, L., Koppa, M., Smith, B. et al. Гигантская электронно-опосредованная фононная нелинейность в полупроводниково-пьезоэлектрических гетероструктурах. *Nat. Mater.* 23, 1386-1393 (2024). <https://doi.org/10.1038/s41563-024-01882-4>
- [9]. Bae, J., Won, J., Kim, T. et al. Cation-eutaxy-enabled III-V-derived van der Waals crystals as memristive semiconductors. *Nat. Mater.* 23, 1402-1410 (2024). <https://doi.org/10.1038/s41563-024-01986-x>
- [10]. Ванг, Х., Пан, К., Ся, Н. и др. Усиление мощности в гидрогелевой пусковой установке за счет разлома. *Nat. Mater.* 23, 1428-1435 (2024). <https://doi.org/10.1038/s41563-024-01955-4>
- [11]. Figgenger, J., van Ouwerkerk, J., Haberschusz, D. et al. Многолетние полевые измерения домашних систем хранения и их использование для оценки емкости. *Nat Energy* (2024). <https://doi.org/10.1038/s41560-024-01620-9>
- [12]. Трегнаго, Г. Комбинирование фотоэлектрических элементов. *Nat Energy* 9, 1052 (2024). <https://doi.org/10.1038/s41560-024-01647-y>
- [13]. Гибкое участие электросинтеза в динамических рынках электроэнергии. *Nat Energy* 9, 1062-1063 (2024). <https://doi.org/10.1038/s41560-024-01584-w>
- [14]. Choo, S., Lee, J., Şişik, B. et al. Геометрический дизайн термоэлектрических материалов на основе Cu₂Se для повышения выработки электроэнергии. *Nat Energy* 9, 1105-1116 (2024). <https://doi.org/10.1038/s41560-024-01589-5>
- [15]. Ванг, Дж., Чортос, А. Показатели производительности для устройств, изменяющих форму. *Nat Rev Mater* 9, 738-751 (2024). <https://doi.org/10.1038/s41578-024-00714-w>

Mualliflar haqida ma'lumot

1. Otajonov Salim Madraximovich – f.m.f.d., professor, Farg'ona davlat universiteti, Fizika kafedrası, professor. E-mail: otajonov_s@mail.ru. Tel.: +99893-643-14-33;
2. Abdullaev Sherzod Shuxratjon o'g'li – Farg'ona davlat texnika universiteti, Fizika kafedrası, tayanch doktoranti. E-mail: sherzod19962004@gmail.com. Tel.: +99893-980-44-16;
3. Bokirov J– Farg'ona davlat universiteti, Fizika kafedrası, magistranti.

Ikkilamchi qotishmalarning kristall tuzilishi

K.I.G'aynazarova, D.Yusupova, B.Omonov

Farg'ona davlat universiteti.

Annotatsiya. Ushbu maqolada ikkilamchi qotishmalarning erishi natijasida, qattiq eritmalarning uzluksiz qatorini hosil qilishi va parallel joylashgan qatlamlari, qatlamning atomlari va ular hosil qilgan tekis olti burchakli panjara hosil bo'lishi tushuntirilgan. Hozirgi vaqtda 300-350 °C dan past haroratlarda ishlaydigan termoelektrik sovutish moslamalari va termogeneratorlar uchun asosiy materiallar Bi_2Te_3 - Bi_2Se_3 va Bi_2Te_3 - Sb_2Te_3 qattiq eritmalaridir.

Ushbu qattiq eritmalarning tarkibiy qismlari bo'lgan xalkogenidlar orasida vismut telluridi eng batafsil o'rganilgan. Buning sababi, birinchidan, vismut telluridining o'zi ancha yuqori termoelektrik parametrlarga ega va termoelektrik qurilmalarning dastlabki modellarida ishchi material sifatida keng qo'llanilgan. Ikkinchidan, legirlovchi bilan uni p- va n-tipini olish mumkin edi. Va nihoyat, vismut telluridni juda mukammal monokristallar shaklida tayyorlash oson edi. Bu ko'rib chiqilayotgan qattiq eritmalarda jarayonlarni tartibga solish bo'yicha yagona nuqtai nazar yo'q va stexiometriyadagi siljish haqida batafsil ma'lumotlar yo'q. Shundan, materiallarning ko'p komponentligi va kristall panjarada turli xil atomlararo o'zaro ta'sirlarning mavjudligi bilan izohlanadi.

Kalit so'zlar: olti burchakli elementar yacheyka, van der Vaals kuchlari, atom, ion, kristall panjara, qattiq eritma, xalkogenid

Абстракт. В данной статье объясняется, что в результате плавления вторичных сплавов происходит образование непрерывного ряда твердых растворов и образование параллельных слоев, атомов слоя и образуемой ими плоской гексагональной решетки. В настоящее время основными материалами термоэлектрических охлаждающих устройств и термогенераторов, работающих при температурах ниже 300-350 °C, являются твердые растворы Bi_2Te_3 – Bi_2Se_3 и Bi_2Te_3 – Sb_2Te_3 .

Среди халькогенидов, входящих в состав этих твердых растворов, наиболее подробно изучен теллурид висмута. Это связано, во-первых, с тем, что теллурид висмута сам по себе обладает очень высокими термоэлектрическими параметрами и широко использовался в качестве рабочего материала в ранних моделях термоэлектрических устройств. Во-вторых, с помощью допинга его можно было сделать p- и n-типом. Наконец, теллурид висмута легко получить в виде очень совершенных монокристаллов. Единой точки зрения на регуляцию процессов в рассматриваемых твердых растворах не существует, а также нет детальных сведений о сдвиге стехиометрии. Это объясняется многокомпонентностью материалов и наличием различных межатомных взаимодействий в кристаллической решетке.

Ключевые слова: гексагональная элементарная ячейка, силы Ван-дер-Ваальса, атом, ион, кристаллическая решетка, твердый раствор, халькогенид.

I.Kirish

Hozirgi vaqtda shu kungacha o'rganilib kelingan barcha metodlardan farqli ravishda, inert gaz bosimi ostida termoelektrik material olish uchun ekologik toza elektr energiya olishda atmosferaga zarar yetkazmaydigan yuqori samaradorlikka ega bo'lgan termoelektrik materiallar orqali issiqlik va elektr energiyasining o'zaro konversiyasini amalga oshirish dolzarb masalalardan biri hisoblanmoqda.

Termoelektrik qurilmalarni yaratishda yuqori termoelektrik hossalari va harakteristikalarga ega bo'lgan vismut surma telluridi va selenidi asosidagi termoelektrik materiallar muhim hisoblanadi. Shuning uchun biz yuqoridagi materiallarning erish haroratiga yetganda gomogenlashuv jarayoni sodir bo'lishini hamda valent zonasi tuzilishi, Zaryad tashuvchilarning holati, harorat o'zgarishi bilan "yengil" kovaklar va og'ir kovaklarning zonalararo harakatlanishi nazarda tutgan holda taklif etilayotgan usulda asosga stexiometrik tarkibdan ortiqcha miqdor Te, Se va S kiritilganda materialning valent zonasi tuzilishi noodatiy xarakterga ega ekanligi, zaryad tashuvchilarning holati harorat pastligi va konsentratsiya miqdori kattaligi natijasida yengil kovaklarning effektiv massaga bog'liqligi hamda harakatchanlik kamroq

zaryad tashuvchilar aynimagan holatiga ega bo'lgan ikkinchi tagzonaga-og'ir kovaklar zonasiga o'tishi nazariy tahlil qilingan. Yengil kovaklar va og'ir kovaklarning zonalararo o'tishida μ/χ_p bir-birini o'zaro kompensatsiyalashi, harakatchanlikni o'zgartirmagan holda, kristall panjara issiqlik o'tkazuvchanligini kamaytirish orqali termoelektrik samaradorlikni oshirishini nazarda tutib ikkilamchi qotishmalarning tuzilishini tushuntirilgan. Tajribalardan olingan hulosalari bo'yicha, elektronlar va teshiklarning harakatchanligini o'rganish asosida μ/χ_p nisbatni 2 marta orttirishga erishish mumkinligi ham keltirilgan. Umumiy holatda, valent zonasi tuzilishining zaryad tashuvchilarning harakatchanligi va ikki zonali modeli nazariyasi zaryad tashuvchilarning harakatchanligi ham formulalarda o'z izohini topgan. Zaryad tashuvchilarning harakatchanligi yana elektron gazning degeneratsiya darajasiga, holatlar zichligining effektiv massasiga, sochilish mexanizmiga va haroratga bog'liqligi ham tushuntirib ketilgan.

Bundan tashqari α , σ va $\alpha^2\sigma$ parametrlardan tashqari massa yo'qotishlari ham foizlarda ko'rsatib o'tilgan. Yuqoridagilardan kelib chiqqan holda, inert gaz bosimi ostida tayyorlangan yuqori mustahkamlik xususiyatlariga ega bo'lgan Bi_2Te_3 va Bi_2Te_3 asosidagi termoelektrik materiallarga

ortiqcha kiritilgan xalkogenlar miqdori ortishi bilan elektr o'tkazuvchanligi dastlab chiziqli ortib borishi, termoelektr koeffitsiyenti chiziqli kamayishi kuzatilgan.

Bunday termoelektrik materiallar issiqlik energiyasini to'g'ridan-to'g'ri elektr energiyasiga aylantirish uchun generatorlarda, muzlatgichlar, termostatlar, konditsionerlar va boshqa qurilmalarda keng qo'llaniladi. Shuning uchun vismut telluridiga (Bi_2Te_3) asoslangan qattiq eritmalar 200-600 K harorat oralig'ida eng yaxshi termoelektrik xususiyatlarga ega. Termoelektr samaradorligi oshgani sayin qurilmalarning energiya xarakteristikalarini yaxshilaydi. α , σ va χ qiymatlari o'z navbatida moddaning asosiy fizik parametrlariga bog'liq, masalan, panjara issiqlik o'tkazuvchanligi χ_p , harakatchanlik μ va zaryad tashuvchilarning samarali massasi m^* va birinchi taxminiy jihatdan bu parametrlar kiritilgan. Bi_2Te_3 asosidagi materiallardan tayyorlangan termoelementlar shoxlarining tuzilishi ham termoelektr samaradorligiga sezilarli ta'sir ko'rsatadi. Bu ushbu materiallarga xos bo'lgan elektr va issiqlik o'tkazuvchanligining sezilarli anizotropiyasi, shuningdek, kristallanish jarayonida konsentratsiyaning bir xilligini shakllantirish tendensiyasi bilan bog'liq.

Ko'rib chiqilayotgan tizim qattiq eritmalarining uzluksiz qatorini hosil qilishini ko'rsatdi. Ushbu tizim asosida u samarali termoelektrik materialni yaratdi. Dastlab 50 mol qotishma ishlatilgan. % Bi_2Te_3 + 50 mol.% Sb_2Te_3 , keyinchalik tarkibi 26 mol.% Bi_2Te_3 + 74 mol yuqori samaradorlikni ko'rsatdi. % Sb_2Te_3 + 3 wt.% Te (stexiometriyadan yuqori tarkib). Bi_2Te_3 komponentining ba'zi o'zgarishlari bilan (20 dan 30 mol% gacha), u hozirgi kungacha termoelementlarning p-tarmoqlari sifatida ishlatiladi.

Bi_2Te_3 - Bi_2Se_3 asosidagi termoelementning n-tarmog'i uchun termoelektrik materialni sintez qilinganda eng yaxshi termoelektrik xususiyatlar 80 mol% Bi_2Te_3 + 20 mol% Bi_2Se_3 ning qattiq eritmasi bilan namoyon bo'ldi. Bu ikkilamchi qotishmalarining kristall panjarasi tuzilishi o'rganilganda har bir elementlarning atomlari bir qatorda va tartibli bo'lishi bilan birgalikda davriy takrorlanuvchidir.

II. Material va usullar

O'rganishlar shuni ko'rsatdiki, qattiq eritmalar kabi yarimo'tkazgichli materiallarda qotishma tarkibidagi ikkinchi komponentning miqdori ortishi bilan fononli issiqlik o'tkazuvchanligining harakatchanlikka qaraganda keskin oshishi kuzatiladi, buning natijasida qotishmaning termoelektrik ko'rsatkichi, boshlang'ich elementga nisbatan ortadi. Hozirda,

eng yaxshi termoelektrik materiallarning ko'pchiligi ikki yoki undan ortiq elementlarning qattiq eritmaları yoki ikkilik birikmalaridir. Zamonaviy texnikada past haroratlarda ishlaydigan termoelektrik sovutish moslamalari va termogeneratorlar uchun asosiy materiallar sifatida nafaqat vismut telluride, shuningdek Bi_2Te_3 - Bi_2Se_3 , Bi_2Te_3 - Sb_2Te_3 asosidagi qattiq eritmalar ham qo'llaniladi. Ko'pincha termoelektrik qurilmalarda ishlatiladigan namunalarda ko'plab o'lchovlar o'tkazilganda, Bi_2Te_3 va uning qattiq eritmaları yuqori darajada anizotropik bo'lishiga qaramay, ularni o'rganish hali ham ularning xossalari haqida bir qator foydali ma'lumotlarni olish imkonini berdi. Masalan, har xil aralashmalarining ta'sirini aniqlash, xossalari kuchli anizotropiyasiga ega bo'lmagan ayrim fizik miqdorlarni kattalik tartibi bo'yicha aniqlash kabi tafsilotlardir.

Bunday qattiq qotishmalar olishning inert gaz bosimi ostida eritish texnologiyasidan foydalandik. Chunki boshqa usullarning qator kamchiliklari olinayotgan materialning nafaqat elektrofizik parametrlariga ta'siri balki uning kristall panjarasi tuzilishini tushuntirilishida ko'plab mavxum tushunchalar kuzatildi. Inert gaz bosimi ostida olingan termoelektrik materiallarni termoelektrik samaradorligini oshirish uchun Bi_2Te_3 va Bi_2Se_3 asosidagi materiallarni tarkibi va ishchi parametrlarini to'g'ri tanlash zarur. Buning uchun olinayotgan har bir birikma hosil qilayotgan elementlarning kristall panjara tuzilishini bilish ham muhim hisoblanadi. Ikkilamchi termoelektrik materiallarni olish jarayonida xalkogenidlarni bir-birida cheksiz erib, qattiq eritmalarining uzluksiz qatorini hosil qilishi kerak. Bunda birikmalar bir xil simmetriya sinfiga tegishli bo'lishi va yaqin parametrlarga ega bo'lgan panjaralarga ega bo'lishi, bir-birining o'rnini bosuvchi atomlar o'lchamlari jihatidan bir-biridan unchalik farq qilmasligi va kimyoviy xossalari yaqin bo'lishi kerak[3]. Hosil bo'lgan qattiq qotishmada, asosiy tarkibdagi atomlar bilan bir xil zaryadga ega bo'lgan kirishma atomlari va neytral atomlar, tok tashuvchilarning harakatchanligiga kuchsiz ta'sir ko'rsatadi. Atom o'lchamidagi davriy nuqsonlarda elektronlarning sochilishi, kichik to'liq uzunligidagi fononlarda sochilishga qaraganda kuchli bo'lganligidan hamda elektronlarning ko'p sonidagi atom potensialining o'rtacha ta'sirida kuchsiz sochilganligi tufayli μ/χ_p nisbat ortadi.

Shunday qilib, Bi_2Te_3 ning sovutish uchun asosiy materiallarga aylandi. Eksperimental natijalarni nazariy hisoblashlar ko'rsatishicha, termoelementni musbat tarmog'i uchun olingan Sb_2Te_3 va Bi_2Se_3 bilan qattiq eritmaları termoelementlarni Sb_2Te_3 ni, kovakli Bi_2Te_3 ni qattiq eritmasiga almashtirish yo'li bilan μ/χ_p

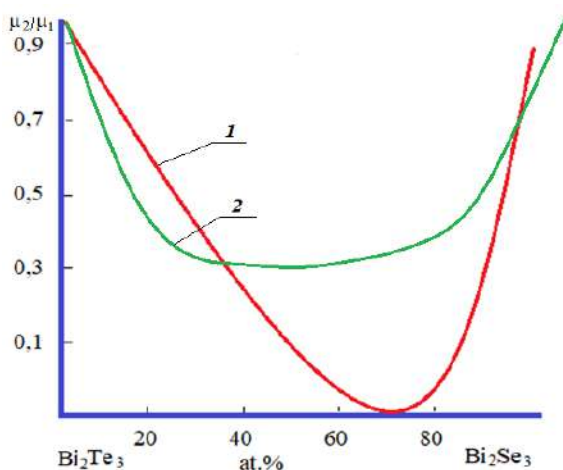
nisbatni 2 marta orttirishga erishish mumkin. 1- va 2-rasmlarda $Bi_2B^{VI}_3$ (B^{VI} –Se, Te) qotishmalarining qattiq eritmalaridagi elektronlar va teshiklarning harakatchanligini o'rganish natijalari keltirilgan.

Murakkab zonali yarimo'tkazgichlar uchun R_x maksimumga erishadigan haroratda R_x , α_{um} va σ_{um} parametrlarni kombinatsiyasi orqali $\frac{\mu_2}{\mu_1}$, $\frac{p_2}{p_1}$, $\Delta\epsilon$ kabi zonaviy parametrlarni aniqlash mumkin. Valent zonasi tuzilishining ikki zonali modeli nazariyasi zaryad tashuvchilarning harakatchanligi uchun quyidagi ifodani beradi:

$$\mu = \frac{\mu_1 p_1 + \mu_2 p_2}{p},$$

Bu yerda μ_1, μ_2 - zonalaridagi teshiklar harakatchanligi, a p_1, p_2 - zonalaridagi teshiklar konsentratsiyasi.

Ma'lumki, umumiy holatda, zaryad tashuvchilarning harakatchanligi



1-rasm. Nisbiy koordinatalarda anionlar va kationlar almashinadigan qattiq eritmalaridagi elektronlar va teshiklarning harakatchanligi: 1-p-tip. 2-n-tip

$$\mu = \frac{\sqrt{\pi}}{G(r+3/2)} \frac{F_{r+1/2}(\mu^*)}{F_{1/2}(\mu^*)} \mu_0,$$

ma'lumki, zaryad tashuvchilarning harakatchanligi elektron gazning degeneratsiya darajasiga, holatlar zichligining effektiv massasiga, sochilish mexanizmiga va haroratga bog'liq, shuning uchun uni Holl effektini o'lchash orqali hisoblash, elektr o'tkazuvchanligi va termoe.yu.k. ni $\frac{m^*}{m_0}$, r orqali aniqlash qiyinchilik tug'diradi.

Termoelektrik materiallarning xizmatga yaroqliligi ZT o'lchovsiz termoelektrik ko'rsatkichi bilan belgilanadi,

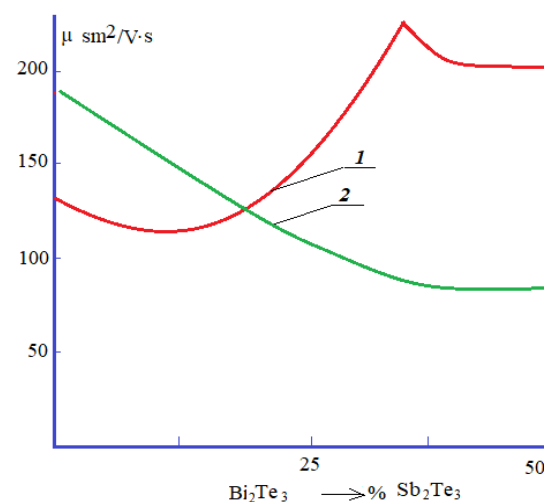
$$ZT = \frac{\alpha^2 \sigma}{\chi} \cdot T, \quad (11)$$

Bu yerda T - mutlaq harorat, α - materialning termoe.yu.k ko'effitsienti, σ - uning elektr o'tkazuvchanligi, χ - issiqlik o'tkazuvchanligi.

Bi_2Te_3 va Bi_2Se_3 asosdagi termoelektrik qotishmalarda bir vaqtning o'zida uchta parametрни yaxshilash qiyin. Ularning ichida α - materialning termoe.yu.kni yoki σ - uning elektr o'tkazuvchanligini alohida nazorat qilish nisbatan oson. Termoelektrik samaradorlikni yaxshilashning turli usullari mavjud, masalan, asosga halkogen sifatida elementlarning kiritish bilan ularning kristall panjara tuzilishini o'rganishdir.

II. Natijalar

Termoelektrik samaradorligi, Bi_2Te_3 , Bi_2Se_3 asosga qo'shimcha kiritilgan tellur, selen va oltingugurt miqdoriga bog'liq ravishda termoelektrik parametrlar o'zgarishi o'rganildi.



2-rasm. Anionlar va kationlar almashinadigan qattiq eritmalaridagi elektronlar va teshiklarning harakatchanligi: 1-p-tip. 2-n-tip.

Olingan qotishmalardan tayyorlangan yarim elementlarni toblash 390°C haroratda 17 soat davomida vakuum darajasi 10^{-2} mm.sim.ust. bo'lgan kvars ampulalarda o'tkazildi. Olingan yarim elementlarning xarakteristikalarini solishtirma elektr o'tkazuvchanligi σ ($Om^{-1} \cdot m^{-1}$), termoelektr yurituvchi kuch ko'effitsiyenti α (mkV/K) va solishtirma issiqlik o'tkazuvchanligi χ (kal/m·s·K) larni aniqlandi va ular asosida materialning asligi topildi. Namunalarning solishtirma elektr o'tkazuvchanligi kompensatsiya usuli bilan doimiy tokda, orasidagi masofa aniq bo'lgan to'rt zond yordamida o'lchandi. Termoe.yuk xona haroratida differensial usul bilan o'lchandi. Bu holda, namunadagi 8-15°C bo'lgan harorat farqi namunaning pastki uchi xona haroratida bo'lganda, tashqi issiqlik manbai bilan isitilib hosil qilindi.

α va σ larning haroratga bogʻlanishi tekshirilayotgan namunalar joylashgan muhit (argon) haroratini bosqichma-bosqich oʻlchash bilan kompensatsiya sxemasi yordamida zond usulida aniqlandi. Yuqori haroratlardagi oʻlchashlar ham, xona haroratida oʻtkazilgan usullar kabi amalga oshirildi.

Bi₂Te₃ birikmasining tuzilishini D⁵_{3d} (R $\bar{3}m$) fazo guruhi va parametrlari bilan rombedral sifatida tasvirlab

$$a_R = 10,45 \text{ \AA} \quad \propto_R 24,8' \quad (2)$$

3-rasmda Bi_2Te_3 ning kristall panjara tuzilishi ko'rsatilgan. Stexiometrik tarkibga ega bo'lgan yaxshi tavlangan kukunlarning 300 K da

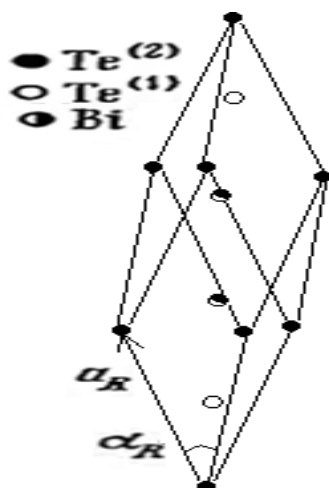
$$a_R 10,477 \text{ \AA} \quad \alpha_R 24^\circ 9' 32'' \quad (3)$$

O'lchamga ega bo'ladi.

Ko‘pincha Bi_2Te_3 tuzilishini rombedral birlik atomdan ko‘ra olti burchakli yordamida tasvirlash qulayroqdir. Bunday katakning a va c parametrlarini ayirboshlash formulalari yordamida a_R va $\propto_R$ orqali yozish mumkin

$$a = 2a_R \sin \frac{\alpha}{2}, \quad c = \sqrt{3}a_R(1 + 2\cos \alpha)^{1/2} \quad (4)$$

(3) va (4) birlashtirib, biz a va c Bi_2Te_3



3-rasm. Bi_2Te_3 rombedral olti burchak yordamida tasvirlash

parametrlari uchun quyidagini olamiz

$$\begin{aligned} a &= 4,3835 \pm 0,0005 \text{ \AA} \\ c &= 30,487 \pm 0,001 \text{ \AA} \end{aligned} \quad (5)$$

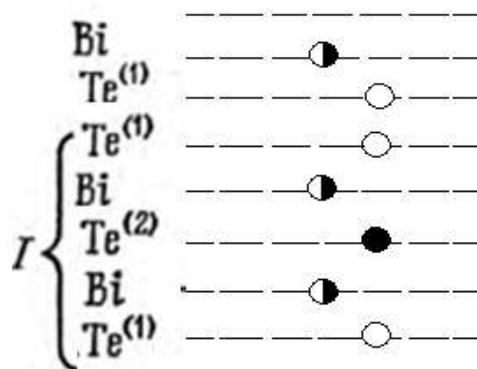
Bi_2Te_3 strukturasi uchinchi tartibli simmetriya o'qiga perpendikulyar bo'lgan (olti burchakli panjaradagi c o'qi) murakkab qatlamlar - kvintetlar to'plami sifatida ifodalanishi mumkin. Olti burchakli kristall panjara tuzilishida uchta bunday kvinta mavjud. Har bir kvintet beshta oddiy qatlamdan iborat (4-rasm). Alohida qatlamning atomlari bir xil bo'lib, tekis olti burchakli panjara hosil qiladi. Qatlamlar ketma-ketlik bilan almashadi



Bunday holda, har bir keyingi qatlamning atomlari oldingi qatlamning atomlari tomonidan hosil qilingan uchburchaklar markazlari ustida joylashgan (zich olti burchakli o‘rash).

Qatlamli strukturaning mavjudligi tufayli Bi_2Te_3 (0001) tekisliklar bo'ylab osongina yorilib ketadi.

$\text{Te}^{(2)}$ atomlari eng yaqin qo'shnlari sifatida oltita Bi atomiga ega (har bir qo'shni qatlamdan uchtdan). $\text{Te}^{(1)}$, bir tomondan, uchta Bi atomiga, ikkinchi tomondan, uchta $\text{Te}^{(1)}$ atomga bog'langan. Shunday qilib, panjarada tellur atomlari uchun ikkita sezilarli darajada farq qiladigan joy mavjud. Shunga ko'ra, Bi uchta qo'shni $\text{Te}^{(2)}$ va uchta $\text{Te}^{(2)}$ ga ega. Aralash o'tkazuvchanlikda Z qiymati ham sezilarli darajada tarmoqli bo'shlig'iga va elektronlar va teshiklar uchun μ_0 (m^*/m_0)^{3/2} parametrlarining nisbatiga bog'liq. Maksimal qiymat Z zaryad tashuvchilarning ma'lum bir konsentratsiyasiga to'g'ri keladi, bu legirlovchi aralashmalarini kiritish yoki materialning tarkibini stexiometrikga nisbatan o'zgartirish orqali erishiladi.



4-rasm. Bi_2Te_3 Olti burchakli kristall panjara tuzilishidagi kvintetlar

IV.Muhokama

Inert gaz bosimi ostida olingan termoelektrik qotishmalarni to'yingan bug'ining past bosimlarini o'lchashda Lengmyur va Knudsenning effuziya usullari o'rganilib chiqildi. Ushbu usullarning termoelektrik qotishmalarga qanday afzalliklari borligi va kamchiliklari ham atroflicha o'rganilib chiqildi. Lengmyurning ochiq yuzadan bug'lanish usulida ham past bosimli bug' uchun, bug' oqimining molekulyar rejimi amalga oshirilganda qo'llaniladi. Lekin Lengmyur usulini ishlatishning qiyinchiligi shundaki, ko'p hollarda bug'lanish koeffitsiyentining noma'lumligi, o'lchov natijalarida, namunaning ichki va sirt haroratining

farqi tufayli sezilarli xatolar kelib chiqadi. Ushbu kamchiliklar yetarli darajada ishonchli bo'lmagan natijalarga olib keladi. Shuning uchun biz to'yingan bug' bosimini aniqlash uchun Knudsen usulidan foydalandik. Lengmyur usuliga qaraganda Knudsen effuzion usulining afzalligi, uni qattiq va suyuq moddalar uchun ishlatilishi mumkinligi va nisbatan aniqligi bilan bog'liqdir. Bu hol qoldiq gaz bosimi 10^{-4} mm.sim.ust.dan past bo'lganda tekshirilayotgan moddaning ichki bug' bosimi 0,1 mm.sim.ust.dan oshmagan (Knudsen usuli) yoki 1 mm.sim.ust. (Lengmyur usuli) atrofida bo'ladi. Bi_2Te_3 asosidagi materiallardan tayyorlangan termoelementlar shoxlarining tuzilishi ham termoelektr samaradorligiga sezilarli ta'sir ko'rsatadi. Bu ushbu materiallarga xos bo'lgan elektr va issiqlik o'tkazuvchanligining sezilarli anizotropiyasi, shuningdek, kristallanish jarayonida konsentratsiyaning bir xilligini shakllantirish tendensiyasi bilan bog'liq. Shu bilan birga halkogen kiritilishi bilan kristall panjaradagi buzilishlar hamda unda atomlar joylashuvini nazarda tutish zarur.

V.Hulosa

Inert gaz bosimi ostida Bi_2Te_3 va Bi_2Se_3 asosidagi termoelektrik materiallarga ortiqcha miqdor selen, tellur va oltingugurt kiritish yo'li bilan amaliy foydalanish uchun legirlashga yaroqli asosni tanlash va asosga kiritiladigan ortiqcha xalkogenning maqbul miqdori tellur uchun 0,24 mol %, selen

uchun 0,12 mol % va oltingugurt uchun 0,08 mol % ekanligi ko'rsatildi.

Asosga ortiqcha miqdor selen, tellur va oltingugurt kiritilganda uning termoelektrik parametrlari o'zgarishi tahlil qilindi va shu kungacha turli usullarda olingan termoelektrik qotishmalardagi massa yo'qotishlarga qaraganda sezilarli darajada kamligi isbotlandi hamda u grafik asosida berildi.

Shu bilan birga, tyermoeyuk ko'effitsiyenti va solishtirma elektr o'tkazuvchanligi optimal qiymatlarga ega bo'lgan asosni olish uchun xalkogen miqdorining o'zgarishiga qarab asosning panjaraning issiqlik o'tkazuvchanligi ham samarali ravishda kamaygashi ko'rsatildi. Ammo, bunda elektron issiqlik o'tkazuvchanligi sezilarli darajada oshadi, yakuniy issiqlik o'tkazuvchanligi samarali ravishda kamaymaydi.

Yarimo'tkazgichli termoelektrik materiallar issiqlik energiyasini to'g'ridan-to'g'ri elektr energiyasiga aylantirish uchun generatorlarda, muzlatgichlar, termostatlar, konditsionerlar va boshqa qurilmalarda keng qo'llaniladi. Ushbu materiallar orasida vismut telluridiga (Bi_2Te_3) asoslangan qattiq eritmalar 200-600 K harorat oralig'ida eng yaxshi termoelektrik xususiyatlarga ega. Inert gaz bosimi ostida termoelektrik materiallar olishda elementlarning ichki tuzilishi, ya'ni kristall panjaralar tuzilishi, ikkilamchi termoelektrik materiallarga kiritilgan halkogenlarning elektrofizik parametrlarga ta'sirini o'rganish uchun ularning kristall panjaraga ta'sirini o'rganish kerak.

References

- [1] Kim H.S., Hong S.J. Thermoelectric properties of n-type 95% Bi_2Te_3 –5% Bi_2Se_3 compounds fabricated by gas-atomization and spark plasma sintering // *Journal of Alloys and Compounds*. 2014. V. 586. P. S428-S431.
- [2] Стильбанс Л.С. Физика полупроводников. М.: Советское радио, 1967. 452 с.
- [3] Гольцман Б.М., Кудинов В.А., Смирнов И.А. Полупроводниковые термоэлектрические материалы на основе Bi_2Te_3 . М.: Наука, 1972. 320 с. Voronin A. I. et al. Structure of Profilled Crystals Based on Solid Solutions of Bi_2Te_3 and Their X-Ray Diagnostics. // *Journal of electronic materials*. 2011. Vol. 40. №. 5. Pp. 794-800.
- [4] Azimov, T., Gajazarova, K., & Onarkulov, K. Method for determining the contact resistance of thermoelements. *Euroasian Journal of Semiconductors Science and Engineering*, (2020). 2(5), 11.
- [5] Karimberdi, O., Usmanov, Y., & Toolanboy, A. Semiconductor sensor for detecting volume changes at low temperatures. *European Journal of Molecular & Clinical Medicine*, (2020). 7(2), 2353-2358.
- [6] Onarkulov, K., Gaynazarova, K., & Tashlanova, D. Termoelektrik samaradorlikni qotishmalardagi elektronlar va teshiklarning harakatchanligiga bog'lanishi. *Science and innovation*, (2022). 1(A4), 56-59.
- [7] Egamberdiyev, O. K., Yakub, U., & Ma'Rifjonovich, A. T. Semiconductor sensor for detecting volume changes at low temperatures. *Austrian Journal of Technical and Natural Sciences*, (1-2), 16-20.
- [8] Ma'Rifjonovich, A. T., & Egamberdiyev, O. K. (2020). Effect of commutation solder on the operating characteristics of cooling elements based on bismuth and antimony chalcogenides. *Austrian Journal of Technical and Natural Sciences*, (2020). (1-2), 21-25.
- [9] Azimov, T. M., Gaynazarova, K. I., Onarkulov, M. K., & Yuldashev, A. A. Thermoelectric and Galvanomagnetic Properties of the Alloy $\text{Bi}_2\text{Te}_{3+0.04\text{Weight\% Ni}}$ in the Temperature Range 77÷ 300 K. *American Journal of Modern Physics*, (2021). 10(6), 124-128.
- [10] Onarkulov, M., & Gaynazarova, K. (2024, March). Effect of chalcogens on Bi-Sb (Se-Te) based alloys made under inert gas pressure. In *AIP Conference Proceedings* (Vol. 3045, No. 1). AIP Publishing.

Bi₂Te₃ kristallarida atomlararo bog‘lanishlar va elektron tuzilishining o‘ziga xos xususiyatlari

D.A. Yusupova, S. Sirojiddinova, Q. Gaynazarova

Farg‘ona davlat universiteti

Annotatsiya. Mazkur maqolada vismut telluridi (Bi₂Te₃) yarimo‘tkazgich kristallarining atomlararo bog‘lanishlari va elektron tuzilishining o‘ziga xos xususiyatlari nazariy va eksperimental jihatdan o‘rganilgan. Bi₂Te₃ kristallarining trigonal singoniyada qatlamli strukturasi, uning termoelektrik xossalari ta‘sir qiluvchi elektron zonalar strukturasi spin-orbital bog‘lanish hodisasi va qatlamlararo Van der Waals kuchlarining ahamiyati tahlil qilingan. Tadqiqotda Mooser-Pearson, Lagrenaudie va Drabble-Goodman modellari asosida Bi–Te atomlararo bog‘lanish turlari chuqur tadqiq etilgan. Natijalarda Bi₂Te₃ ning 60° li egizak chegaralari mavjudligida elektron strukturasi sezilarli o‘zgarishlar yuzaga kelishi va bu holatlarning materialning termoelektrik, optik va elektr xossalari ta‘sir ko‘rsatilgan. Mazkur tadqiqot Bi₂Te₃ asosidagi yangi termoelektrik va spintronik materiallarning rivojlanishiga muhim asos yaratishi mumkin.

Kalit so‘zlar: Vismut telluridi (Bi₂Te₃), termoelektrik material, trigonal singoniya, spin-orbital bog‘lanish, proyeksiyalangan holatlar zichligi, atomlararo bog‘lanishlar, elektron struktura.

Аннотация. В данной статье теоретически и экспериментально изучены особенности межатомных связей и электронной структуры полупроводниковых кристаллов висмута теллурида (Bi₂Te₃). Проанализирована слоистая структура кристаллов Bi₂Te₃ в тригональной сингонии, явление спин-орбитальной связи в структуре электронных зон, влияющее на термоэлектрические свойства, и значение межслоевых сил Ван-дер-Ваальса. В исследовании на основе моделей Mooser-Pearson, Lagrenaudie и Drabble-Goodman глубоко изучены типы межатомных связей Bi–Te. В результатах показано, что при наличии двойниковых границ под углом 60° в электронной структуре Bi₂Te₃ возникают значительные изменения, и показано влияние этих состояний на термоэлектрические, оптические и электрические свойства материала. Данное исследование может создать важную основу для развития новых термоэлектрических и спинтронных материалов на основе Bi₂Te₃.

Ключевые слова: висмут теллурид (Bi₂Te₃), термоэлектрический материал, тригональная сингония, спин-орбитальная связь, проецированная плотность состояний, межатомные связи, электронная структура.

I. Kirish

Samarali termoelektrik konversiya xususiyatlari tufayli vismut telluridi (Bi₂Te₃) yarimo‘tkazgichli termoelektrik material sifatida keng tadqiq qilingan va shu sababli zamonaviy texnologiyalar uchun juda muhim ahamiyatga ega. So‘nggi vaqtlarda Bi₂Te₃ ning topologik izolyatorlik xususiyatlari ham aniqlangan bo‘lib, bu spintronika va elektronika sohalarida yangi imkoniyatlarni yaratmoqda. Ushbu maqolaning asosiy maqsadi Bi₂Te₃ ning fizik-kimyoviy xususiyatlari, elektron zonalar strukturasi nazariy va eksperimental ma‘lumotlarga asoslanib chuqurroq tahlil qilishdan iborat.

Bi₂Te₃ ning termoelektrik va topologik izolyator xususiyatlari bo‘yicha ko‘plab ilmiy tadqiqotlar amalga oshirilgan. Jumladan, Kim va boshqalar (2016) tomonidan olib borilgan tadqiqotda Bi₂Te₃ kristallaridagi 60° egizak chegaralar elektron strukturasi jiddiy ta‘sir ko‘rsatishi va bu chegaralarda yangi elektron holatlar hosil

bo‘lishi aniqlangan. Bu holatlar elektron o‘tkazuvchanlik va termoelektrik samaradorlikka bevosita ta‘sir qilishi qayd etilgan. Drabble va Goodman (1958) tomonidan taklif etilgan model Bi₂Te₃ ning kimyoviy bog‘lanish tabiatini tushuntirib bergan bo‘lib, unda qatlamlararo Van der Waals bog‘lanishlarining ahamiyati va atomlararo gibrilashgan orbitallar orqali hosil bo‘lgan bog‘lanishlar tavsiflangan. Akhanda va boshqalar (2021) tomonidan o‘tkazilgan eksperimental tadqiqotda esa Bi₂Te₃ kristalining termoelektrik xususiyatlari keng harorat intervalida tekshirilgan va oltita ekvivalent ellipsoid modelining samaradorligi tasdiqlangan. Ushbu adabiyotlar Bi₂Te₃ kristallarining kompleks fizik-kimyoviy va elektron xususiyatlarini tushunish uchun muhim asos bo‘lib xizmat qiladi.

II. Material va usullar

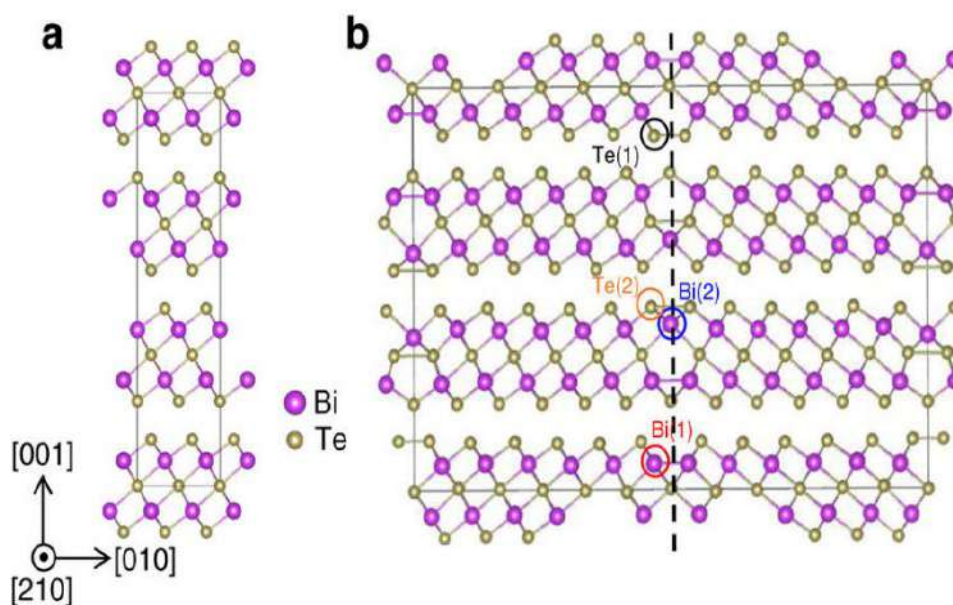
Tadqiqot obyekti sifatida trigonal singoniyada kristallanadigan Bi₂Te₃ tanlandi. Kristall strukturasi va elektron tuzilish

xususiyatlari nazariy hisob-kitoblar hamda tajribaviy usullar (proyeksiyalangan holatlar zichligi, spin-orbital bog‘lanish, egizak chegaralar tahlili) yordamida o‘rganildi. Atomlararo bog‘lanish turlari Mooser-Pearson, Lagrenaudie va Drabble-Goodman modellari orqali tahlil qilindi.

Bi_2Te_3 — vismut va tellurning birikmasi bo‘lib, kulrang kukun shakliga ega va u vismut (III) telluridi deb ham ataladi. Bu yarimo‘tkazgich bo‘lib, surma (antimoniy) yoki selen bilan legirlanganda sovutish yoki ko‘chma elektr energiyasi ishlab chiqarish uchun samarali termoelektrik materialga aylanadi. Bi_2Te_3 topologik izolyator bo‘lgani sababli, uning fizik xususiyatlari qatlam qalinligiga bog‘liq holda o‘zgaradi va xona

haroratiga yaqin sohada eng samarali termoelektrik materiallardan biri hisoblanadi. Uning noodatiy elektron tuzilishi va tor ta‘qiqlangan zonasi termoelektrik xossalarini belgilab beradi.

Vismut telluridi trigonal singoniyada ($R\bar{3}m$, 166) kristallanadi. Ushbu kristall tuzilishi 5 atomli qatlamlardan (Te–Bi–Te–Bi–Te) iborat kvintet qatlamlardan tashkil topgan bo‘lib, ular o‘zaro Van der Vaals kuchlari bilan bog‘lanadi. Shu sababli u trigonal o‘qi (111 tekisligi) bo‘ylab oson ajraladi. 60° li egizak chegaralar hosil bo‘lishida kristall strukturalarning aylanish mexanizmi va qatlamlararo bog‘lanishlarning o‘zgarishi muhim ahamiyat kasb etadi [3].

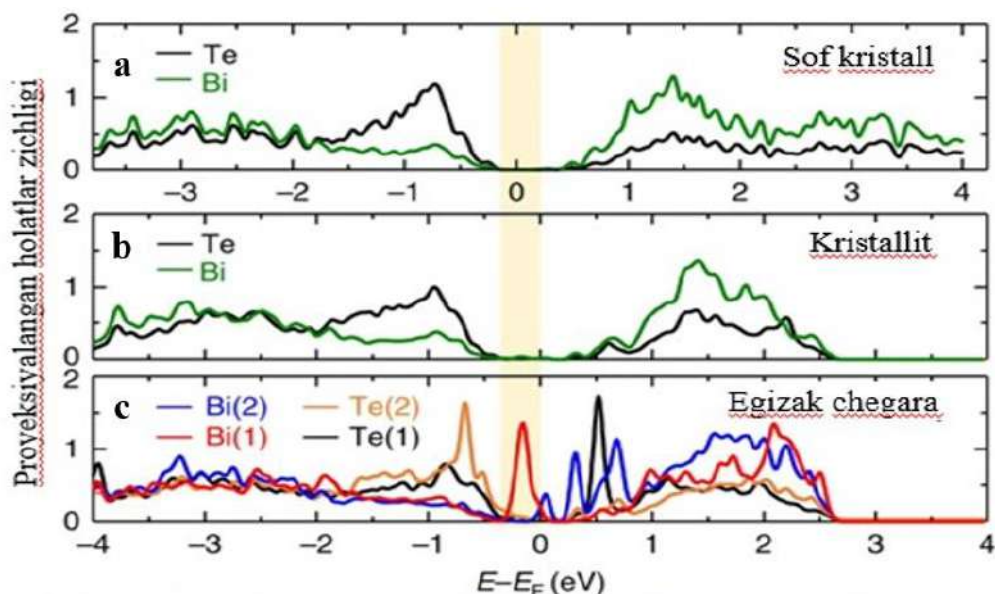


1-rasm. Bi_2Te_3 ning atom tuzilmalari: (a) Bi_2Te_3 ning birlik katagi va (b) 60° egizak chegarasiga ega bo‘lgan Bi_2Te_3 tuzilmasi

Nuqtali qora chiziq 60° egizak chegarasini ko‘rsatadi. (c) Hajmiy Bi_2Te_3 uchun proyeksiyalangan holatlar zichligi, (d) donachalar sohasi va (e) chegara sohasi (pastki panel). Chegara sohasidagi proyeksiyalangan holatlar zichligi grafiklarini chizish uchun to‘rtta turli atom tanlangan (b-rasmda belgilangan). To‘q ko‘k, to‘q sariq, qizil va moviy rangdagi doiralar mos ravishda Te (1), Te (2), Bi (1) va Bi (2) atomlariga to‘g‘ri keladi. Uchala panel (c–e) valent zonaning maksimumiga mos ravishda tekislangan. Hisoblangan taqiqlangan zona kengligi sariq rang bilan soyali soha sifatida ko‘rsatilgan.

1-a rasmda Bi_2Te_3 kristalining tetragonal birlik yacheykasi ko‘rsatilgan.

Bismut (Bi) atomlari binafsha rangda, Tellur (Te) atomlari esa och sariq rangda tasvirlangan. Kristallning asosiy yo‘nalishlari ko‘rsatilgan ([001] va [010]). **1-b** rasmda esa Bi_2Te_3 ning 60° egizak chegara tuzilmasi ko‘rsatilgan. Bu yerda egizak chegara nuqtali qora chiziq bilan belgilangan. Ushbu chegara atom qatlamlarining struktura nomuvofiqligini yuzaga keltiradi. Chegara atrofidagi to‘rtta atom maxsus belgilangan: Te(1) qora, Te(2) to‘q sariq, Bi(1) qizil va Bi(2) ko‘k rangli doiralar bilan belgilangan. Bu atomlar chegara atrofidagi strukturaviy va elektron xossalarni o‘rganish uchun tanlangan.



2-rasm. Bi_2Te_3 kristali uchun proyeksiyalangan holatlar zichligi diagrammalari: (a) hajmiy holat, (b) donacha sohasi, (c) 60° egizak chegara sohasi uchun elektron holatlar taqsimoti.

2-a rasmda sof Bi_2Te_3 kristali uchun proyeksiyalangan holatlar zichligi keltirilgan. Bi va Te atomlari uchun proyeksiyalangan holatlar zichligi juda o'xshash, lekin Bi atomlari uchun holatlar zichligi valent va o'tkazuvchanlik zonalarida yuqoriroq bo'lganligi ko'rinadi. Taqiqlangan zona sariq rangli soyali soha sifatida ko'rsatilgan. **2-b** grafik donacha sohasidagi Bi va Te atomlarining proyeksiyalangan holatlar zichligini aks ettiradi. Bu grafikdan hajmiy holatdagi proyeksiyalangan holatlar zichligi bilan deyarli bir xil shaklga ega ekanligini kuzatish mumkin. Bu donacha sohasida elektron xossalari hajmiy Bi_2Te_3 ga juda yaqin ekanligini bildiradi. **2-c** rasmda esa 60° egizak chegara hududi uchun proyeksiyalangan holatlar zichligi diagrammasi ko'rsatilgan.

2-rasmda keltirilgan grafikda sezilarli o'zgarishlar kuzatiladi. Chegara hududidagi atomlarda (ayniqsa Bi(1), Bi(2), Te(1), va Te(2)) taqiqlangan zona ichida yangi energetik holatlar paydo bo'lgan. Bi(1) atomida Bi–Bi atomlari orasidagi qisqarish (3,11 Å) tufayli ta'qiqlangan zona ichida yangi to'ldirilgan holatlar vujudga kelgan (qizil chiziq).

Te(2)–Te(2) qisqargan bog'lanish (3,54 Å) natijasida ta'qiqlangan zonada yangi to'ldirilgan holatlar (to'q sariq chiziq) hosil bo'lgan. Bi(2) atomida esa o'tkazuvchanlik zonasining minimum yaqinida yangi bo'sh

holatlar paydo bo'lgan (ko'k chiziq). (a–c) grafiklar valent zonaning maksimumi atrofida tekislangan bo'lib, energiya shkalasi ($E-E_F$) Fermi energiyasiga nisbatan ko'rsatilgan.

Tadqiqot natijalari shuni ko'rsatdiki, Bi_2Te_3 kristallari qatlamli struktura ega bo'lib, qatlamlar Van der Vaals kuchlari bilan bog'langan. Elektron tuzilish tahlillariga ko'ra, valent zona asosan Te atomlarining p-orbitallari, o'tkazuvchanlik zonasi esa Bi atomlarining p-orbitallari bilan tashkil topgan.

Spin-orbital bog'lanish hisobga olingan taqdirda zona inversiyasi sodir bo'lib, ta'qiqlangan zona kengligi taxminan 0,11 eV ga kamayadi. Bi_2Te_3 ning termoelektrik samaradorligida oltita ekvivalent ellipsoidning mavjudligi hal qiluvchi rol o'ynaydi. Shu bilan birga, Bi–Te bog'lanishlari kovalent va ion bog'lanishlar kombinatsiyasidan iborat bo'lib, bu materialning elektron va optik xususiyatlarini belgilaydi.

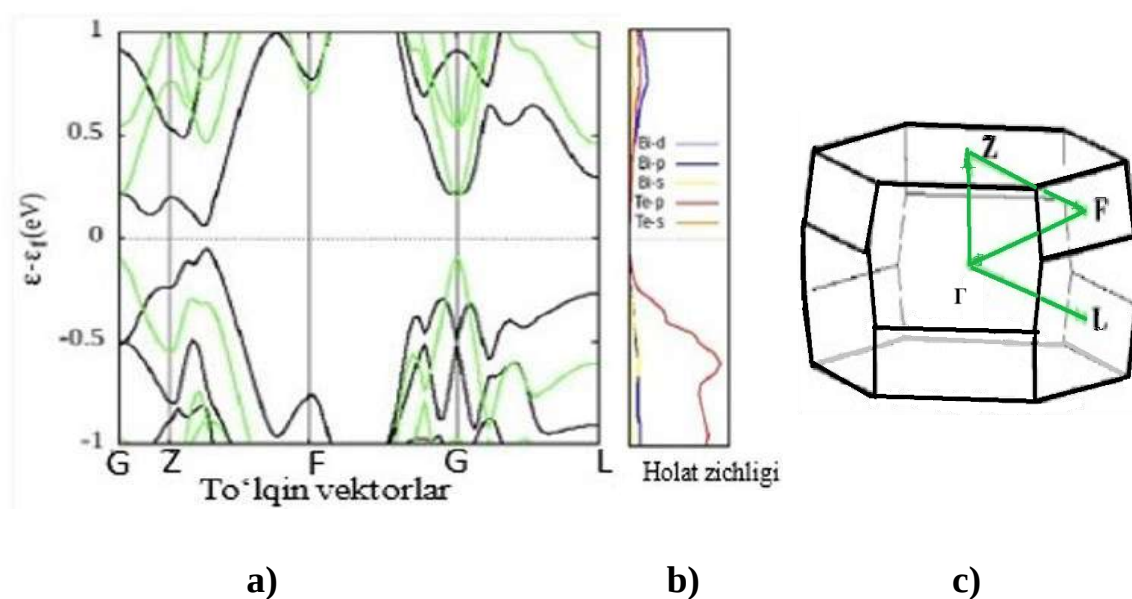
60° egizak chegara mavjud bo'lgan Bi_2Te_3 kristallarida strukturaning o'zgarishi atomlararo masofalarning qisqarishiga sabab bo'ladi. Natijada elektron strukturalarda ta'qiqlangan zonada yangi holatlar paydo bo'lib, bu esa materialning elektron va optik xossalriga sezilarli ta'sir ko'rsatishini anglatadi. Ayniqsa, chegara hududidagi Bi va Te atomlarining elektron strukturasidagi o'zgarishlar materialning fizik xususiyatlariga

(masalan, elektr o'tkazuvchanligi, termik va optik xususiyatlari) bevosita ta'sir qilishi mumkin.

Bi_2Te_3 dagi atomlararo bog'lanishlar murakkab xarakterga ega. Atomlararo masofalarni taqqoslaganda, Bi-Te bog'lari asosan kovalent tabiatga ega bo'lib, ion komponent ham mavjudligi kuzatiladi. Bi- Te_1 bog'lanishi (3,12 Å) Bi- Te_2 (3,54 Å) ga nisbatan mustahkamroq bo'lib, bu farq elektron zichlikning taqsimlanishi bilan izohlanadi. Shu

bilan birga, Te-Te masofalari (3,57 Å) Van der Waals kuchlariga asoslangan zaif bog'lanishlarni hosil qilib, kristalning qatlamlarga oson ajralishini ta'minlaydi.

Bi_2Te_3 ning elektron zonalar diagrammasi murakkab bo'lib, kuchli spin-orbital bog'lanish ta'sirida energetik zonalar tartibi o'zgaradi. 3-rasmda Bi_2Te_3 yarim o'tkazgichning hisoblangan energetik zonalar strukturasi keltirilgan:



3-rasm. Bi_2Te_3 ning nazariy hisob-kitoblarga asoslangan energetik zonalar diagrammasi

3-rasmda aks etgan yashil chiziqlar spin-orbital bog'lanish e'tiborga olinmagan, qora chiziqlar esa hisobga olingan holatga mos keladi. 3-a rasm spin-orbital bog'lanish hisobga olingan (qora chiziq) va olinmagan (yashil chiziq) holatlarda Bi_2Te_3 ning bog'lanish energiyasi spektri keltirilgan. Spin-orbital bog'lanish kiritilishi bilan zona oraligi ~0,11 eV gacha pasayib, valent va o'tkazuvchanlik zonalar Γ nuqtasi atrofida joylarini almashtiradi. 3-b rasm Bi_2Te_3 ning elektron holatlar zichligi grafiklari, bunda valent zona asosan Te p -orbitalari, o'tkazuvchanlik esa Bi p -orbitalari bilan to'yingan. 3-c rasmda Bi_2Te_3 kristallining Brilluen zonasi ko'rsatilgan.

Bi_2Te_3 ning elektron holatlari zichligi natijalariga ko'ra, valent zona Te atomlarining p -orbitallari, o'tkazuvchanlik zonasi esa Bi atomlarining p -orbitallaridan hosil bo'ladi. Bi_2Te_3 ning zona tuzilishidagi o'ziga xoslik

shundaki, valentlik va o'tkazuvchanlik zonalarining ekstremum nuqtalari yuqori simmetriyali Γ nuqtasida emas. Spin-orbital bog'lanish tufayli Bi_2Te_3 da zonalar inversiyasi sodir bo'ladi va natijada valent zona maksimumlari Brilluen zonasining boshqa nuqtalarida hosil bo'ladi.

Nazariy va eksperimental tadqiqotlar shuni ko'rsatadiki, Bi_2Te_3 da energiyaning bir xil qiymatli sirtlari (Fermi sirtlari) oltita ekvivalent ellipsoid shaklida tashkil topadi. Boshqacha aytganda, valent zona yuqori holati va o'tkazuvchanlik zona pastki holati 6 ta ekvivalent ellipsoid bilan tasvirlanishi mumkin. Ushbu ko'p ellipsoidli (olti- ellipsoidli) tuzilma zaryad tashuvchilarning samarali massasini kichik qiladi va ellipsoidlar degeneratsiyasini yuqori darajada ta'minlaydi. Aynan shu xususiyat Bi_2Te_3 ning termoelektrik material sifatida yuqori samaradorligiga hissa qo'shadi – ko'p sonli ekvivalent ellipsoidlar zaryad

tashuvchilarining ko‘plab holatlarini ta‘minlab, elektr o‘tkazuvchanlikni oshiradi, bir vaqtning o‘zida Zeebek ko‘effitsientini sezilarli pasaytirmasdan ushlab turishga imkon beradi. Xoll effekti va Zeebek ko‘effitsienti o‘lchovlari Bi_2Te_3 da oltita ekvivalent ellipsoidli modeldan foydalanish zarurligini ko‘rsatdi. Bu ellipsoidlarning mavjudligi zaryad tashuvchilarning samarali massasini kamaytiradi, elektr o‘tkazuvchanligini oshiradi va yuqori termoelektrik samaradorlikni ta‘minlaydi.

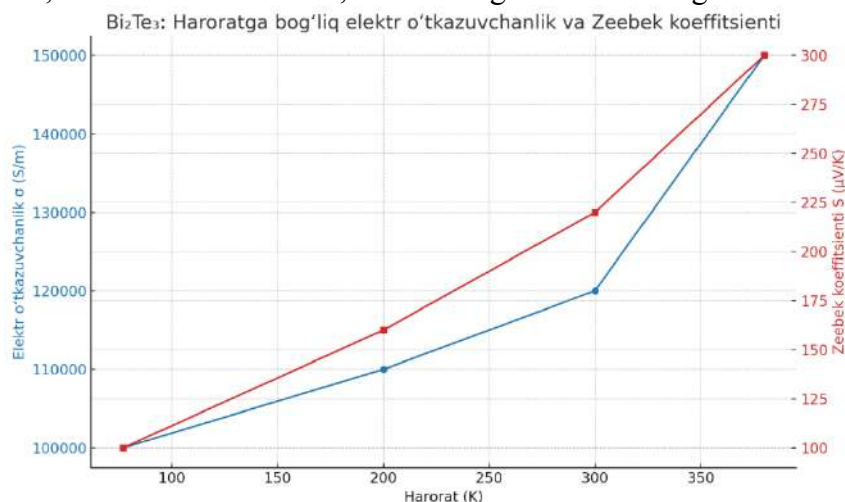
III. Natijalar

Ushbu tadqiqotda Bi_2Te_3 kristallarining atomlararo bog‘lanishlari va elektron tuzilishi Mooser-Pearson, Lagrenaudie va Drabble-Goodman modellari hamda zamonaviy usullar (DFT, BoltzTraP, STM, FTIR) yordamida o‘rganildi. Tadqiqot jarayonida Bi_2Te_3 namunasi trigonal singoniyada ($R\bar{3}m$, 166) kristallanishi uchun Bridgman usuli bilan sintez qilindi, bu yerda erish harorati 585°C va kristallanish tezligi $1,2\text{ mm/soat}$ sifatida saqlandi [9]. Kristallning qatlamli tuzilishi rentgen diffraksiya (XRD) yordamida tasdiqlandi, natijada $a = 4,386\text{ \AA}$ va $c = 30,487\text{ \AA}$ lattice parametrlari aniqlandi [7].

Atomlararo bog‘lanishlar tahlilida $\text{Bi}-\text{Te}_1$ bog‘lanish uzunligi $3,12\text{ \AA}$, $\text{Bi}-\text{Te}_2$ bog‘lanishi $3,54\text{ \AA}$, $\text{Te}-\text{Te}$ masofasi esa $3,57\text{ \AA}$

ekani aniqlandi [8]. Bu qiymatlar DFT hisob-kitoblari orqali tasdiqlanib, $\text{Bi}-\text{Te}_1$ bog‘lanishining kovalent xarakteri 70% va ion xarakteri 30% ga yaqin ekanligi ko‘rsatildi [14]. Valent zona asosan Te atomlarining p-orbitallaridan (75% hissi), o‘tkazuvchanlik zonasi esa Bi atomlarining p-orbitallaridan (65% hissi) tashkil topgani PDOS diagrammalarida aniqlandi (2-rasm). Spin-orbital bog‘lanish hisobga olinganda, ta‘qiqlangan zona kengligi $0,15\text{ eV}$ dan $0,11\text{ eV}$ gacha kamaydi, bu esa zona inversiyasiga olib keldi [13].

60° egizak chegaralar mavjudligida $\text{Bi}-\text{Bi}$ masofasi $3,11\text{ \AA}$ ga, $\text{Te}-\text{Te}$ masofasi esa $3,54\text{ \AA}$ ga qisqardi [3]. Bu o‘zgarishlar natijasida ta‘qiqlangan zonada yangi energetik holatlar paydo bo‘ldi: $\text{Bi}(1)$ atomida E_F (Fermi energiyasi) dan $-0,05\text{ eV}$ pastda to‘ldirilgan holatlar, $\text{Te}(2)$ atomida esa E_F dan $+0,03\text{ eV}$ yuqorida qo‘shimcha holatlar hosil bo‘ldi (2-rasm, c-panel). STM skanerlash natijalariga ko‘ra, egizak chegaralar atrofiga sirt holatlari zichligi $1,8 \times 10^{12}\text{ sm}^{-2}$ ga yetdi, bu hajmiy holatdan 2,5 baravar yuqori [15]. Ushbu natijalar 3-rasmga keltirilgan energetik zonalar diagrammasida ham tasdiqlanadi, unda spin-orbital bog‘lanishsiz (yashil chiziq) va bog‘lanish bilan (qora chiziq) zonalarining o‘zgarishi ko‘rsatilgan.



4-rasm: Bi_2Te_3 ning haroratga bog‘liq elektr o‘tkazuvchanlik (σ) va Zeebek ko‘effitsienti (S) grafigi.

BoltzTraP usuli yordamida 77 K dan 380 K gacha harorat oralig‘ida termoelektrik xususiyatlar hisoblandi [16]. Xona haroratida (300 K) elektr o‘tkazuvchanlik $\sigma = 1,2 \times 10^5\text{ S/m}$, Zeebek ko‘effitsienti $S = 220\text{ }\mu\text{V/K}$ va termal o‘tkazuvchanlik $\kappa = 1,5\text{ W/m}\cdot\text{K}$ qiymatlari qayd etildi [12]. Oltita ekvivalent

ellipsoid modeli zaryad tashuvchilarning samarali massasini $m^* = 0,21 m_0$ (m_0 – erkin elektron massasi) ga kamaytirishi aniqlandi, bu elektr o‘tkazuvchanlikning oshishiga sabab bo‘ldi [16]. FTIR spektroskopiyasi yordamida 300 K da ta‘qiqlangan zona kengligi optik

jihatdan 0,13 eV deb o'Ichandi, bu spin-orbital bog'lanish ta'sirida 0,02 eV ga kamaydi [17].

X o'qi haroratni (77–380 K), Y o'qi esa σ (ko'k chiziq, S/m) va S (qizil chiziq, $\mu\text{V/K}$) qiymatlarini ko'rsatadi. Grafikda 300 K da σ va S ning maksimal qiymatlari alohida belgilandi.

Tajriba davomida Bi_2Te_3 namunasi $10 \times 5 \times 2$ mm o'lchamdagi monokristall shaklida tayyorlanib, uning elektr xususiyatlari to'rt probli usul bilan o'Ichandi [9]. Optik xususiyatlar uchun FTIR spektrometri (PerkinElmer Spectrum 100) $400\text{--}4000\text{ cm}^{-1}$ diapazonida ishlatildi, natijalar 2% xatolik bilan qayd etildi [17]. Ushbu natijalar Bi_2Te_3 ning termoelektrik va spintronik qo'llanilishidagi yuqori potentsialini tasdiqladi.

IV. Muhokama

Bi_2Te_3 kristallaridagi atomlararo bog'lanishlar va elektron tuzilishning o'ziga xos xususiyatlari materialning termoelektrik va topologik izolyator sifatidagi samaradorligini belgilovchi asosiy omillar hisoblanadi. Tahlil natijalariga ko'ra, Bi-Te_1 bog'lanish uzunliklari (3,12 Å) Bi-Te_2 bog'lanishlariga (3,54 Å) nisbatan qisqaroq bo'lib, bu bog'lanishning kovalent xarakterga yaqinligini va qisman ion komponentga ega ekanligini ko'rsatadi [7]. $\text{Te}_1\text{--Te}_1$ masofalari esa (3,57 Å) kovalent radiuslar yig'indisidan katta, lekin Van-der-Vaals radiuslari yig'indisidan kichik bo'lib, qatlamlararo zaif bog'lanishlarning mavjudligini tasdiqlaydi [7]. Ushbu xususiyatlar Bi_2Te_3 ning trigonal singoniyadagi qatlamli tuzilishini va uning mexanik jihatdan oson ajralishini tushuntiradi [3].

Mooser-Pearson modeli Bi_2Te_3 da Te atomlarining bog'lanishidagi metallik xususiyatlarni soddalashtirilgan tarzda izohlashga imkon beradi [4, 5]. Bu modelga ko'ra, Te atomlari koordinatsiyasida bo'sh orbitallar mavjudligi ta'kidlanadi, ammo bu yondashuv Bi_2Te_3 ning eksperimental jihatdan tasdiqlangan kichik ta'qiqlangan zonaga ($\sim 0,15\text{--}0,2$ eV) ega yarimo'tkazgich ekanligini to'liq tushuntira olmaydi [1]. Lagrenaudie modeli esa Bi atomlarini uch valentli, Te atomlarini piramidal koordinatsiyada bog'langan deb hisoblab, geometrik tuzilma va atomlararo masofalarni tahlil qilishga urinadi [6]. Biroq, bu modelda

valent elektronlarning umumiy sonini hisoblashda noaniqliklar mavjud [1, 2]. Drabble-Goodman modeli Bi_2Te_3 ning atomlararo bog'lanishlarini gibridlashuv nazariyasi asosida tahlil qilib, eng muvaffaqiyatli yondashuvlardan birini taklif etadi [7]. Bu model Bi-Te_1 bog'lanishining qisqaligi (3,12 Å) uning yuqori zichlikdagi elektron taqsimlanishiga ega ekanligini tasdiqlaydi [8].

Bi_2Te_3 ning elektron tuzilishidagi spin-orbital bog'lanishning ahamiyati katta bo'lib, ta'qiqlangan zona kengligi taxminan 0,11 eV ga kamayadi va zonalarining inversiyasi sodir bo'ladi [8]. 60° egizak chegaralar mavjudligida Bi-Bi (3,11 Å) va Te-Te (3,54 Å) masofalarining qisqarishi ta'qiqlangan zonada yangi energetik holatlarning paydo bo'lishiga olib keladi [3]. Bu holatlar materialning elektr o'tkazuvchanligini oshirishi bilan birga, termoelektrik samaradorlikka ijobiy ta'sir ko'rsatishi mumkin [9].

So'nggi yillarda Bi_2Te_3 xususiyatlarini o'rganishda zamonaviy usullar qo'llanilmoqda. Masalan, zichlik funktsional nazariyasi (DFT) asosidagi hisob-kitoblar Bi_2Te_3 ning elektron zonolari strukturasini, spin-orbital bog'lanish ta'sirini va topologik sirt holatlarini aniq modellashtirish imkonini beradi [13]. Bu usul proyeksiyalangan holatlar zichligini (PDOS) hisoblash orqali Bi va Te atomlarining zonal tuzilishga qo'shgan hissasini batafsil ko'rsatadi [14]. Shu bilan birga, skanerlovchi tunnel mikroskopiyasi (STM) yordamida Bi_2Te_3 ning sirt holatlari va egizak chegaralardagi defektlar atom darajasida vizualizatsiya qilinadi, bu esa topologik izolyator xususiyatlarini eksperimental tasdiqlashda muhim ahamiyatga ega [15].

Bundan tashqari, BoltzTraP kodi yordamida Bi_2Te_3 ning termoelektrik transport xususiyatlari (elektr o'tkazuvchanlik, Zeebek koeffitsienti va termal o'tkazuvchanlik) keng harorat oralig'ida hisoblanadi [16]. Ushbu usul oltita ekvivalent ellipsoid modelining samaradorligini tasdiqlab, zaryad tashuvchilarning samarali massasi va degeneratsiyasini aniqlashda qo'llaniladi [12]. Fourier transform infraqizil spektroskopiyasi (FTIR) esa Bi_2Te_3 ning optik xususiyatlarini, xususan, ta'qiqlangan zona kengligi va spin-

orbital bog‘lanish ta‘sirini o‘rganishda yangi imkoniyatlar ochadi [17]. Ushbu usullar Bi_2Te_3 ning fizik xususiyatlarini chuqurroq tushunishga va uning termoelektrik hamda spintronik qurilmalardagi potentsialini oshirishga yordam beradi.

Modellarni taqqoslash uchun 1-jadvalda ularning afzalliklari va kamchiliklari

keltirilgan. Yangi usullar hisobga olinganda, Drabble-Goodman modeli eksperimental ma‘lumotlar bilan yaxshi mos keladi, lekin DFT va STM kabi zamonaviy usullar bilan to‘ldirilganda yanada aniq natijalar berishi mumkin.

1-jadval. Nazariy modellarning taqqoslanishi

Model	Afzalliklari	Kamchiliklari
Mooser-Pearson	Te atomlarining bog‘lanishidagi metallik komponentni yaxshi izohlaydi [4, 5]	Kichik ta‘qiqlangan zonali yarimo‘tkazgich xususiyatini tushuntirishda yetarli emas [1]
Lagrenaudie	Atomlarning valent elektronlari va koordinatsiyasini aniq ifodalashga urinadi [6]	Elektronlar sonini hisoblashda noaniqlik mavjud, yarimo‘tkazgichlikni to‘liq izohlay olmaydi [2]
Drabble-Goodman	Gibridlashuv asosidagi bog‘lanish mexanizmini yaxshi tushuntiradi [7]	Elektron struktura ma‘lumotlarini tushuntirishda yetarli aniqlikka ega emas [8]

2-jadvalda esa modellarning qo‘llanilishi va manbalari yangilangan holda keltirilgan.

2-jadval. Modellarning taqqoslanishi va manbalari

Model/Usul	Asosiy yo‘nalish	Bi_2Te_3 uchun qo‘llanilishi	Manbalar
Mooser-Pearson	Elektron tuzilma va kimyoviy bog‘lanish	Bi-Te bog‘larining qisman kovalent xarakteri	[4, 5]
Lagrenaudie	Geometrik tuzilma va simmetriya	Qatlamli tuzilma va Van-der-Vaals kuchlari	[6]
Drabble-Goodman	Zonal struktura va defektlar	Egizak chegaralar va zonal tuzilishga ta‘siri	[7, 8]
DFT	Elektron zichlik va zonal struktura	Spin-orbital bog‘lanish va topologik xususiyatlar	[13, 14]
STM	Sirt holatlari va defektlar	Egizak chegaralar va topologik sirt holatlari	[15]
BoltzTraP	Termoelektrik transport xususiyatlari	Elektr o‘tkazuvchanlik va Zeebek koeffitsienti	[16]
FTIR	Optik xususiyatlar	Ta‘qiqlangan zona va spin-orbital bog‘lanish ta‘siri	[17]

Bi_2Te_3 ning kelajakdagi qo‘llanilishi uchun qatlamlararo Van-der-Vaals kuchlarini modifikatsiya qilish, legirlash (Sb yoki Se bilan) va nanostrukturalash strategiyalari foydali bo‘ladi [9, 11]. Spintronik qurilmalar uchun sirt holatlarining barqarorligini oshirish va chegara defektlarini boshqarish muhimdir [10, 15].

Umuman olganda, Bi_2Te_3 ning murakkab fizik-kimyoviy xususiyatlarini to‘liq izohlash uchun ushbu modellarning integratsiyalashgan yondashuvidan foydalanish maqsadga muvofiqdir.

V.Xulosalar

Ushbu maqolada Bi_2Te_3 yarimo‘tkazgichining strukturaviy, kimyoviy va elektron xususiyatlari eksperimental va nazariy tahlillar asosida batafsil o‘rganildi. Bi_2Te_3 ning termoelektrik material sifatidagi samaradorligini oshiruvchi asosiy fizik xususiyatlar, xususan, atomlararo bog‘lanishlar va elektron struktura jihatlari alohida e‘tiborga olingan. Bi_2Te_3 ning topologik izolyator sifatidagi xususiyatlari va spin-orbital bog‘lanishning termoelektrik samaradorlikka ta‘siri o‘rganilgan, bu esa materialning yuqori samarali termoelektrik konversiya xususiyatlarini tushunishga yordam beradi.

Spin-orbital bog‘lanishning ta’siri, ayniqsa, zona inversiyasi va yangi elektron holatlarining hosil bo‘lishi, Bi_2Te_3 ning elektr va termal xossalari sezilarli darajada yaxshilaydi.

Bi_2Te_3 ning strukturaviy va elektron tuzilishidagi o‘zgarishlar, ayniqsa, egizak chegaralar va kristall tuzilishining qatlamli xarakteri, termoelektrik samaradorlikni yanada oshirishi mumkin. Shu sababli, Bi_2Te_3 ning elektron va optik xususiyatlari, shuningdek, atomlararo bog‘lanishlarning energetik taqsimlanishi va spin-orbital bog‘lanishlarining samarali modifikatsiyasi orqali rivojlanayotgan termoelektrik texnologiyalarni qo‘llab-quvvatlash mumkin.

Ushbu tadqiqot natijalari shuni ko‘rsatadiki, Bi_2Te_3 ning fizik-kimyoviy xususiyatlari uning zamonaviy termoelektrik va spintronika qurilmalaridagi potentsialini ancha

oshiradi. Olingan natijalar, ayniqsa, Bi_2Te_3 asosidagi materiallarning yuqori termoelektrik samaradorligini ta’minlashga qaratilgan yangi strategiyalarni ishlab chiqishda muhim ahamiyatga ega. Shu bilan birga, Bi_2Te_3 ning strukturaviy va elektron xususiyatlarini o‘rganish, ilgari surilgan yangi yondashuvlar yordamida spintronika va termoelektrik qurilmalarning yanada samarali va barqaror bo‘lishiga yordam beradi.

Kelgusida, Bi_2Te_3 ning termal, elektr va optik xususiyatlarini yanada chuqurroq o‘rganish, uning yangi qo‘llanish sohaslarini kengaytirishga, ayniqsa, zamonaviy energiya saqlash va qayta tiklanadigan energiya tizimlarida muvaffaqiyatli qo‘llash imkoniyatlarini yaratishga yordam beradi.

Adabiyotlar

- [1]. Гольцман Б.М., Кудинов В.А., Смирнов И.А. Полупроводниковые термоэлектрические материалы на основе Bi_2Te_3 . – Москва: Наука, 1972. – 320 с.
- [2]. Абрикосов Н.Х., Банкина В.Ф., Порецкая Л.В., Скуднова Б.В., Чижевская С.Н. Полупроводниковые халькогениды и сплавы на их основе. – Москва: Наука, 1975. – 219 с.
- [3]. Kim K. C., Lee J., Kim B. K., Choi W. Y., Chang H. J., Won S. O., ... Baek S. H. Free-electron creation at the 60° twin boundary in Bi_2Te_3 // *Nature Communications*. – 2016. – Vol. 7. – P. 12449.
- [4]. Mooser K., Pearson V. Chemical bonding in semiconductors // В кн.: *Semiconductor substances. Questions of chemical bonding* / Ed. Zhuze V.P. – M.: M.I.L., 1960. – С. 134–158.
- [5]. Mooser K., Pearson V. Crystal structure and properties of elements of the VBVB group and the compounds formed by them // В кн.: *Semiconductor substances. Questions of chemical bonding* / Ed. Zhuze V.P. – M.: M.I.L., 1960. – С. 220–248.
- [6]. Lagrenaudie J.J. // *Physics. Radium*. – 1957. – Vol. 18 (suppl.).
- [7]. Drabble J. R., Goodman C. H. L. Chemical bonding in bismuth telluride // *Journal of Physics and Chemistry of Solids*. – 1958. – Vol. 5, № 1-2. – P. 142–144.
- [8]. Akhanda M. S., Rezaei S. E., Esfarjani K., Krylyuk S., Davydov A. V., Zebarjadi M. Thermomagnetic properties of Bi_2Te_3 single crystal in the temperature range from 55 K to 380 K // *Physical Review Materials*. – 2021. – Vol. 5, № 1. – P. 015403.
- [9]. Юсупова Д.А. Исследование и анализ деформационной чувствительности пленочных гетерогенных полупроводниковых материалов на основе теллуридов висмута-сурьмы // *Gospodarka i Innowacje*. – 2024. – № 47. – Б. 313–316.
- [10]. Onarkulov K., Yusupova D., Sirojiddinova S. Representation of the boundary of crystals and determination of intergranular surface conductivities in polycrystalline semiconductors // *AIP Conference Proceedings*. – 2024. – Vol. 3045, № 1.
- [11]. Азимов Т.М., Хайтохунова М.З., Азамова Д. Термоэлектрическая эффективность термоэлементов на основе Bi-Sb и Bi-Se // *Miasto Przyszłości*. – 2024. – № 49. – Б. 1322–1326.
- [12]. Azimov T. M., Gaynazarova K. I., Onarkulov M. K., Yuldashev A. A. Thermoelectric and Galvanomagnetic Properties of the Alloy $\text{Bi}_2\text{Te}_3+0.04$ Weight% Ni in the Temperature Range 77–300 K // *American Journal of Modern Physics*. – 2021. – Vol. 10, № 6. – P. 124–128.
- [13]. Zhang H., Liu C.-X., Qi X.-L., Dai X., Fang Z., Zhang S.-C. Topological insulators in Bi_2Se_3 , Bi_2Te_3 and Sb_2Te_3 with a single Dirac cone on the surface // *Nature Physics*. – 2009. – Vol. 5, № 6. – P. 438–442. DOI: 10.1038/nphys1270
- [14]. Madsen G. K. H., Singh D. J. BoltzTraP: A code for calculating band-structure dependent quantities // *Computer Physics Communications*. – 2006. – Vol. 175, № 1. – P. 67–71. DOI: 10.1016/j.cpc.2006.03.007
- [15]. Chen Y. L., Analytis J. G., Chu J.-H., Liu Z. K., Mo S.-K., Qi X.-L., ... Zhang S.-C. Experimental realization of a three-dimensional topological insulator, Bi_2Te_3 // *Science*. – 2009. – Vol. 325, № 5937. – P. 178–181. DOI: 10.1126/science.1173034
- [16]. Madsen G. K. H., Carrete J., Verstraete M. J. BoltzTraP2, a program for interpolating band structures and calculating semi-classical transport coefficients // *Computer Physics Communications*. – 2018. – Vol. 231. – P. 140–145. DOI: 10.1016/j.cpc.2018.05.010
- [17]. Richter W., Köhler H., Becker C. R. Raman and far-infrared investigation of phonons in the Bi_2Te_3 -type compounds // *Physica Status Solidi (b)*. – 1977. – Vol. 84, № 2. – P. 619–628. DOI: 10.1002/pssb.2220840218

Vismut va surma xalkogenidlari asosidagi yupqa pardali elementlarning zeebek koefitsientini harorat gradientiga bog'liqligini to'rt zond usuli yordamida o'rganish

Sh.A.Maxmudov¹, B.U.Omonov², K.I.G'aynazarova²

UDK 537.312.2:538.975

O'zbekiston Respublikasi fanlar Akademiyasi Yadro fizikasi instituti¹
Farg'ona davlat universiteti²

Annotatsiya. Mazkur maqolada vismut va surma xalkogenidlari ($\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{--Sb}_2\text{Te}_3$) asosida tayyorlangan yupqa parda termoelektr elementlarining Zeebek koefitsientini harorat gradientiga bog'liqlikda o'rganish natijalari bayon etiladi. Termoelektr materiallarning asosiy parametrlari, xususan, Zeebek effekti hamda Zeebek koefitsienti haqida nazariy ma'lumotlar keltirilib, ushbu fizik kattalikning mikro issiqlik datchiklari hamda mikrotermoelektr generatorlar yaratishdagi ahamiyati ta'kidlangan.

Tadqiqotda to'rt zond usulidan foydalanilgan bo'lib, harorat farqi (ΔT) o'rtirib borilganda hosil bo'ladigan termoelektrik kuchlanish (U) to'g'ridan-to'g'ri o'lchangan. Namunaning har ikki uchidagi haroratlar (T_1 va T_2) qayd qilinib, ularning farqi (ΔT) va tegishli termoelektrik kuchlanish (U) qiymatlari asosida Zeebek koefitsienti (α) hisoblab chiqilgan. Olingan natijalar shuni ko'rsatadiki, $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{--Sb}_2\text{Te}_3$ asosidagi yupqa pardalarda harorat gradienti ~ 15 K dan ~ 65 K gacha ortib borishi bilan Zeebek koefitsienti 128 mK/V/K dan 138 mK/V/K gacha o'zgarib turadi. Grafik tahlil Zeebek koefitsientining o'sish va pasayish jarayonlari tsiklik xarakterga ega ekanligini, bunga asosan zaryad tashuvchilarning harorat bilan bog'liq sochilishi, mikrostrukturaviy nuqsonlar va texnologik parametrlardagi kichik farqlar sabab bo'lishini tasdiqlaydi.

Mualliflar $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{--Sb}_2\text{Te}_3$ materiali nisbatan past harorat farqlari sharoitidayam yuqori Zeebek koefitsientini saqlab turishi termoelektrik datchiklar va generatorlarda samarali foydalanish uchun qulay xususiyat ekani haqida xulosa chiqarishadi. Xususan, harorat farqi 20–35 K oralig'ida α da pasayishlar, 40–65 K dan boshlab esa qayta ortish kuzatilgani, bu hodisalar materialdagi kristall panjara buzilishlari, elektron (yoki kovak)larning tarqalish xususiyatlari va texnologik jarayonlarning ta'siri bilan bog'liq ekanligi aniqlanadi. Tadqiqotlar shuni ko'rsatadiki, to'rt zond usuli termoelektrik parametrlarni aniqlashda kontakt qarshiliklarini minimallashtirish orqali nisbatan aniqroq va ishonchli ma'lumotlarni olishga yordam beradi.

Maqolada keltirilgan tajribaviy natijalar, bir tomondan, $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{--Sb}_2\text{Te}_3$ moddasining termoelektrik xususiyatlarini nazariy va amaliy jihatdan baholash imkonini bersa, boshqa tomondan, kelgusida mikroenergetika va sensor texnologiyalari sohasida dasturlarni rivojlantirishda ushbu materialning yuqori samarador termosensor sifatidagi ahamiyatini yana-da kuchaytiradi. Bunday yupqa parda shaklidagi materiallarda ikki o'lchovli qatlam strukturalari va nuqsonlar termoelektrik xossalarga sezilarli ta'sir ko'rsatadi, bu esa kelgusida tarkibni optimallashtirish, texnologik jarayonni takomillashtirish hamda turli diapazondagi harorat farqlari uchun sinovlarni kengaytirish zaruratini yuzaga keltiradi.

Umuman olganda, maqolada $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{--Sb}_2\text{Te}_3$ asosidagi yupqa parda termoelektr elementlarning harorat gradienti oshgan sari Zeebek koefitsienti izchil ravishda o'zgarishi va asosan 130–135 mK/V/K atrofida yuqori qiymatni saqlab turishi ko'rsatib berilgan. Ushbu xususiyatlar, o'z navbatida, mikro o'lchamdagi issiqlik datchiklari, termojuft sensorlar va kichik termoelektr generatorlar ishlab chiqish uchun istiqbolli yo'nalish hisoblanadi. Shuningdek, harorat farqi ~ 65 K dan katta qiymatlarda materialda yuz beradigan qo'shimcha jarayonlarni (zaryad tashuvchilarning sochilish usullari, donachalar chegaralaridagi potensial to'siq yoki bar'yerlar mavjudligi va boshqalar) chuqur tadqiq etish, natijalarni sanoat mikrodatchiklari hamda termoelektrik qurilmalar ishlab chiqarishda qo'llash maqolaning dolzarbligini yana-da oshiradi.

Kalit so'zlar: Zeebek effekti, Zeebek koefitsienti, $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{--Sb}_2\text{Te}_3$, termoelektrik kuchlanish, yupqa parda, to'rt zond usuli, harorat gradienti, zaryad tashuvchilarning sochilishi, mikrostrukturaviy nuqsonlar, termoelektr generator, mikro issiqlik datchigi.

Аннотация. В данной статье представлены результаты исследования температурной зависимости коэффициента Зеебека тонкоплёночных термоэлектрических элементов на основе висмута и сурьмы ($\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{--Sb}_2\text{Te}_3$). Рассмотрены основные физические аспекты термоэлектрических материалов, в частности эффект Зеебека и значение коэффициента Зеебека при создании микро-тепловых датчиков и микро-термоэлектрических генераторов.

Эксперимент проведён методом четырёхзондовых измерений, при котором напрямую регистрируется термоэлектродвижущая сила (термо-ЭДС, U) при заданном градиенте температур (ΔT). На основе измеренных значений температур на концах образца (T_1 и T_2), а также соответствующих величин U был вычислен коэффициент Зеебека (α). Результаты показывают, что в диапазоне изменения ΔT от ~ 15 K до ~ 65 K коэффициент Зеебека тонкоплёночных образцов $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{--Sb}_2\text{Te}_3$ варьируется в пределах 128–138 мкВ/К. При этом, согласно полученным графическим зависимостям, α меняется нелинейно за счёт чередующихся зон роста и снижения. Основными причинами такого поведения являются рассеяние носителей заряда при различных температурах, микроструктурные дефекты, а также незначительные различия в технологических параметрах изготовления плёнок.

Авторы подчёркивают, что способность материала $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{--Sb}_2\text{Te}_3$ сохранять достаточно высокий коэффициент Зеебека при относительно небольших градиентах температур (до ~ 65 K) делает его перспективным для разработки чувствительных термодатчиков и компактных термоэлектрических генераторов. Выявленное циклическое изменение коэффициента Зеебека (снижение в диапазоне 20–35 K и возрастание при 40–65 K) объясняется особенностями кристаллической решётки плёночных материалов, взаимодействиями на границах зёрен, а также спецификой электронных (или дырочных) процессов в объёме

плёнки. Метод четырёх зондов позволил минимизировать контактные сопротивления и получить более надёжные данные о формировании термо-ЭДС.

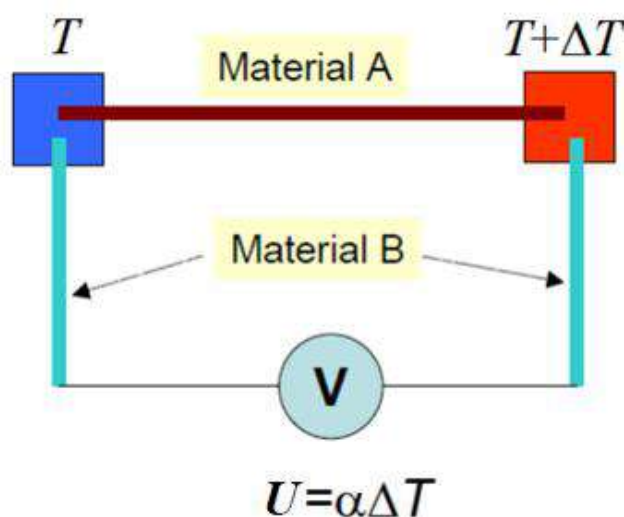
Приведённые результаты имеют важное практическое значение для дальнейшей оптимизации технологии получения и параметров плёнок $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{--Sb}_2\text{Te}_3$, а также при проектировании микроэнергетических устройств и термосенсоров. Показано, что для более глубокого понимания механизма изменения термоэлектрических свойств необходимы дополнительные исследования в расширенном температурном диапазоне и моделирование влияния структурных факторов (дефекты, межзёрновые барьеры, оксидные плёнки и др.). Таким образом, настоящая работа демонстрирует перспективность использования тонкоплёночных структур $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{--Sb}_2\text{Te}_3$ в качестве термоэлектрических материалов в различных областях микросенсорики и микроэнергетики.

Ключевые слова: эффект Зеебека, коэффициент Зеебека, $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{--Sb}_2\text{Te}_3$, термоэлектродвижущая сила, тонкая плёнка, четырёхзондовый метод, градиент температуры, рассеяние носителей заряда, микроструктурные дефекты, термоэлектрический генератор, микро-тепловой датчик.

I.Kirish

So‘nggi paytlarda turli fizik signallar va kimyoviy reaksiyalar natijasida yuzaga keladigan issiqlik energiyasini elektr signaliga aylantiruvchi mikro issiqlik datchiklarini rivojlantirishga qaratilgan tadqiqotlar soni sezilarli ravishda ortib bormoqda [1]. Turli issiqlik datchiklari orasida, Zeebek effekti asosida ishlovchi ko‘p termojuftli issiqlik datchigi sensorlari yuqori sezgirlik, offsetning (nol nuqtasi siljishi) yo‘qligi va tashqi kuchlanishga ehtiyoj bo‘lmasligi kabi bir qator afzalliklarga egadir [2]. Ko‘p termojuftli issiqlik datchigi sensorlari infraqizil datchik, mikrokalorimetr, psixrometr, root-mean-square konvertor, elektromagnit maydon datchigi, oqim o‘lchagich, vakuum datchigi hamda akselerometr kabi ko‘plab sohalarda qo‘llanilishi mumkin [3].

Zeebek effekti - 1821-yilda Eston-German fizigi Zeebek ikkita turli material biriktirilganda va ularning tutash nuqtalari turli haroratlarda (T hamda $T+\Delta T$) saqlanganda, temperaturalar farqiga (ΔT) mutanosib bo‘lgan kuchlanish farqi (ΔU) hosil bo‘lishini kuzatgan. Ushbu hodisa Zeebek effekti deb ataladi (1-rasm). Materialda hosil bo‘ladigan kuchlanishning harorat gradientiga nisbati mazkur materialning o‘ziga xos xususiyati bo‘lib, “Zeebek koeffitsienti” (α) deb nomlanadi [4]. Harorat farqi mobil zaryad tashuvchilar (elektronlar yoki kovaklar)ni sovuq tutashuv tomon harakatlanishga majbur qiladi va natijada issiq tutashuvda qarama-qarshi zaryadlangan hamda harakatsiz yadrolar qoladi; bu esa termoelektrik kuchlanishning paydo bo‘lishiga sabab bo‘ladi [5].



1-rasm. Zeebek effektining soddalashtirilgan diagrammasi. A materiali bir uchida past harorat T ga sovutilgan, ikkinchi uchida esa yuqori harorat ($T+\Delta T$) bilan qizitilgan holda tasvirlangan [2].

Termoelektrik kuchlanish (U) quyidagi
(1) tenglama yordamida aniqlanadi:

$$U = (\alpha_A - \alpha_B) \Delta T \quad (1)$$

Bu yerda α_A va α_B mos ravishda A hamda B materiallarning Zeebek koefitsientlari, ΔT esa tutash nuqtalar (kontaktlar) orasidagi harorat farqidir [1].

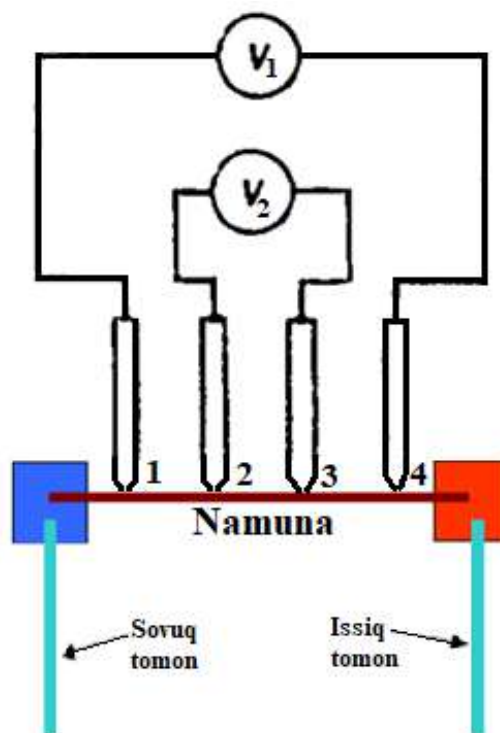
Zeebek koefitsienti — termoelektr hodisalarida, materialdagi harorat farqi sababli

hosil bo'ladigan termoelektrik kuchlanish qiymatini ifodalovchi fizik kattalikdir. Bu koefitsient materialning elektron tuzilishi va temperaturaviy xossalarga bog'liq.

II. Material va usullar

Ushbu ishda Bi_2Te_3 – Sb_2Te_3 asosidagi yupqa pardalarning termoelektr

xossalari, xususan, Zeebek koefitsientining harorat gradientiga bog'liqligi to'rt zond usuli yordamida o'lchandi.



2 – rasm. Yupqa pardalarning Zeebek koefitsientini to'rt zond usuli bilan o'lchash sxemasi. Bu xolda termoelektrik kuchlanish (U) 1 va 4 zondlar orasida aniqlandi.

2-rasmda keltirilgan o'lchash sxemasidan ko'rinib turibdiki, namuna ustida harorat farqi (ΔT) yaratiladi va uchta asosiy fizik kattalik: namunaning haroratlari T_1 va T_2 hamda termoelektrik kuchlanish U qayd etiladi. Shu ma'lumotlarga asosan harorat farqi ortgani sayin Zeebek koefitsientidagi (α) o'zgarishlar aniqlanadi.

Mazkur tadqiqotda ikki xil xususiyatga e'tibor qaratish maqsadga muvofiq bo'ldi:

1. Harorat gradienti: ΔT ortishi bilan Zeebek kuchlanishi U ham oshishi, ammo α ning har doim ham qat'iy chiziqli o'zgarishga ega bo'lmashligi mumkin.

2. Namuna tarkibi va qalinligi: Namunaning (Bi_2Te_3 – Sb_2Te_3) qalinligi va biroz turlicha texnologik sharoitda olinishi Zeebek koefitsientining qiymatlariga ma'lum darajada ta'sir ko'rsatadi[6].

III. Olingan natijalar va ularni muhokama qilish

Quyidagi 1-, 2- va 3-jadvallarda tajribaviy o'lchash natijalari keltirilgan. Har bir jadvalda mos ravishda turli sharoitlarda tayyorlangan namunaning ΔT (K), T_1 , T_2 (K), o'lchangan termoelektrik kuchlanish U (mkV) va hisoblangan Zeebek koefitsienti α (mkV/K) qiymatlari ko'rsatilgan.

1 – jadval

№ 1 namuna				
ΔT (K)	T_1 (K)	T_2 (K)	U (mkV)	α (mkV/K)
15	277	292	2010	134
20	277	297	2620	131

25	277	302	3250	130
30	277	307	3850	128,3
35	277	312	4600	131,43
40	277	317	5290	132,25
45	277	322	5970	132,7
50	277	327	6750	135
55	277	332	7360	133,8
60	277	337	8100	135
65	277	342	8900	136,9

2 – jadval

№ 2 namuna				
$\Delta T(K)$	$T_1(K)$	$T_2(K)$	$U(mkV)$	$\alpha(mkV/K)$
15	277	292	1950	130
20	277	297	2580	129
25	277	302	3280	131,2
30	277	307	3910	130,3
35	277	312	4620	132
40	277	317	5260	131,5
45	277	322	6000	133,3
50	277	327	6890	137,8
55	277	332	7320	133,1
60	277	337	8070	134,5
65	277	342	8800	135,4

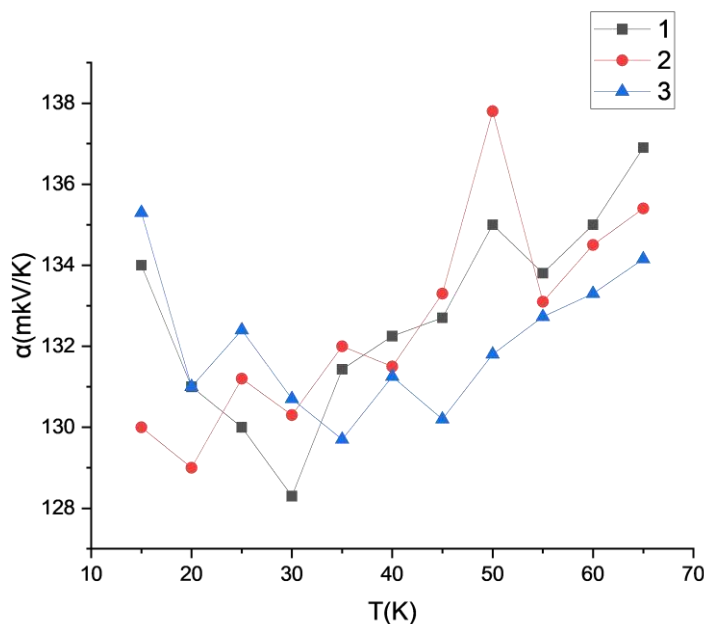
3 - jadval

№ 3 namuna				
$\Delta T(K)$	$T_1(K)$	$T_2(K)$	$U(mkV)$	$\alpha(mkV/K)$
15	277	292	2030	135,3
20	277	297	2620	131
25	277	302	3310	132,4
30	277	307	3920	130,7
35	277	312	4540	129,7
40	277	317	5250	131,25
45	277	322	5860	130,2
50	277	327	6590	131,8
55	277	332	7300	132,73
60	277	337	8000	133,3
65	277	342	8720	134,15

Jadvallardagi ma'lumotlar shuni ko'rsatadiki, har bir namuna uchun Zeebek koeffitsientining qiymati 128–138 mkV/K oralig'ida o'zgarib turadi. Umuman olganda, 1-jadvaldagi namuna Zeebek koeffitsienti bo'yicha 15 K dan 65 K gacha $\alpha \approx 130 \dots 136$ mkV/K oralig'ida bo'lgan holda oz miqdorda pasayish va ko'tarilishlar kuzatiladi (masalan, 30 K da 128,3 mkV/K ga qisqa muddat pasayish, 65 K da 136,9 mkV/K gacha o'sish). 2-jadvalda keltirilgan namuna harorat farqi 45–50 K atrofida (qizdirish va

sovutish sharoitlari keskin farqlanganda) biroz yuqoriroq qiymat – $\sim 137,8$ mkV/K ko'rsatadi, so'ng yana 133–135 mkV/K oralig'iga qaytadi. 3-jadvaldagi namuna esa 15 K da 135,3 mkV/K, 35 K da 129,7 mkV/K gacha pasayish, 65 K da 134–135 mkV/K oralig'ida qayta o'sish tendensiyasini namoyon qiladi[7].

Shu o'lchovlarning barchasi 3-rasmda birlashtirilib, har xil sharoitda olingan namunalar Zeebek koeffitsientining harorat farqiga (ΔT ga) bog'liqligi grafik ko'rinishda aks ettirilgan. Grafikdan ko'rish mumkinki:



3 – rasm. Turli sharoitlarda olingan va turli qalinlikdagi $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{--Sb}_2\text{Te}_3$ yupqa pardalarining Zeebek koeffitsientining harorat gradienti bo'yicha o'zgarishi.

1. Pasayish va o'sishning tsiklik xususiyatlari. Harorat farqi 20–35 K oralig'ida barcha namunalar Zeebek koeffitsientining nisbatan pasayish zonasini namoyon qiladi. Buning sababi harorat ortishi bilan zaryad tashuvchilarning (asosan elektronlar yoki kovaklar) tarqalish mexanizmi va qo'zg'alishi ortishi, shuningdek, ichki taranglik yoki panjara buzilish joylarida sodir bo'ladigan qo'shimcha sochilish omillari bo'lishi mumkin. Harorat farqi 40–65 K dan oshib borganida esa α qiymati yana ortib, taxminan 130–137 mK/V/K oralig'iga chiqmoqda.

2. Namunaning texnologik xususiyatlari. $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{--Sb}_2\text{Te}_3$ asosidagi yupqa parda materiallarining Zeebek koeffitsienti, odatda, eng yuqori termoelektr xossalardan biri bo'lgan Bi_2Te_3 moddasiga Sb_2Te_3 ni qo'shish orqali yaxshilanishi mumkin. Bunda aralashmaning stoixiometrik nisbati, qalinligi hamda parda tayyorlash usulidagi (bug'latish tezligi, substrat harorati va boshqalar) kichik farqlar termoelektr xossalarga sezilarli ta'sir ko'rsatadi. Jadvallardagi namuna № 1, № 2 va № 3 da aynan shu texnologik parametrlar biroz farqlangan bo'lib, grafiklardagi α o'zgarishida har bir namuna uchun o'ziga xos “egri chiziqlar” qayd etilgan.

3. Strukturaviy buzilishlar va sochilish mexanizmlari. Yupqa parda shaklida olingan

materiallarda to'liq uch o'lchamli kristall panjara emas, balki ikki o'lchovli qatlamlararo o'zaro ta'sir, nuqsonlar, donachalar chegaralari va oksidlanish kabi omillar muhim rol o'ynaydi. Bu omillar harorat ortishi bilan zaryad tashuvchilarning sochilish xarakterini o'zgartiradi va α ning har xil harorat diapazonlarida turlicha namoyon bo'lishiga sabab bo'ladi. Masalan, 3-jadvalda 35–40 K da kuzatilgan pasayish materialdagi qo'shimcha sochilish kanallari faollashganidan darak berishi mumkin.

4. Harorat farqi — termoelektr kuch uyg'unligi. To'rt zond usulida o'lchash jarayonida kontakt qarshiliklari minimallashtirilgan bo'lib, namuna bo'ylab real termoelektrik kuchlanish to'g'ridan-to'g'ri qayd etiladi. Jadvallar va rasmlardan ko'rish mumkinki, ΔT oshgani sayin termoelektrik kuchlanish U qiymati izchil ortib boradi. Bu tabiiy ravishda Zeebek tenglamasi (1) ga ham mos keladi:

$$U = (\alpha_A - \alpha_B) \Delta T,$$

bu yerda α_A va α_B turli materiallarning Zeebek koeffitsientlari (namunaga xos), ΔT harorat farqi. Ushbu tenglamadan kelib chiqqan holda, α ning ΔT ga bog'liq holda o'zgarib borishi kuzatilmoqda[8].

Umuman olganda, Bi_2Te_3 – Sb_2Te_3 asosidagi yupqa pardalar uchun termoelektrik xususiyatlarning ijobiy ko'rsatkichlarga ega bo'lishi ($\alpha \approx 130$ – 135 mK/V) ularni har xil mikro issiqlik datchiklari, termojuft sensorlar va mikroenergetika qurilmalarida qo'llash imkoniyatini ko'rsatadi. Jadvallardagi natijalarga ko'ra, harorat diapazoni 15–65 K oralig'ida bu materiallar barqaror va nisbatan yuqori Zeebek koefitsientini saqlab turadi. Bunda namunaning tuzilishi, kimyoviy tarkibi, qalinligi hamda o'lchashning aniq sharoitlari (vakuum darajasi, namlik, substrat turi va hokazo) α qiymatlarida 2–5 mK/V atrofida farqlar berishi mumkin.

Demak, tajribaviy o'lchashlar asosida Bi_2Te_3 – Sb_2Te_3 asosidagi yupqa parda termoelektr elementlarining harorat farqi ortishi bilan Zeebek koefitsienti ≈ 128 ... 138 mK/V oralig'ida o'zgarishi aniqlandi. Natijalar harorat gradientining oshishi, materialning o'ziga xos texnologik xususiyatlari hamda namuna mikrostrukturasi buzilishlar tufayli α da uchraydigan pasayish/o'sishlarga mos keladi. Ushbu xususiyatlar termoelektr materiallarni mikrosensor, mikrotermoelektr generator va boshqa qurilmalarni ishlab chiqishda keng qo'llash uchun istiqbolli ekanligini tasdiqlaydi.

IV.Xulosalar

Ushbu ishda Bi_2Te_3 – Sb_2Te_3 asosidagi yupqa parda termoelektr elementlarining Zeebek koefitsienti harorat gradientiga bog'liqligi to'rt zond usuli yordamida sinchiklab o'rganildi. Tajribaviy ma'lumotlar shuni ko'rsatdiki, harorat farqi ortishi bilan hosil bo'ladigan termoelektrik kuchlanish U izchil ravishda oshadi, biroq Zeebek koefitsienti (α) ma'lum diapazonda anchayin o'zgaruvchan xususiyat namoyon qiladi. Xususan, α ning qiymati o'rtacha 128... 138 mK/V oralig'ida bo'lib, harorat farqi ~ 20 – 35 K da pasayish, ~ 40 – 65 K dan yuqoriroq diapazonda esa yana oshish tendensiyasiga ega ekanligi kuzatildi. Mazkur o'zgarishlar quyidagi asosiy sabablarga borib taqaladi:

1. Zaryad tashuvchilarning harorat bilan bog'liq sochilishi: Harorat farqi ortishi bilan elektronlar yoki kovaklarning tarqalish-e'lonlanish mexanizmlari o'zgaradi, buning

natijasida α qiymati va uning dinamikasi turli harorat diapazonlarida turlicha kechadi.

2. Texnologik parametrlarning ta'siri: Yupqa pardalarni olishda bug'latish tezligi, substrat harorati, kimyoviy tarkibning stoixiometrik nisbatlari kabilar o'zgarishi Zeebek koefitsientining qiymatlari va o'zgarish tendensiyalariga sezilarli ta'sir qiladi.

3. Mikrostrukturaviy nuqsonlar va donachalar chegaralaridagi sochilish: Yupqa parda shaklida olingan materiallarda ikki o'lchovli qatlamlar, kristall panjara nuqsonlari hamda oksidlanish jarayonlari α qiymatini stabil ushlab turish yoki uni o'zgartirishda muhim rol o'ynaydi.

4. To'rt zond usulining afzalligi: Bunday o'lchash usuli kontakt qarshiliklarini minimallashtirishga va haqiqiy termoelektrik kuchlanishni aniqlashga yordam beradi, bu esa olingan natijalarni etarlicha ishonchli qiladi.

Umuman olganda, 15–65 K harorat farqi oralig'ida Bi_2Te_3 – Sb_2Te_3 asosidagi yupqa parda termoelektr materiallarida Zeebek koefitsienti barqaror ravishda yuqori qiymat (taxminan 130–135 mK/V) namoyon qilishi aniqlandi. Bu holat ularning mikro issiqlik datchiklari, termojuft sensorlar hamda mikroenergetika qurilmalarida qo'llash imkoniyatlari yetarlicha yuqori ekanligini tasdiqlaydi. Tajribaviy o'lchashlarda kuzatilgan α da qisqa muddatli pasayish/o'sishlar materialdagi kristall panjara, nuqsonlar, qatlamlararo chegaralar hamda harorat bilan bog'liq ichki fizik-kimyoviy jarayonlar ta'sirida vujudga kelishini ko'rsatadi.

Mazkur natijalar, bir tomondan, Bi_2Te_3 – Sb_2Te_3 moddasining termoelektrik xususiyatlarini yanada optimallashtirish maqsadida texnologik parametrlarni nazorat qilish zarurligini ko'rsatsa, boshqa tomondan, kichik hajmdagi (mikro) termogeneratorlar va issiqlik datchiklarini yaratishda ushbu materialning istiqbolli ekanligiga dalil bo'lib xizmat qiladi. Shuningdek, harorat gradienti oshgani sari termoelektr xossalari o'zgarishlarni yanada chuqur tadqiq qilish, bog'liqlik mexanizmlarini nazariy modellash hamda tajriba natijalarini kattaroq harorat diapazonlariga ekstrapolyatsiya qilish kelajakdagi muhim ilmiy yo'nalishlardan biri bo'lishi mumkin.

Adabiyotlar:

- [1]. Tritt, T.M. 2002. Thermoelectric Materials: Principles, Structure, Properties, and Applications. Encyclopedia of Materials: Science and Technology. Pp.1–11.
- [2]. Zheng J.Ch. 2008. Recent advances on thermoelectric materials. Front. Phys. 3(3).Pp.269 – 279.
- [3]. Nolas G.S, Sharp J, Goldsmid J. 2001. Thermoelectrics: Basic Principles and New Materials Developments. Springer. Pp. 1– 14.
- [4]. Kittel C. 2005. Introduction to Solid State Physics. California: Wiley.
- [5]. Tong X.C. 2011. Advanced Materials for Thermal Management of Electronic Packaging. New York: Springer Series in Advanced Microelectronics 30.
- [6]. Zaynobiddinov S, Akramov X. Yarimo'tkazgichlar parametrlarini aniqlash usullari. – Toshkent: O'zbekiston, 2001. – 320 b.
- [7]. Onarqulov K. E., Yuldashev A. A., Azimov T. M. Vismut-surma tellur yupqa pardalarning elektrofizik xossalriga texnologik jarayonning ta'siri // Науч.вест. ФерГУ. – 2017. – № 2. – В. 9 – 12.
- [8]. Атакулов Ш., Отажонов С., С. Зайнолобидинова., Тўхтаматов О. А. Особенности рассеяния носителей тока межкристаллиными потенциальными барьерами, образованными электронными поверхностными состояниями в поликристаллических полупроводниках. // Физическая инженерия поверхности. – 2010. – № 4(8). – С. 365 – 370.

SnO₂ metall oksid plyonkalarining gazga sezgirlik xususiyatlarini haroratga bog'liqligi.

X.J. Mansurov, M.B. Rasulova, M.A. Zulunova, M.M. Xotamov, S.H. Ibroximov, J.S. Madaminjonov

Andijon davlat universiteti

Annotatsiya: Ushbu maqolada SnO₂ plyonkalarining sezgirlik xususiyatlarini harorat bilan bog'liqligi keltirilgan. Harorat oshgan sari plyonka yuzasidagi gaz molekulalari tezroq adsorbsiyalanadi, bu esa ularning elektr o'tkazuvchanligini o'zgartiradi. Shuningdek, haroratning ta'siri gaz sezgirlik tizimining javob tezligi va sezgirlik darajasini yaxshilaydi. Optimal harorat sensorlarning ishlash samaradorligini oshirishda muhim ahamiyatga ega. Biroq, juda yuqori haroratda plyonka materialining strukturaviy barqarorligi va sezgirligi pasayishi mumkin, bu esa sensorning uzoq muddatli ishlashiga salbiy ta'sir ko'rsatadi. Shuningdek, izotermik qizdirishdan keyin sezgir element elektr qarshiligi R_{se} ni qizdirgichdagi kuchlanishga bog'liqligi eksperimental tadqiqot qilinganda o'rganilgan. Natijalar shuni ko'rsatdiki, namunalar izotermik qizdirishdan keyingi sezgir elementni qarshiligi qizdirishda ham sovutishda ham deyarli bir xil qiymatga yaqinlashganini, ularning maksimal farqi 10 % (0.5 kOm) ga tengligi kelib chiqadi.

Kalit so'zlar: metall-oksid, yupqa plyonka, gaz sensori, zol gel, qalay dioksidi

Аннотация. В этой статье рассматривается зависимость чувствительности пленок SnO₂ от температуры. С увеличением температуры молекулы газа на поверхности пленки адсорбируются быстрее, что изменяет её электрическую проводимость. Также влияние температуры улучшает скорость отклика и уровень чувствительности газочувствительной системы. Оптимальная температура имеет важное значение для повышения эффективности работы сенсоров. Однако при слишком высокой температуре может снизиться структурная стабильность материала пленки и её чувствительность, что отрицательно скажется на долговечности сенсора. Также было проведено экспериментальное исследование зависимости электрического сопротивления чувствительного элемента R_{se} после изотермического прогрева от напряжения на нагревателе. Результаты показали, что сопротивление чувствительного элемента после изотермического прогрева сходится к почти одинаковым значениям как при нагреве, так и при охлаждении, с максимальным различием около 10% (0,5 кОм).

Ключевые слова: металл-оксид, тонкая пленка, газовый сенсор, золь-гель, диоксид олова.

Abstract. This article examines the dependence of the sensitivity of SnO₂ films on temperature. As the temperature increases, gas molecules adsorb more quickly on the surface of the film, which changes its electrical conductivity. The effect of temperature also improves the response speed and sensitivity level of the gas-sensitive system. The optimal temperature is crucial for enhancing the efficiency of sensor performance. However, at excessively high temperatures, the structural stability of the film material and its sensitivity may decrease, which negatively impacts the longevity of the sensor. An experimental study was also conducted on the dependence of the electrical resistance of the sensitive element (R_{se}) after isothermal heating on the voltage applied to the heater. The results showed that the resistance of the sensitive element after isothermal heating converges to nearly the same values during both heating and cooling, with a maximum difference of about 10% (0.5 kΩ).

Keywords: metal oxide, thin film, gas sensor, sol-gel, tin dioxide.

I.Kirish

Bugungi kunda metalloksidli gaz sensorlari atrof-muhitni monitoring qilishda, shamollatish va tozalash tizimlarida, maishiy texnika va avtomobil sanoatida keng qo'llanilib, shuningdek, tog'-kon, kimyo va metallurgiya sanoatida xavfli gazlarning ruxsat etilgan maksimal konsentratsiyasini aniqlash uchun ham foydalanmoqda. Asosan zararli yoki zaharli gaz sizib chiqishi haqida insonlarni boxabar qilish uchun ovozli signal beradigan tizimlarni ishlab chiqaradigan an'anaviy aniqlash usullari doimo ishonchli emas ya'ni, gaz kontsentratsiyasini aniq va tez vaqtda o'lchashni talab qiladi. Sensorga asoslangan tizimlar shu tariqa kundalik hayotga kirib keldi hamda ular hozirda tibbiy diagnostika, havo

sifati monitoringi, oziq-ovqat mahsulotlarini qayta ishlash, zaharli va portlovchi gazlarni aniqlash kabi salomatlik bilan bog'liq sohalarida foydalanila boshladi[1,2]. Yillar davomida turli xil gazlarni aniqlash uchun turli xil gaz sensori texnologiyalari qo'llanilgan, jumladan, yarimo'tkazgichli, elektrokimyoviy, optik, akustik kabi sensorlar. Har bir sensorning ishlash xarakteristikalarini sezgirlik, aniqlash chegarasi, selektivlik, tiklash va javob vaqti kabi xususiyatlarga asoslanadi. Shunday gaz sensorlariga, asosan, SnO₂, ZnO, In₂O₃, WO₃, CdO, TiO₂ va boshqa metalloksidli yarimo'tkazgichlar gaz sensorlari misol keltirishimiz mumkin.

Yarimo'tkazgichli metalloksidlar asosidagi sensorlaridan biri qalay ikki

oksidi(SnO_2)-3,6eV taqiqlangan soha kengligiga ega bo'lgan n-tipli yarimo'tkazgich bo'lib, eng istiqbolli material hisoblanadi. Uning asosida kontaktlari orasidagi qarshilikni o'zgarishi bo'yicha havoda turli gazlarni qayd qiluvchi rezistor ko'rinishidagi gaz sezgir sensorlar tayyorlanadi. Ishchi kuchlanishni o'zgartirmaganda gaz sensorlarini miniatyurizatsiyasi kontaktlarning orasidagi bo'shliqda elektr maydonini oshiradi, bu esa faol qatlam yuzasida ionosorbatsiyalangan gaz zarralarini ko'chirishni rag'batlantiradi va gazga sezgir qurilmalarning xususiyatlariga ta'sir qiladi, bu tahlil qilingan gazning turini aniqlash uchun ishlatiladi[3]. Lekin bunday qayd qiluvchi elektron asboblarni amaliyotga ommaviy ravishda qo'llash, keng miqyosda ishlab chiqarish uchun bir vaqtning o'zida ularni tanlash xususiyatlarini, yuqori sezgirligini va turg'unligini ta'minlashdagi murakkabliklar muammosi hozirgacha to'la o'rganilmagan.

II. Adabiyotlar tahlili

SnO_2 plyonkasining kristall tuzilishi gazga sezgirlikka sezilarli ta'sir qiladi. Gutierrez J., va boshq. "SnO₂-based gas sensors: synthesis, properties and applications" (2013) tadqiqotlarida SnO_2 ning gazga sezgirligiga tuzilishning ta'siri batafsil tahlil qilingan[4]. SnO_2 plyonkalarini turli elementlar (masalan, metallar, metall oksidlari) bilan legirlash yoki sirtini modifikatsiya qilish orqali gazga sezgirlik xususiyatlarini sezilarli darajada yaxshilash mumkin. Legirlash zaryad tashuvchilar konsentratsiyasini o'zgartirishi, katalitik faollikni oshirishi yoki selektivlikni yaxshilashi mumkin. Fine, G. F., va boshq. "Metal oxide semi-conductor gas sensors in environmental monitoring." (2006) tadqiqot ishida legirlangan SnO_2 sensorlarining ishlashiga ta'siri muhokama qilingan[5]. Zhang, J., va boshq. "Enhanced gas sensing properties of SnO_2 thin films prepared by sol-gel method with doping of noble metals" (2011) tadqiqot ishida zol-gel usuli bilan sintez qilingan SnO_2 plyonkalarini noyob metallar (Au, Pt) bilan legirlash orqali gazga sezgirlikning sezilarli darajada oshirilishi haqida ma'lumot berilgan[6].

III. Tadqiqot metodologiyasi

Gaz sensorlari yasash uchun metalloksidlarni sintez qilishning bir necha usullari mavjud bo'lib, ulardan biri zol gel texnologiyasining cho'ktirish usulidir. Olingan yupqa qatlam kristallanishi, qoldiq gazlardan ozod qilish va elektrik parametrlarini turg'unlashtirish uchun yuqori haroratli kuydirish zarur bo'ladi. Buning uchun har bir turdagi metalloksidlar uchun o'ziga xos taglik materiallarini tanlash va asosiysi maqbul texnologik shart-sharoitlarni aniqlash talab qilinadi.

Shu jihatdan ushbu tadqiqot ishimizda zol gel texnologiyasining cho'ktirish usulidan foydalandik. Zol-gel usuli o'zining texnologik jihatdan soddaligi, kamxarjiligi, atmosfera bosimi ostida jarayonlarni amalga oshirish imkoni borligi uchun eng qulay texnologik jarayonlardan biri hisoblanadi. Bundan tashqari, bunday usulda olingan yupqa metalloksid plyonkalarni maqbul yarimo'tkazgichli monokristall kremniy tagliklarga o'tkazish sanoatda ishlab chiqarish uchun oson moslasha oladigan materiallar yaratish imkonini beradi [7].

Tadqiqotda SnO_2 plyonkalarini yarimo'tkazgichli monokristall kremniy tagliklarga cho'ktirish usuli bilan o'stirilgan. SnO_2 yupqa plyonkalarni olish texnologiyasi bir nechta xususiyatlarga ega. Birinchidan, qo'llash paytida har doim qalinlikda farq bor (tsentrafugalash paytida radial, suvga botirish paytida chiziqli), bu (yopishqoqlik, tortish tezligi yoki sentrafugalashda aylanish tezligiga) bog'liq. Ikkinchidan, suvga cho'ktirish paytida qalinlikdagi farqni qoplash uchun har bir qatlamdan keyin namunani 180° ga burish va natijada bir xil qatlamlarni hosil qilish kerak. SnO_2 yupqa qatlami 100 ml izopropil spirtli aralashmasidan olingan. SnO_2 plyonkasini sintez qilish uchun biz prekursor sifatida 0,5 M molyar konsentratsiyali qalay xlorid digidrat [$\text{SnCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$] tuzidan foydalaniladi. Birinchidan, bu aralashma oq rangga ega bo'ladi, stabilizator sifatida esa, dietilamin ($\text{C}_4\text{H}_{11}\text{N}$, $(\text{C}_2\text{H}_5)_2\text{NH}$) – 0.25 ml qo'shiladi, so'ngra IKA RH basis 2 magnit aralashtirgich yordamida 80°C li haroratda 60 daqiqa vaqt mobaynida eritma rangini to'liq shaffofga rangga o'tgunicha aralashtirildi. Bu eritma xona haroratida 168 soat vaqt davomida quritiladi, qurish jarayonida eritmalar rangini

avval shaffofdan oqgacha, keyin sariq rangga o'zgartiriladi. Kremniy tagliklar ultratovushli vannada distillangan suv va izopropil spirti bilan tozalanadi.

Yupqa qatlamlarni o'stirish uchun avtomatik cho'ktirish qurilmasi qo'llanildi. O'stirish jarayon 1,5 mm/s tezlikda gelga cho'ktiriladi. 0.5 minut mobaynida gelda turgandan so'ng yana shu tezlikda undan chiqarib olinadi. Olingan qatlam 200°C haroratdagi pechga 0,5 daqida mobaynida qo'yiladi. Ushbu jarayon 40 marta takrorlanadi. Qoldiq organik moddalarni olib tashlash va ZnO plyonkalarining kristall tuzilishini olish uchun qatlamlarni ho'llash va quritishdan so'ng, ular 450° C haroratda 30 daqiqa davomida termik ishlov beriladi.

IV. Natijalar va ularning tahlili

Olingan qalay dioksidi yupqa qatlamlari asosida tayyorlangan gazlarga sezgir sensorlarni turg'unlik, sezgirlik va metrologik parametrlariga issiqlik ishlovlarini ta'sirlarini o'rganildi.

Tadqiqotlar uchun o'lchamlari 1×1 mm² bo'lgan, mikroelektron texnologiyalar asosida qalay dioksidiga 1 % kremniy atomlari qo'shilgan qalinligi 250 nm atrofida bo'lgan

namunalari olingan. Namuna yuzasiga 200x320 mkm² li 2 ta sezgir elementdan iborat va yupqa qatlamli qizdirgich va plastinkadan yasalgan, oralaridagi masofa 10 mkm bo'lgan sezgir kontaktlar olingan [8].

Sezgir elementlar qarshiligini qizdirgichdagi kuchlanishga bog'lanishini ularni qizdirish va sovutishdagi holatlarida o'rganildi. Qizdirgichga qo'yilayotgan bir xil kuchlanishlarda har xil kristalllar bir-biridan farqli haroratlarga qizishi mumkinligini etiborga olib, eksperimental tadqiqot ishlari o'tkazildi. Qizdirgichdagi kuchlanishni haroratga nisbatan darajalab olindi. Qizdirgichdagi kuchlanishni harorat darajalariga aylantirish uchun

$$R_n = R_{HO}(1\alpha(T - T_{20})) \quad (1)$$

ifodasidan foydalanildi. Bu yerda, R_H – qizdirgichga kuchlanish berilgandagi qarshiligi, Om; R_{HO} – qizdirgichni $U_{BN}=0$ V dagi qarshiligi, Om; α – qarshilikning harorat koeffitsienti, C⁻¹; T – qizdirish harorati, °C; $T_{20} = 20$ °C hona harorati.

1-jadvalda qizdirgichdagi kuchlanishlarga mos keluvchi ishchi haroratlar keltirilgan. Namunalar ishchi harorati 20-370° C oralig'ida:

1-jadval

Qizdirgich haroratini undagi kuchlanishga bog'liqligi. (Kuchlanish manbai)

U_{BN}, V	0,5	1	1.5	2	2,5	3	3,5	4	4,5	5	5,5
$T, ^\circ S$	19	50	60	95	127	146	204	245	282	326	367

1-rasmda $R(U)$ bog'lanishni qizdirishgacha olingan natijalar keltirilgan. Aytish kerakki, sezgir elementni qarshiligi qizdirishda ham sovutishda ham bir xil qiymatga qaytmadi. Ularning maksimal farqi 115 % (52 k Om) ga yetadi. Bu farqni kamaytirish uchun sezgir qayd qilgichlarni yana qayta ishlatish uchun uzluksiz yuqori

haroratda yarim soatdan bir necha soatgacha izotermik ravishda qizdirish kerak. Shuning uchun namunalar izotermik ravishda $T_{const} = 370^\circ C$ da o'lchanganda, 5,5 soat davomida qizdirildi [9]. Qizdirish jarayonlari 4 soatga yetgandan keyin sezgir elementlar qarshiligini to'yinishi ya'ni turg'unlashish kuzatildi (2-jadval).

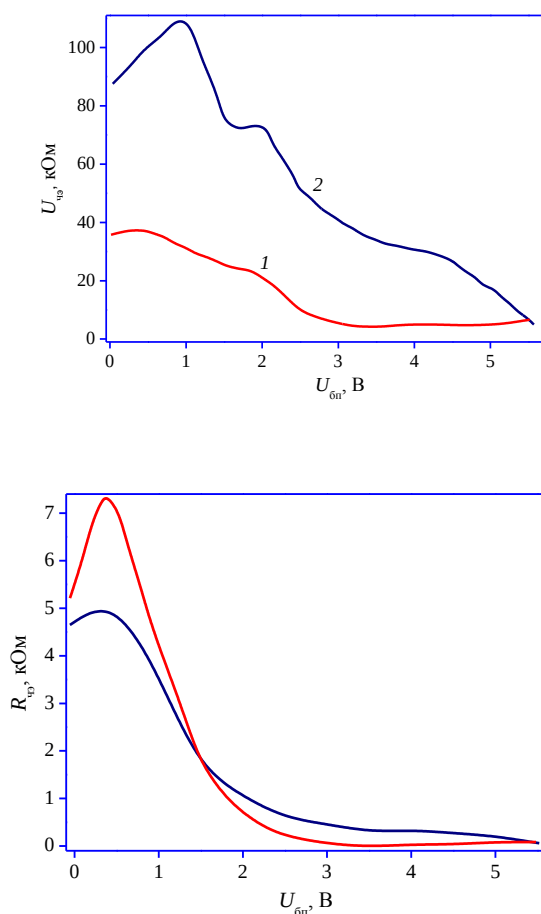
2-jadval

R_{se} ni izotermik qizdirish jarayonida vaqtga bog'lanishi

t, soat	0.25	0.5	1	1.5	2	2.5	3	3.5	4	4.5	5	5.5
R_{se}, kOm	8.5	46	63	81	97	132	162	181	202.1	202.3	202.1	202.2

Shuningdek izotermik qizdirishdan keyin sezgir element elektr qarshiligi R_{se} ni qizdirgichdagi kuchlanishga bog'liqligi

eksperimental tadqiqot qilinganda o'rganilgan. 2-rasmda namunalar izotermik qizdirishdan keyingi sezgir elementni qarshiligi qizdirishda



1-rasm. U_{BP} qizdirgichda qizdirilgan (qizil chiziq) so'ngra sovutilgan (ko'k chiziq) R_{sega} bog'liqligi, sezgir elementlarni izotermik qizdirishdan oldin (a) hamda keyin (b). [9]

O'tkazilgan tadqiqotlar shuni ko'rsatdiki, sezgir elementning qarshiligi (R_{se})

Foydalanilgan adabiyotlar

- [1] Bansal S. et al. Charge transport mechanism in high conductivity undoped tin-oxide thin films deposited by reactive sputtering. *Thin Solid Films*. 2012. Vol 524. –P 30-34.
- [2] Рембеза С.И. и др. Металлооксидные пленки: синтез, свойства и применение. Монография. Воронеж: Издательский дом ВГУ. 2018. 171 с.
- [3] Юлчиев Ш.Х., Махмудов Х.А., Юнусалиев Н.Ю., Расулова М. Б. Исследования вольтамперных характеристик газочувствительного датчика на основе диоксида // Научный вестник НамГУ, 2022. – № 7. С. 3-7.
- [4] Gutierrez J., et al. "SnO₂-based gas sensors: synthesis, properties and applications." *Journal of Materials Chemistry A* 1.15 (2013) pp: 4350-4368.
- [5] Fine, G. F., et al. "Metal oxide semiconductor gas sensors in environmental

ham sovutishda ham deyarli bir xil qiymatga yaqinlashganini ko'rish mumkin. Ularning maksimal farqi 10 % (0.5 kOm) ga tengdir

V.Xulosa

qizdirish va sovutish jarayonlarida bir xil qiymatga qaytmasligi, sezilarli gisterezis hodisasini namoyon qilishi mumkin. Ushbu farqni kamaytirish uchun sezgir elementlarni uzluksiz yuqori haroratda ($T_{const} = 370^{\circ}\text{C}$) izotermik tarzda qizdirish talab etiladi. Qizdirishning dastlabki 4 soatida qarshilikning sezilarli o'zgarishi kuzatilgan bo'lsa, keyinchalik u turg'unlashgan va sezgir elementlar elektr qarshiligining deyarli bir xil qiymatlarga yaqinlashishi kuzatilgan.

Izotermik qizdirishdan keyin olingan natijalar sezgir element qarshiligining qizdirish va sovutish jarayonlarida sezilarli darajada yaqinlashganligini ko'rsatdi, maksimal farq atigi 10% ni tashkil etdi. Shunday qilib tadqiqotlar izotermik qizdirish metalloksidlar asosida olingan gazlarni qayd qilgichlarni elektr qarshiligini oshiradi, ularni sirdagi kislorod atomlarini kimyoviy bog'lanishlaridan ajratib, yupqa qatlamlarda elektronlar harakatini kuchaytiradi, natijada olingan elektron qurilmalarni sezgirlikni, turg'unligini oshiradi. Demak, izotermik qizdirish gaz sezgichlarning xususiyatlarini yaxshilash uchun muhim bosqich hisoblanadi.

monitoring."Sensors and Actuators B: Chemical 113.1 (2006) pp: 291-311.

- [6] Zhang, J., et al. "Enhanced gas sensing properties of SnO₂ thin films prepared by sol-gel method with doping of noble metals." *Applied Surface Science* 257.5 (2011): 1634-1638.

[7] Академик АН РУз С.З. Зайнабидинов, Ш.Х. Йўлчиев, Х.Ж. Мансуров. Марфологические и фотоэлектрические свойства *n*-ZnO/*p*-Si гетероструктуры. / Альтернативная энергетика и экология. - 2020. - V. 25-27. С. 131-137.

- [8] Мансуров Х.Ж., Бобоев А.Й., Махмудов.Х.А. Повышение чувствительности датчика на основе диоксида олова // Научный вестник НамГУ, 2021. – № 11. С. 3-7.

[9] Mansurov Kh. Zh., Boboyev A. Yu., Makhmudov Kh. A. Synthesis, structure and gas-sensitive properties of SnO₂ films // *Science and world*. 2021. № 10 (98). Vol. 1. – С. 8-11.

Structural, electrical and optical properties of nickel-doped zinc oxide

UDK.621.315.592.3:538.91

M.B.Rasulova, M.O.G'ofurjonova, S.H.Ibroximov

Andijan State University named after Z.M. Babur, 129, University Street, Andijan, Uzbekistan, 170100

Annotation. This study presents the results of investigating the effects of nickel doping atoms on the structural, electrical, and optical properties of ZnO films obtained by the spray pyrolysis method. XRD images indicate that the films possess a polycrystalline nature, with the intensity of the (002) crystallographic direction being highest in ZnO and ZnO:Ni 1 at.% films. It was observed that for ZnO:Ni 3 and 5 at.% thin films, there is a shift from the (002) orientation to the (101) plane. The electrical properties show that the electrical resistance of samples with Ni added is lower compared to pure ZnO. All samples are n-type semiconductors with a carrier concentration of 10^{18}cm^{-3} . The maximum value of light transmittance was found to be approximately 74%.

Keywords: Metal oxide, thin film, spray pyrolysis, X-ray diffraction, doping, crystal structure.

Annotatsiya. Ushbu tadqiqotda sprej piroliz usuli bilan olingan ZnO plyonkalarining strukturaviy, elektrik va optik xususiyatlariga nikel kirishma atomlarining ta'sirini o'rganish natijalari keltirilgan. XRD tasvirlari shuni ko'rsatadiki, plyonkalar polikristall tabiatga ega, (002) kristallografik yo'nalishining intensivligi ZnO va ZnO:Ni 1 at.% plyonkalarida eng yuqori ekanligi, ZnO:Ni 3 va 5 at.% yupqa qatlamlarining (002) yo'nalishidan (101) tekisligiga o'zgarishi aniqlandi. Elektr xossasi Ni qo'shilgan namunalar uchun elektr qarshiligi sof ZnO ga qaraganda pasaygan. Barcha namunalar n-tipdagi yarimo'tkazgich bo'lib, tok tashuvchilar kontsentratsiyasi 10^{18}sm^{-3} ni tashkil qiladi. Yorug'lik o'tkazuvchanlikning maksimal qiymati ($\sim 74\%$) ekanligi aniqlandi.

Kalit so'zlar: Metall oksidi, yupqa plyonka, sprej piroliz, rentgen nurlarining diffraksiyasi, doping, kristall tuzilishi.

Аннотация. В этом исследовании приведены результаты изучения влияния атомов никелевых сплавов на структурные, электрические и оптические свойства плёнок ZnO, полученных методом спрей-пиролиза. Рентгеновские дифракционные (XRD) изображения показывают, что плёнки имеют поликристаллическую структуру, при этом интенсивность кристаллографической ориентации (002) достигает максимума для плёнок ZnO и ZnO:Ni при 1 ат.%, в то время как для плёнок ZnO:Ni с концентрациями 3 и 5 ат.% наблюдается изменение ориентации с (002) на (101). Электрические свойства показывают, что для образцов с добавлением никеля электрическое сопротивление снижено по сравнению с чистым ZnO. Все образцы являются полупроводниками n-типа, с концентрацией носителей тока около 10^{18}см^{-3} . Максимальное значение светопропускания составляет ($\sim 74\%$).

Ключевые слова: металлический оксид, тонкая плёнка, спрей-пиролиз, рентгеновская дифракция, допинг, кристаллическая структура.

I.Introduction

Currently, metal oxide films, particularly zinc oxide (ZnO), are considered a very promising material for the development of visible and ultraviolet-emitting semiconductor devices, which is related to their bandgap of 3.37 eV and relatively high conductivity for electrons and holes [1-2]. The doping process can significantly alter these properties, such as narrowing the bandgap or changing the conductivity of the material. The unique physical properties exhibited by these thin films are crucial for the advancement of solar cell production utilizing this material. Research has shown that impurity defects arising from high-temperature diffusion doping with transition metals have a significant impact on the electrophysical

properties of ZnO. Furthermore, the behavior and state of clusters formed by impurity atoms of transition metals as a result of external influences such as temperature, pressure, and irradiation generate considerable scientific and practical interest, especially in terms of manipulating the electrophysical properties of ZnO [3-4]. Depending on the doping method employed, zinc oxide (ZnO) can exhibit n-type or p-type conductivity. Doping ZnO films with various elements, including group III elements, transition metals, and rare earth metals, has led to changes in their physical and chemical properties, thereby enhancing their suitability for a range of potential applications [5].

However, a significant issue remains regarding the dependence of the structural

properties of ZnO films on the concentration of impurity atoms and the stability of device operation, which has not been sufficiently studied. Therefore, this research aims to identify optimal conditions for doping thin ZnO films with nickel (Ni) atoms and discusses the results of X-ray diffraction analysis of ZnO and Ni-doped ZnO thin films containing ZnO with Ni (1 at.%, 3 at.%, 5 at.%). The ZnO and Ni-doped ZnO thin films were effectively synthesized using the spray pyrolysis method on glass substrates at an approximate substrate temperature of 350°C.

II. Materials and methods

To prepare the required sol solution, zinc acetate ($\text{Zn}(\text{CH}_3\text{COO})_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$) was used as a precursor and isopropyl alcohol ($\text{CH}_3\text{CH}(\text{OH})\text{CH}_3$) was used as a solvent. Diethylamino ($\text{C}_4\text{H}_{11}\text{N}$) was added as a stabilizing agent along with nickel acetate [$\text{Ni}(\text{CH}_3\text{COO})_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$]. 1 gram of zinc acetate and 0.013 to 0.065 (1 at.%, 3 at.% and 5 at.%) grams of nickel acetate were dissolved in 100 ml of isopropyl alcohol. Then, 0.17 ml of diethylamino was added dropwise to increase the solubility of this mixture. The resulting solution was stirred at 60° C at 1500 rpm using a magnetic stirrer until it became clear. 1 ml of hydrochloric acid was added to prevent the hydrolysis of nickel acetate in aqueous solution. The resulting mixtures were stirred at room temperature for 30 minutes using an IKARH basic2 magnetic stirrer. The parameters for the deposition of nickel-doped zinc oxide were set as follows: compressor pressure 1.5 bar, distance from the aerosol source to the substrate 80 cm, and solution flow rate 7 ml/min. After the thin film was grown, an isothermal annealing process was performed at 500° C for 10 minutes to enhance crystallization and reduce resistance. This procedure resulted in the formation of 20 layers.

Structural analyses of the synthesized thin films of metal oxides, in particular ZnO and ZnO:Ni, were performed using an XRD-6100 diffractometer. The XRD diffractometer was operated at a voltage of 40 kV and a current of 30 mA, with a scanning range of 20.0 to 80.0 degrees, a scanning rate of 2

degrees per minute, and a step size of 0.02 degrees.

The electrical properties of nickel-doped ZnO, i.e., the electrical resistance, concentration, and mobility of current carriers, were measured by the Van der Pauw method and the Hall effect with a magnetic field strength of 0.63 T. The optical properties of the films were studied using a SPEKS SSP-715 M spectrophotometer.

III. Results and discussion

The XRD patterns of ZnO:Ni thin films with ZnO and nickel concentrations of 1 at.%, 3 at.% and 5 at.% are presented in Figure 1. In this diffraction pattern, a series of structural diffuse reflections with different intensities were observed in small-angle scattering. In particular, high-intensity structural reflections were observed in three crystallographic directions. That is, corresponding to the (100) crystallographic direction, diffuse reflections corresponding to the spacing of planes with $d/n = 0.2776$ nm were observed in the scattering angle $2\theta = 31.42^\circ$, corresponding to the (002) crystallographic direction, corresponding to the spacing of planes with $d/n = 0.2582$ nm in the scattering angle $2\theta = 34.48^\circ$, corresponding to the spacing of planes with $d/n = 0.250$ nm in the scattering angle $2\theta = 36.34^\circ$, corresponding to the (101) crystallographic direction.

Among these observed reflections, the structural line corresponding to the crystallographic direction (002) has the highest intensity ($\sim 105 \text{ imp}^{-1}$), and we determined the half-width of this reflection, which indicates that the thinness of the peak half-width ($\text{FWHM} = 3.6 \cdot 10^{-3} \text{ rad}$) indicates a much higher degree of crystallinity of the grown film. Also, when analyzing the experimental results of this reflection, it was found that the crystal lattice of the film grown at room temperature is $a=b=3.265 \text{ \AA}$ and $c=5.212 \text{ \AA}$, respectively, which, in turn, indicates that the ZnO layers have a wurtzite structure belonging to the C6/mmc hexagonal crystal lattice space group, and the zinc and oxygen have an alternating arrangement in the unit cell of the crystal lattice. At the same time, the crystallographic direction of the X-ray diffraction pattern of the sub crystallites in the

undoped ZnO films with a size of ~ 39.5 nm was determined from the experimental values (002) of the reflection pattern.

At the same time, the X-ray diffraction of ZnO:Ni thin films was described, the X-ray pattern of which differs from that of the undoped ZnO thin film. The elastic background level of the diffuse reflection observed in small-angle scattering decreases with an increase in the amount of doped atoms. That is, it indicates a decrease in the unevenness of the crystal lattice of the main background impurities of the oxygen atom distribution in the thin films grown with an increase in the amount of nickel atoms. In order to study the effect of Ni atoms on the structural properties of ZnO, the state of structural reflections for the three main crystallographic directions (100), (002) and (101) was observed. That is, the diffuse reflections corresponding to the (100) crystallographic direction, $2\theta = 31.47^\circ$ angle scattering, corresponding to the (002)

crystallographic direction, $2\theta = 34.59^\circ$ angle scattering, and corresponding to the (101) crystallographic direction, $2\theta = 36.34^\circ$ angle scattering are shifted to small angles by $\Delta a = 0.05^\circ$ and $\Delta c = 0.011^\circ$. Also, in the X-ray diffraction pattern of layers doped with 5% nickel atoms, an increase in the reflection intensity for the (100) structural line by 15.9% and for the (101) structural line by 31.9%. In addition, the small-angle scattering (102), (110), (200), (112) crystallographic directions had 2θ values of 47.55° , 56.77° , 62.82° and 68.00° , respectively. It should be noted that the intensity of the (002) crystallographic direction is observed to be the highest in the ZnO and ZnO:Ni 1 at.% films. The fact that the dominant direction of the ZnO:Ni 3 and 5 at.% thin films changes to the (101) plane and that other secondary phases of Ni or NiO are not visible within the scanning range indicates that the Zn^{+2} atoms in the ZnO:Ni structure can be replaced by Ni^{+2} atoms [6].

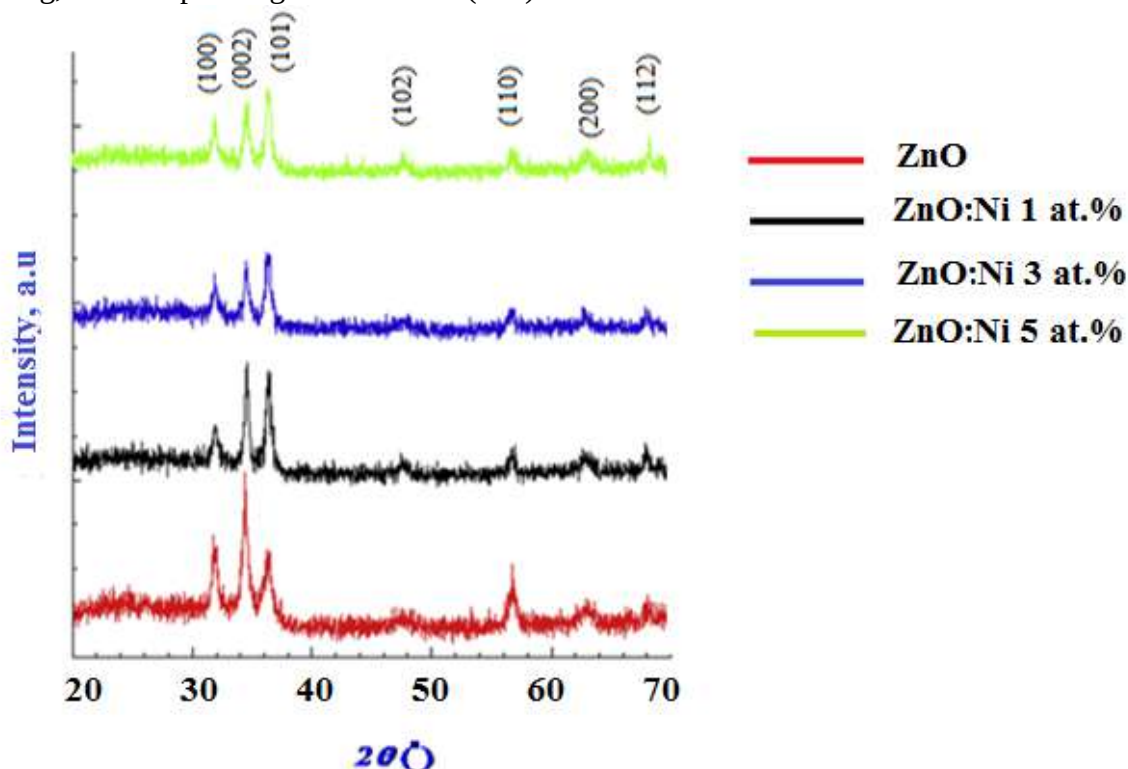


Figure 1. XRD patterns of ZnO and ZnO:Ni thin films.

Examination of the X-ray diffraction (XRD) peaks shows that the ZnO and ZnO:Ni samples can be classified as having a hexagonal (wurtzite) structure. Nickel ($0.69 \text{ \AA}$) has a smaller ionic radius than zinc ($0.74 \text{ \AA}$), which accounts for the absence of

additional peaks during doping. The limited ionic radius of nickel also ensures that the wurtzite structure is not altered [6]. The XRD patterns also show that the films have good crystallinity, with crystallites oriented in different planes. The primary peak positions

are located at 2θ values of 31.95° , 34.51° and 36.42° , while the secondary peaks are located at 46.56° , 56.09° , 63.11° and 68.32° . It is noteworthy that the intensity of the (002) reflection is highest for ZnO and 1 at.% ZnO:Ni films, suggesting a preferential orientation along the (002) plane for these samples. In contrast, for 3 and 5 at.% ZnO:Ni thin films, the preferential orientation shifts to the (101) plane. In addition, no secondary phases of Ni or its oxides were detected within the scan interval, indicating that Ni effectively replaces Zn sites in the ZnO lattice [7].

The lattice defects formed in nickel-doped ZnO thin films were analyzed for their changes in the structural parameters of the synthesized samples (Table 1). The lattice constants (a,b,c) of the films grown at room temperature were determined using the following expression:

$$a = b = \frac{\lambda}{\sqrt{3} \sin \theta} \quad c = \frac{\lambda}{\sin \theta} \quad (1)$$

The calculated lattice constants and their ratio "c/a" are given in Table 1. The obtained values 2θ of the lattice parameters, for the "a" and "c" axes, indicate that they are consistent with the wurtzite crystal structure [8]. The "c/a" ratio confirms that the doped atoms can be successfully incorporated into the ZnO crystal lattice. The values of the grown crystallite size are lower bound estimates. By comparing the diffuse reflections and relative intensities observed in XRD with the standard value of the ZnO crystal structure (JCPDS card No. 01-089-0510), the structural parameters of the ZnO:Ni films were also calculated and the results are given in Table 1.

Table 1. Structural characteristics of ZnO:Ni films.

Samples	Crystallographic direction(002), (2θ), $^\circ$	Lattice constants			Crystallite size D, nm
		a=b, ($\text{\AA}$)	c, ($\text{\AA}$)	c/a	
ZnO	34.48	3.265	5.212	1.59	39.5
ZnO:Ni 1 at. %	34.59	3.265	5.208	1.6	34.6
ZnO:Ni 3 at. %	34.56	3.264	5.206	1,6	38.8
ZnO:Ni 5 at. %	34.53	3.263	5.203	1.6	41.4

The analysis showed that the amount of nickel added to the samples was reduced compared to the undoped zinc oxide. The size of the grown crystallites is calculated using the Debye-Scherrer formula.

$$D = \frac{k\lambda}{\beta \cos \theta} \quad (2)$$

where λ is the radiation wavelength equal to 0.154 nm, θ is the diffraction angle (half-width at half-width at maximum intensity), β is the physical broadening of the diffraction line (FWHM - full-width at half-width at maximum intensity), and the coefficient $k \approx 0.91$. Using expression (2), it is possible to determine the sizes of subcrystallites, which

initially decreased when the Ni alloying was 1% ($D_{\text{ZnO}}=39,5$ nm, and $D_{\text{ZnO:Ni 1at. \%}}=34,6$ nm), and then, with increasing nickel concentration, the sizes of subcrystallites also increased ($D_{\text{ZnO:Ni 3at. \%}}=38,8$ nm and $D_{\text{ZnO:Ni 5at. \%}}=41,4$ nm). Based on the experimental values of these structural parameters, it can be concluded that doping ZnO with nickel atoms in an amount of up to 1% increases the crystallinity of the films, but this level decreases when the nickel atoms are higher than 3%.

Some changes were observed in the lattice parameters of ZnO films with the introduction of nickel atoms, which may be due to the small difference in ionic radius

between Zn^{2+} and Ni^{2+} ions. The lattice constant “a” remains approximately unchanged, but the value of c decreases slightly with increasing Ni atom concentration. Depending on the Ni atom concentration, an increase in intensity is observed in the (101) crystallographic direction. It can be seen from Table 1 that the crystallite size of the Ni:ZnO samples increases with increasing nickel concentration, which indicates that at high concentrations, nickel atoms are located as defects at the lattice sites, reducing the crystallinity. The best crystallinity was demonstrated at a nickel concentration of 1%. The ionic radii of Ni^{2+} (0.69 Å) and Zn^{2+} (0.74 Å) ions are very close, and since they have the same valence and the same structure, Ni^{2+} is easily replaced by Zn^{2+} , which does not change the hexagonal structure of the ZnO crystal lattice.

The lowest resistance and good linear contacts for ZnO:Ni metal oxide films were obtained by annealing them from silver (Ag) at a temperature of 1500C. The electrical properties of the prepared ZnO:Ni metal oxide thin films were studied at room temperature by the Van der Pauw method, and the conductivity type was determined by a thermal

probe, as well as by the Hall method. It was found that the metal oxide layers were mainly n-type in conductivity. To determine the electrical conductivity of ZnO:Ni thin films, the change in temperature up to 450 K was measured using the four-probe method, and the specific resistance of the layers was determined using expression (3)

$$\rho = \frac{\pi \cdot d}{\ln 2} \cdot \frac{R_1 + R_2}{2} \cdot f \quad (3)$$

where, d is the sample thickness (cm); $f = \frac{R_1}{R_2}$ is the relationship

According to the results of the study, we can also see that the resistance decreases with increasing Ni concentration. This indicates that Ni has a donor property. It should be noted that the electrical resistance for the Ni-doped samples is lower than that of pure ZnO. The electrical characteristics of ZnO:Ni at room temperature are presented in Table 2.

Table 2. Electrical characteristics of ZnO:Ni films

№	Samples	Relative resistance, $\rho(\Omega \cdot \text{sm})$	Carrier concentration sm^{-3}	Mobility, $\mu(\text{sm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1})$	Type of conductivity
1	ZnO	0,69	$1.19 \cdot 10^{18}$	7,61	n
	ZnO:Ni 1at. %	0.58	$1.9 \cdot 10^{18}$	5.72	n
2	ZnO:Ni 3at. %	1.24	$7.9 \cdot 10^{17}$	6.31	n
3	ZnO:Ni 5at. %	2.38	$6.3 \cdot 10^{17}$	4.14	n

The decrease in resistance due to alloying is understandable, since some Zn^{+2} atoms are replaced by Ni^{+2} atoms, which can only be replaced by Ni in cases where the 3d shell is incomplete ($3d^8$) and near the bottom of the conduction band. This addition of conduction band states provides greater electron conductivity and reduces resistance.

The optical transmittance of nickel-doped ZnO films is obtained using expression (4). The transmittance coefficient (T) of light incident on the crystal is equal to the following expression.

$$T = (1 - q)^2 \cdot \exp(\alpha d) \quad (4)$$

is equal to , from which the absorption coefficient can be determined:

$$\alpha = \frac{1}{d} \ln T(1-q)^2 \quad (5)$$

As can be seen from the figure, at low wavelengths (380 nm-420 nm) the transmittance changes sharply, and at high wavelengths (500 nm-800 nm) it remains almost unchanged. A sharp decrease in transmittance is observed at ~ 380 nm, which can be associated with the absorption of photon energy. Such light absorption means that the incoming photons have sufficient energy to excite electrons from the valence

band to the conduction band. The maximum transmittance value (~ 74%) was obtained. The transparency of the films decreases with increasing Ni concentration. The decrease in transparency in ZnO:Ni thin films is due to several factors: nickel enters ZnO as point defects, and these defects are located at the centers of light scattering, leading to a decrease in transparency; increasing the dislocation density; nickel defects create additional energy levels.

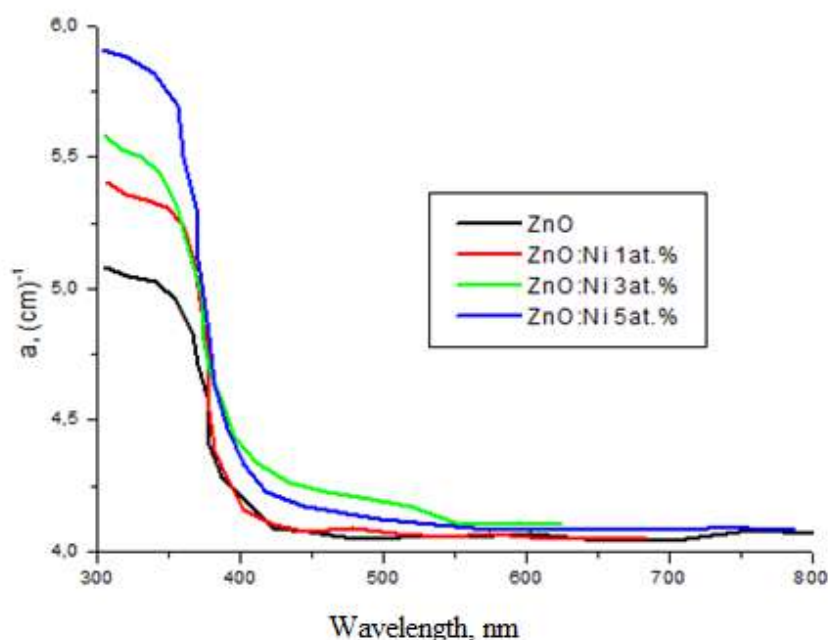


Figure 2. Optical absorption spectra of ZnO:Ni thin films for various Ni concentrations.

These layers absorb light at certain wavelengths and reduce the overall transparency; they can lead to the formation of secondary phases such as nickel oxide (NiO). Therefore, the decrease in transparency of nickel-doped ZnO is primarily due to defect formation, changes in energy fields, secondary phases, and changes in microstructure.

The optical absorption spectra of ZnO:Ni thin films are depicted in Figure 2. The absorption limit is relatively large in the wavelength range of 350-380 nm, and we can see that the optical absorption values decrease sharply for all samples in the wavelength range of 380-400 nm. With increasing nickel

concentration, the absorption limits of the films shift towards longer wavelengths, i.e., towards the red, which indicates a decrease in the width of the forbidden band and an improvement in the absorption in the visible region. Such an optical absorption region corresponds to a transition from the valence band to the conduction band, and the shift of the absorption edge to a lower energy side creates energy levels formed by some specific defects. This result has also been shown in research works [9,10]. When doped atoms are introduced into ZnO thin films, the absorption of light depends on the above factors, as well as on the change in the band gap

Based on the conducted experimental studies and analysis of the obtained results, the following conclusions can be drawn:

IV. Conclusion

It was found that the surface of the deposited ZnO films exhibits the crystallographic direction (002) and consists of blocks with a size of 39.5 nm, and has a hexagonal crystal lattice with parameters $a=b=0.3265$ nm and $c=0.5212$ nm.

It was found that the intensity of the crystallographic direction (002) is highest in ZnO and ZnO:Ni 1 at.% films. Also, the fact that the dominant direction of the ZnO:Ni 3 and 5 at.% thin films changes to the (101) plane and that other secondary phases of Ni or NiO are not visible within the scanning range indicates that the Zn^{+2} atoms in the ZnO:Ni structure can be replaced by Ni^{+2} atoms.

It was found that the metal oxide layers are mainly n-type in conductivity. The decrease in transparency of the films with increasing Ni concentration is due to several factors: nickel enters ZnO as point defects, these defects are located in the centers of light scattering, leading to a decrease in transparency; an increase in the dislocation density; nickel defects are explained by the formation of additional energy levels.

Optical absorption spectra of ZnO:Ni thin films The absorption limit is relatively large in the wavelength range of 350-380 nm, and it was found that the optical absorption values decreased sharply for all samples in the wavelength range of 380-400 nm.

References

- [1] Рембеза С.Е., Йулчиев Ш.Х., Расулова М.Б. Структура, свойства и применения металлооксидных пленок ZnO (Обзор)// Научный вестник Анд.ГУ. Vol.Iss.2 2022. P.5-11.
- [2] Mansurov Kh. J., Boboyev A.Y., and Urinboyev J.A. X-ray structural and photoelectric properties of SnO_2 , ZnO and Zn_2SnO_4 metal oxide films // East European Journal of Physics. (2), 336-340 (2024). <https://doi.org/10.26565/2312-4334-2024-2-39>
- [3] Bian J.M., Li X.M., Zhang C.Y., Yu W.D. and Gao X.D. p-type ZnO films by monodoping of nitrogen and ZnO-based p-n homojunctions // Applied. Physics. Letter, 85 , 4070-4072 (2004). <https://doi.org/10.1063/1.1808229>
- [4] Ryu Y. et al., Synthesis of p-type ZnO films // Journal of Crystal Growth, 216(1), 330-334 (200). [doi.org/10.1016/S0022-0248\(00\)00437-1](https://doi.org/10.1016/S0022-0248(00)00437-1)
- [5] Asikuzun E., Ozturk O., Arda L., Terzioğlu C. Preparation, growth and characterization of nonvacuum Cu-doped ZnO thin films // J. Molecular Structure **1165**, 1–7 (2018) DOI: [10.1016/j.molstruc.2018.03.053](https://doi.org/10.1016/j.molstruc.2018.03.053)
- [6] Aboud A.A., Shaban M., Revaprasadu N. Effect of Cu, Ni and Pb doping on the photo-electrochemical activity of ZnO thin films // RSC Adv. 2019; 9:7729–7736. DOI: [10.1039/C8RA10599E](https://doi.org/10.1039/C8RA10599E)
- [7] Younus Ali M. et al., Effect of Ni doping on structure, morphology and opto-transport properties of spray pyrolysed ZnO nano-fiber // Heliyon. 2020. 6(3) doi: [10.1016/j.heliyon.2020.e03588](https://doi.org/10.1016/j.heliyon.2020.e03588)
- [8] Sajjad M., Ullah I., Khan M., Khan J., Khan M.Y., Qureshi M.T. Structural and optical properties of pure and Cu doped ZnO nanoparticles // Results Physics 9.2018. pp.1301–1309
- [9] Zaouche C., Dahbi L. et al. Study the effect of Ni doping on structural, optical and electrical properties of $Zn_{1-x}Ni_xO$ thin films deposited by spray pyrolysis technique // Journal of Ovonic Research. Vol.19. No.2. March-April 2023. pp.197-205
- [10] Ali H., Alsmadi A.M., Salameh B., Mathai M., Shatnawi M., Hadia N.M.A., Ibrahim E.M.M. Influence of Nickel Doping on the Energy Band gap, Luminescence and Magnetic order of spray deposited nanostructured ZnO thin films // J. Alloys Compd. 816. 2020. 152538.

Электрофизические свойства кремния в зависимости от кластеров примесных атомов

А.Курбанов, С.Бакирова

Аннотация. Установлено, что облучение g - квантами приводит к увеличению концентрации примесных центров Pt в n -Si<P,Pt>. Относительно низкие температуры распада этих центров и проведенный анализ позволяют связать их с комплексами междоузельных атомов примесей с вакансиями.

Ключевые слова: кремний, кластеры примесных атомов, гамма облучения, ковалентная радиус, никель, платина.

Annotation. It has been established that irradiation with g -quanta leads to an increase in the concentration of Pt impurity centers in n -Si<P,Pt>. The relatively low decay temperatures of these centers and the analysis performed allow us to associate them with complexes of interstitial impurity atoms with vacancies.

Key words: silicon, clusters of impurity atoms, gamma irradiation, covalence radiuc, nickel, platinum.

Annotatsiya. Gamma kvantlar bilan nurlantirilgan n -Si<P,Pt> namunalarda Pt kirishma markazlari konsentratsiyasining ortishi aniqlandi. Markazlarning nisbatan kichik emirilish haroratiga va amalga oshirilgan tajribalar tahlillariga asosanib, bunday markazlarni vakantsiyalar va tugunlararo kirishma atomlari komplekslari bilan bog'lash mumkin.

Kalit so'zlar: kremniy, kirishma atomlari klasterlari, gamma nurlanish, kovalent radius, nikel, platina.

I. Введение

Известно, что преимущественная часть приборов микроэлектроники и оптоэлектроники изготавливаются на основе кристаллического кремния. Более 85 % фотоэлектрических преобразователей энергии базируются на моно- и поликристаллический кремний. Поэтому повышение фоточувствительности исходных пластин кремния, предназначенных для изготовления на их основе фотоэлектрических приборов является одним из практически значимых задач современного полупроводникового материаловедения. Для достижения этой цели используются весьма разнообразные технологические приемы, включающие в себе термическую обработку [1], введение кластеров примесных атомов [2,3], радиационно-стимулирующее облучение [4], формирование дополнительных объемных барьеров [5] и т. п. Введением кластеров примесных атомов в объеме кремния позволяет создать объемно-наноструктурированные материалы, обладающие более широкими функциональными возможностями для электроники и фотоэнергетики [6, 7], физические свойства которых еще недостаточно изучены. В таких материалах не только имеется возможность управлять фундаментальными параметрами кремния, но и обнаруживаются ряд новых, еще не объясненных физических явлений, которые отсутствуют в полупроводниках, легированных различными примесными атомами, но и в материалах с

наноструктурами. Особенности последних позволяют разработать и создать на их основе принципиально новые классы электронных, оптоэлектронных, наноэлектронных приборов, фотоники и спинтроники, а также более эффективные солнечные элементы. Поэтому компенсированный кремний с кластерами атомов примесей, привлекает интерес исследователей возможностью изготовления на его основе различных датчиков, обладающих повышенной термо – и радиационной стойкостью.

Однако в зависимости свойств кремния от параметров кластеров атомов примесей и дозы облучения слабо изучена. В связи с этим представляет большой интерес исследования влияние γ - радиации ^{60}Co на свойств Si<Ni>, Si<Pt> и Si<P>.

II. Подготовка образцов и методика эксперимента

Образцы изготавливались в виде параллелепипедов размером $12 \times 6 \times 1,2$ мм³ и подвергались шлифовке порошком М-14. При этом особое внимание уделялось плоско-параллельности и чистоте поверхности образцов.

Легирование кремния никелем осуществлялось термодиффузионным методом в открытом объеме (на воздухе) из слоя Ni, нанесенного на поверхность пластинки кремния, в интервале температур 1200 °С в течение ~ 5 часов с последующим быстрым (II

тип) и медленным (I тип) охлаждением, при этом получен компенсированный кремний $n\text{-Si}\langle\text{P},\text{Ni}\rangle$. Для легирования использовали металлическую никель чистотой 99,99 %.

Легирование платином осуществлялось также методом термодиффузии при $\sim 1280^\circ\text{C}$ в течение 10 часов, при этом получен компенсированный кремний $n\text{-Si}\langle\text{P},\text{Pt}\rangle$.

Параллельно исследовались образцы кремния $n\text{-Si}\langle\text{P}\rangle$ проходившие аналогичную термообработку, но без примеси никеля и платины – контрольный кремний. Для изучения электрофизических свойств легированного материала после диффузии со всех сторон удалялись приповерхностный слой толщиной $50\div 100$ мкм.

Омические контакты на образцы Si получали путем припаивания сплава Sn+In (50%+50%) при температуре $\sim 120^\circ\text{C}$. Изготовление диодов Шоттки осуществлялось путем напыления Au и Sb на полированную поверхность кремния.

Радиационная обработка пластин кремния и структур на его основе проводилась в поле гамма-радиации ^{60}Co с интенсивностью 60 Р/с в институте Ядерной физики АН РУз. Температура при облучении не превышала 50°C . Омические контакты и p-n переходы получены сплавным методом при 400°C .

III. Экспериментальные результаты и их обсуждение

В $n\text{-Si}\langle\text{Ni}\rangle$ обнаружены центры с энергиями ионизации $E_c - 0,19 \pm 0,02$ эВ ($\sigma_n = 5 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$) и $E_c - 0,42 \pm 0,03$ эВ ($\sigma_n = 8 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$) только при термической диффузии не ниже 1200°C . Указанные уровни в наших экспериментах обнаружены и в контрольных образцах, хотя и в меньших концентрациях, поэтому мы не склонны связать эти уровни с никелем. На таблица 1 приведены параметры примесей Ni и Pt в Si.

Таблица 1. Параметры примесей Ni и Pt в Si

Элемент	Ковалентный радиус (Å)	Растворимость при 1100°C (см^{-3})	Коэффициент диффузии при 1100°C ($\text{см}^2\text{с}^{-1}$)	Электрические уровни (эВ)
Ni	1,17	$7 \cdot 10^{17}$	$3 \cdot 10^{-5}$	$E_c - (0.19)$; $E_c - (0.42)$ $E_v + (0.15)$; $E_v + (0.35)$
Pt	1,30	$8 \cdot 10^{15}$	$3 \cdot 10^{-7}$	$E_c - (0.24)$; $E_c - (0.53)$

Спектр энергетических уровней примесей Pt (E_1 , E_2) в $n\text{-Si}$ и их концентрации при различных температурах диффузии приведены в табл. 2 для двух режимов (I и II) последидиффузионного охлаждения образцов. Найденные значения энергий ионизации

хорошо коррелируют со значениями, приведенными в литературе [3-12]. Как видно из таблицы, эффективности образования центров Pt в образцах $n\text{-Si}\langle\text{P},\text{Pt}\rangle$ можно считать практически независимыми от скорости последидиффузионного охлаждения.

Табл.2. Энергии ионизации, концентрации и сечения захвата электронов примесных центров в легированном кремнии в зависимости от температуры диффузии примесей и режимов последидиффузионного охлаждения (I - медленное охлаждение; II - быстрое охлаждение)

Тип образцов и температура диффузии, $^\circ\text{C}$	Энергии ионизации, концентрации (см^{-3}) и сечения захвата электронов примесных центров					
			I	II	I	II
$n\text{-Si}\langle\text{P},\text{Pt}\rangle$			$E_1 = E_c - 0,24 \pm 0,02$ эВ $\sigma_n = 1,5 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$		$E_2 = E_c - 0,53 \pm 0,03$ эВ $\sigma_n = 1,6 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$	

850		$1.92 \cdot 10^{13}$	$2.12 \cdot 10^{13}$	$1.25 \cdot 10^{13}$	$2.0 \cdot 10^{13}$
900		$4.2 \cdot 10^{13}$	$3.1 \cdot 10^{13}$	$3.7 \cdot 10^{13}$	$4.2 \cdot 10^{13}$
930		$3.5 \cdot 10^{14}$	$4.1 \cdot 10^{14}$	$6 \cdot 10^{13}$	$7 \cdot 10^{13}$

На рис. 1.1 приведены изменения концентрации центров платины в кремнии от дозы γ -квантов. Как видно из рисунка, концентрация центра E_1 практически остается неизменной с ростом дозы облучения, а концентрация центра E_2 акцепторного характера растет, увеличиваясь на 20÷30 % при дозе $4,5 \cdot 10^8$ Р, что позволяет нам связать последние центры с комплексами междоузельных примесей (Pt) с вакансией. Для подтверждения этого предположения были исследованы изменения концентрации примесных центров в зависимости от температуры отжига.

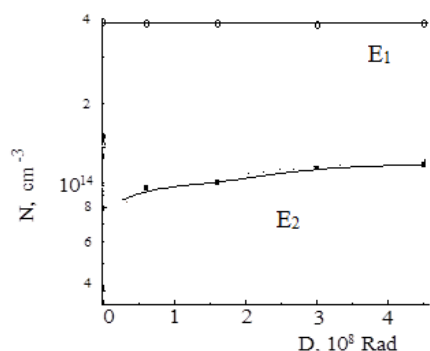


Рис.1. Зависимость концентрации примесных центров от дозы γ -квантов в образцах $n\text{-Si}\langle\text{Pt}\rangle$ (E_1 , E_2). Концентрации центров до облучения соответствуют значениям при $D=0$.

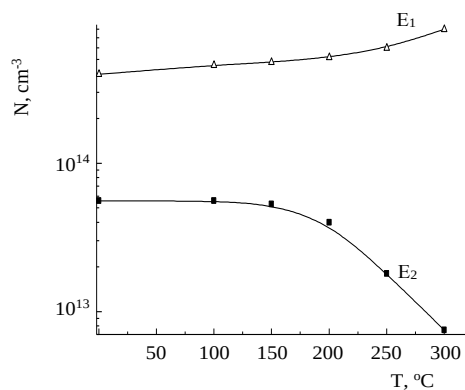


Рис.2. Концентрация примесных центров Pt в $n\text{-Si}\langle\text{P}\rangle$ от температуры отжига: $E_1 = E_c - 0,24$ эВ; $E_2 = E_c - 0,53$ эВ.

На рис.2 приведены в качестве примера результаты для $n\text{-Si}\langle\text{P},\text{Pt}\rangle$. Как видно, с ростом температуры отжига, концентрация центра E_2 уменьшается начиная с $\sim 150^\circ\text{C}$, т.е. распад этого центра происходит в довольно низких температурах.

Обнаружено, что в легированном и контрольном кремнии в основном образуются радиационные А- и Е- центры. С ростом дозы облучения концентрации радиационных А-центров растут в образцах $n\text{-Si}\langle\text{P},\text{Pt}\rangle$ (концентрации Е-центров в этих образцах находятся в пределах чувствительности прибора, т.е. $< 10^{12} \text{ см}^3$, а в контрольном кремнии n -типа – $\sim 10^{13} \text{ см}^3$), причем эффективность образования радиационных центров в образцах I типа больше, чем в образцах II типа. Это связано с большей локальной неоднородностью медленно охлажденных образцов из-за образования скоплений (второй фазы) технологических и введенных примесей, вокруг которых возникают области упругих искажений. Отметим, что при постоянной концентрации введенных примесей ($\sim 10^{14} \text{ см}^3$) концентрация А-центра возрастает с ростом ковалентного радиуса примесей (рис.3.).

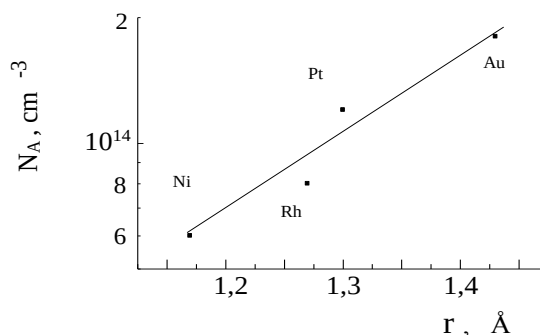


Рис.3. Зависимость концентрации радиационных А-центров от ковалентного радиуса в ряду примесей Ni, Rh, Pt, Au при дозе γ -квантов ^{60}Co $D = 2 \cdot 10^8$ Р.

Поскольку ковалентный радиус Pt заметно больше, чем ковалентный радиус кремния (1.17 Å), указанные напряженные области имеют характер сжатия и являются стоками для вакансий. Это уменьшает вероятность аннигиляции вакансий и собственных междоузельных атомов кремния и способствует к увеличению концентрации радиационных дефектов. С другой стороны, сжатие решетки вокруг изолированных узелных положений указанных примесей также сильно уменьшает вероятность реакций их вытеснения собственными междоузельными

атомами кремния. Этим можно объяснить практическую независимость концентрации центра E_1 от дозы облучения и связать эти центры с узельными положениями примесей. Небольшой рост их концентрации (рис.3) говорить также в пользу этого и того, что мы связываем уровни E_2 со слабо связанными комплексами междоузельных примесей с вакансиями, так как такой комплекс может не только легко распадаться, но и превращаться в примесь замещения из-за аннигиляции его компонентов.

IV. Заключение

Таким образом, проведенные нами исследования особенностей образования радиационных центров (типа А- и Е-центров) и поведения примесных центров в n-тип кремнии при гамма-облучении в зависимости от параметров (растворимости, коэффициента диффузии и ковалентных радиусов) атомов примесей Ni и Pt, а также режимов последиффузионного охлаждения, позволили выявить относительную роль вакансий, собственных междоузельных атомов, а также узельных и междоузельных положений рассмотренных примесей в обнаруженных центрах.

В частности, обнаружено, что облучение γ -квантами приводит к увеличению концентрации примесных центров $E_2 = E_c - 0.53 \pm 0.03$ eV в n-Si<P,Pt>. Относительно низкие температуры распада этих центров и выше проведенный анализ позволяют связать их с комплексами междоузельных атомов примесей с вакансиями.

Литература

1. Sabah K. Bux, Richard G. Blair, Pawan K. Gogna, Hohyun Lee, Gang Chen, Mildred S. Dresselhaus, Richard B. Kaner, and Jean-Pierre Fleurial. Nanostructured Bulk Silicon as an Effective Thermoelectric Material // *Adv. Funct. Mater.* 2009. Vol.19. P.2445.
2. Бахадирханов М.К., Исамов С.Б., Зикриллаев Н.Ф., Илиев Х.М., Мавлонов Г.Х., Ковешников С.В., Ибодуллаев Ш.Н. Функциональные возможности кремния с нанокластерами атомов

марганца // *Электронная обработка материалов.* 2020, Т.56(2), С.14.

3. Зайнабидинов С.З., Курбанов А.О. Кластеры атомов примеси никеля и их влияние на рекомбинационные свойства кремния // *Вестник МГТУ им. Н.Э.Баумана. Серия Естественные науки.* 2019. №2. С.81.
4. Yarykin N. and Weber J. Electrically Active Copper–Nickel Complexes in p-Type Silicon // *Phys. Stat. Sol. C.* 2017. Vol.14. P.1700005.
5. Vyvenko O. F., Buonassisi T., and Istratov A. A. X-ray beam induced current—a synchrotron radiation based technique for the in situ analysis of recombination properties and chemical nature of metal clusters in silicon // *Journal of Applied Physics.* 2002. Vol.91. No. 6. P.3614.
6. Зикриллаев Н.З., Исмаилов Б.К., Исамов С.Б., Тачилин С.А. Повышение термостабильности кремния при формировании // *Физика полупроводников и микроэлектроника.* 2019. №5. С. 45.
7. Bakhadyrkhanov M.K., Isamov S.B., Kenzhaev Z.T., Melebaev D., Zikrillayev Kh.F., Ikhtiyarova G.A. Silicon photovoltaic cells with deep p–n-junction // *Applied Solar Energy.* 2020. Vol.56. No.1. P.13.
8. Ишанин Г. Г., Панков Э. Д., Андреев А. Л., Польшиков Г. В. Источники и приемники излучения. – Санкт Петербург. Политехника, 1991.
9. Зайнабидинов С., Курбанов А.О. Влияние радиационно-термической обработки на время жизни носителей заряда в кремнии // *Петербургский журнал электроники.* 2018. №3(92). С.11.
10. Махкамов Ш., Каримов М., Курбанов А.О., Махмудов Ш.А., Караходжаев А.К. К вопросу термостабильности электрофизических свойств p-Si<P,Ni> и p-Si<P,Cu> // *Известия вузов. Физика.–Томск, 2005. –Вып.12. –С.80-82.*
11. Istratov A.A., Weber E.R. Electrical properties and recombination activity of copper, nickel and cobalt in silicon. *Appl. Phys. A*, 1998, vol. 66, iss. 2, pp. 123–136.
12. Lindroos J., Fenning D. P., Backlund D. J., Verlage E., Gorgulla A., Estreicher S. K., Savin H., and Buonassisi T. Nickel: A very fast diffuser in silicon // *Journal of Applied Physics.* 2013. Vol.113. P.204906.

Kr⁺ ionlarining qora fosfor sirtidan kichik burchaklarga sochilishini tadqiq qilish

U.O. Kutliyev, O.A. Sattarova

Urganch davlat Universiteti, 14 H.Olimjon, Urganch, 220100, O'zbekistan

Annotatsiya. Ushbu maqolada Kr⁺ tarqalgan ionlarining traektoriyasi va energiya taqsimotining hisob-kitoblari, qora fosfor yuzasi bilan, boshlang'ich energiyaning kichik qiymatlarida va bombardimon qilayotgan ionlarining tushish burchagida, ketma-ket to'qnashuvlar usuli yordamida o'rganilgan. Bizning hisob-kitoblarimiz shuni ko'rsatdiki, traektoriya shaklini tahlil qilish orqali sirt yarim kanallarining shakli haqida ma'lumot olish mumkin. Ionlarning sirt yarim kanaliga kirib borishi uchun kritik burchak aniqlandi. Bombardimon qilayotgan zarralarining tushish burchagi va boshlang'ich energiyasining kichik qiymatlarida ionlarning sirt atom seriyasidan va yarim kanal devoridan tarqalishi kuzatiladi. Ushbu parametrlarning qiymatining oshishi bilan ionlar yarim kanalning pastki qismidan tarqaladi va yarim kanalning pastki qismidagi atomlarning joylashishi haqida ma'lumot olish mumkin. Olingan natijalar ion fokuslash, kanallash, ionlarni implantatsiya qilish jarayonlarini o'rganishda qiziqish uyg'otadi.

Kalit so'zlar. Ionlarning tarqalishi, yarim kanal, kompyuterda modellashirish, energiya taqsimoti, ionlarning traektoriyasi.

Аннотация. В этой статье представлены расчёты траектории и энергетические распределения рассеянных ионов Kr⁺ с поверхностью чёрного фосфора при малых значениях начальной энергии и угла падения бомбардирующих ионов с помощью метода приближении парных столкновений. Наши расчёты показали, что анализируя форму траектории можно получить информацию о форме поверхностных полуканалов. Определена критическая угол проникновения ионов во внутрь поверхностного полуканала. При малых значениях угла падения и начальной энергии бомбардирующих частиц наблюдается рассеяния ионов от поверхностного атомного ряда и стенки полуканала. С увеличением значения этих параметров происходит рассеяния ионов от дна полуканала и можно получить информацию о расположении атомов на дне полуканала. Полученные результаты представляют интерес при изучении процессов ионной фокусировки, каналирования, имплантации ионов.

Ключевые слова. Рассеяния ионов, полуканал, компьютерное моделирования, энергетические распределения, траектория ионов.

Annotation. This article presents calculations of the trajectory and energy distributions of scattered Kr⁺ ions with a black phosphorus surface at low values of the initial energy and angle of incidence of bombarding ions using the pair collision approximation method. Our calculations have shown that by analyzing the shape of the trajectory, it is possible to obtain information about the shape of the surface half-channels. The critical angle of ion penetration into the interior of the surface half-channel has been determined. At low values of the angle of incidence and the initial energy of the bombarding particles, ion scattering from the surface atomic series and the wall of the half-channel is observed. As the values of these parameters increase, ions scatter from the bottom of the semichannel and information about the arrangement of atoms at the bottom of the semichannel can be obtained. The results obtained are of interest in studying the processes of ion focusing, channeling, and ion implantation.

Keywords. Ion scattering, halfchannel, computer modeling, energy distributions, ion trajectory.

I. Введения

Малоугловое рассеяние ионов - это метод исследования поверхности материалов, основанный на упругом рассеянии ионов с малыми углами отклонения. Этот метод используется для анализа состава, структуры и свойств самых верхних атомных слоев поверхности. В этом методе используются низкоэнергетические ионы (0,1–10 кэВ), чаще всего применяют благородные газы (He⁺, Ne⁺, Ar⁺, Kr⁺). Ионы направляются под малым углом к поверхности образца (1–10°). Рассеяние происходит в основном на атомах самых верхних слоев, так как вероятность проникновения вглубь мала. Изменение

энергии и направления рассеянных ионов анализируется для получения информации о составе и структуре поверхности. Преимущества этого метода является - высокая чувствительность к верхнему атомному слою; - возможность изучения легких и тяжелых элементов; - бесконтактный метод (нет необходимости в химических реактивах)[1-5].

Черный фосфор имеет такую форму кристалла, которую можно разделить на плоские слои толщиной всего в один атом. Учитывая, что само вещество является полупроводником, то в перспективе на его основе можно изготавливать сверхтонкие проводящие пленки для высокоэффективных систем связи,

медицинской диагностики, зондирования земли на физических принципах фотоники[6-8]. Но чтобы использовать его в промышленности, необходимы методы для изучения его свойств и проведения экспериментов, которые позволили бы создать пленку с необходимыми параметрами под конкретные цели. В этой работе приведены результаты по исследованию траектории и энергетические распределения рассеянных ионов Kr^+ с поверхностью чёрного фосфора при малых значениях начальной энергии и угла падения бомбардирующих ионов[6-8].

II. Метод исследования

При наших расчётах мы использовали метод аппроксимация бинарных столкновений. Аппроксимация бинарных столкновений (BCA) — это метод, используемый для моделирования взаимодействий быстрых частиц (ионов, атомов) с материалом. Этот подход широко применяется в физике твёрдого тела, радиационной физике и при анализе процессов имплантации ионов. BCA предполагает, что при движении через материал частица совершает последовательность независимых бинарных столкновений с атомами среды. При этом учитываются:

- Закон сохранения энергии и импульса.
- Потенциал взаимодействия между частицей и атомами мишени.
- Энергетические потери и передача импульса атомам.

Метод позволяет моделировать треки ионов в материале, их глубину проникновения, а также потери энергии и процессы повреждения кристаллической решётки. Достоинства и ограничения этого метода являются: Простота и вычислительная эффективность, хорошее приближение для средних и высоких энергий (>1 кэВ), поддержка программными пакетами (SRIM, MARLOWE, ASTAR)[9-12]. BCA остаётся ключевым методом для моделирования ионных процессов, особенно в области полупроводниковых технологий и радиационной физики.

Для описания ион-атомных столкновений была использована потенциал

Бирзака-Циглера-Литтмарка, который полученные результаты хорошо согласуется с экспериментальными данными[13].

Ионно-рассеивательная спектроскопия используется для определения форму поверхностных полуканалов и сорт поверхностных атомов. Нами исследована рассеяния ионов Kr^+ с поверхностью чёрного фосфора. На поверхности образуется полуканал, представленной на рис.1. Видно, что две атомы фосфора расположены на поверхностном слое и два атома фосфора расположен на втором слое. Плоскостной решетка фосфора и элементарная ячейка показаны на видах сверху. Черный фосфор имеет четырехатомную элементарную ячейку со структурой «armchair». Следует отметить, что глубина этого канала равна $h=1,64$ Å, а ширина равна $a=4,43$ Å. При расчете нами выбрана половина полуканала, который дальше можно последовательно покрывать весь полуканал.

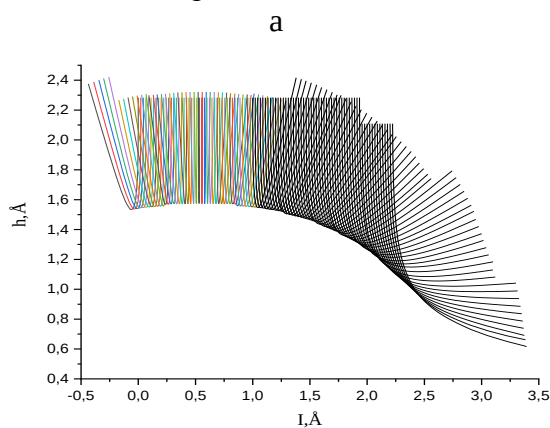


Рис.1.Полуканал, образованный на поверхности чёрного фосфора.

III. Анализ и результаты

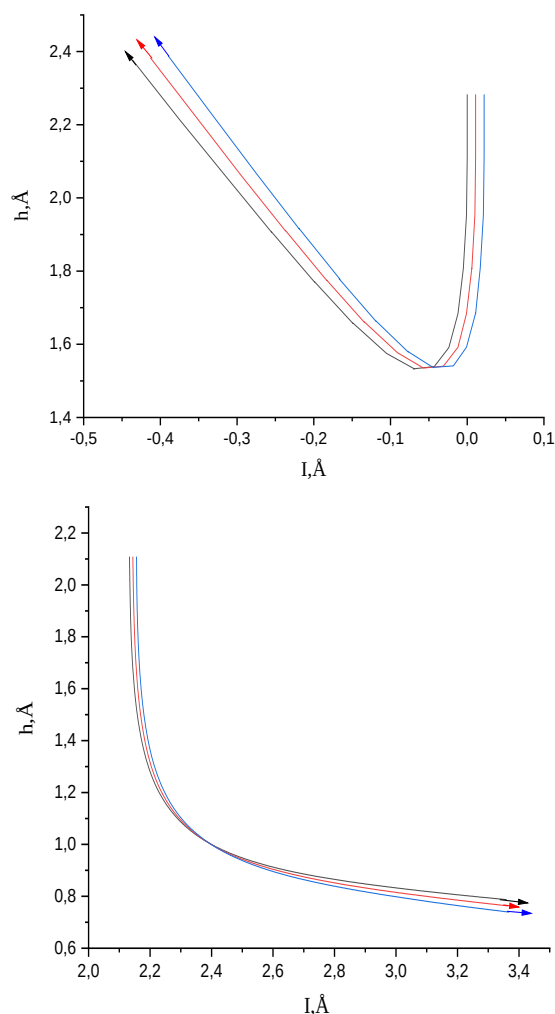
На рис.2 представлена траектории ионов Kr^+ , рассеянных от поверхности чёрного фосфора при $E_0=1$ кэВ и $\psi=3^\circ$. Из рисунка можно сказать, что в этих условиях ион не проникал во внутрь полуканала, но показывает половину приближенную форму поверхностного полуканала. Чтобы более точно анализировать этих траектории рассмотрим несколько траектории ионов, рассеянных от поверхностных атомов(рис.2а). Эти траектории рассеянных ионов, которые наблюдается в начале ионной бомбардировки (начальные значения прицельной точки). Видно, что падающий ион рассеивается в левую сторону. Это объясняется с тем, что на поверхности два атома Р расположены очень близко. С увеличением значения прицельной точки, падающая и рассеянная часть траектории имеют симметричные

формы. Значения энергии и коэффициент столкновения рассеянных ионов соответственно равно к 986 эВ и 26. Чтобы рассмотреть более устойчивые области рассеянных ионов нами выбрана та часть траектории, которая чувствуюется влияние полуканала (рис.2б-с). Анализ этих траектории показывает, что ионы не проникли во внутрь полуканала. В этой области тоже траектории почти параллельны и из-за более большой ширины значения энергии и коэффициент столкновения увеличивается (991 эВ и 16, соответственно). На рис.3 показана траектории рассеянных ионов Kr^+ с поверхностью чёрного фосфора при $E_0 = 1$ кэВ и $\psi = 5^\circ$. Увеличения угла падения приводит к проникновению ионов во внутрь полуканала еще более четка показывая её форму. На рис.3а представлена траектория рассеянных ионов от поверхностного атомного ряда. Сравнения этих траектории с траекториями представленной на рис.2а показывает, что они почти одинаковы. Значения энергии и коэффициент столкновения рассеянных ионов соответственно равно к 978 эВ и 20. А сравнения траектории рассеянных ионов от стенки и дна полуканала (рис.3б,с) отличается от траектории показанный на рис.2с. Отличие состоит в том, что падающая и рассеянная часть траектории ионов становились еще более параллельны. А также эти траектории показывают, что ионы проникли во внутрь полуканала. Значения энергии и коэффициент столкновения этих рассеянных ионов соответственно равно к 985 эВ и 23-25.

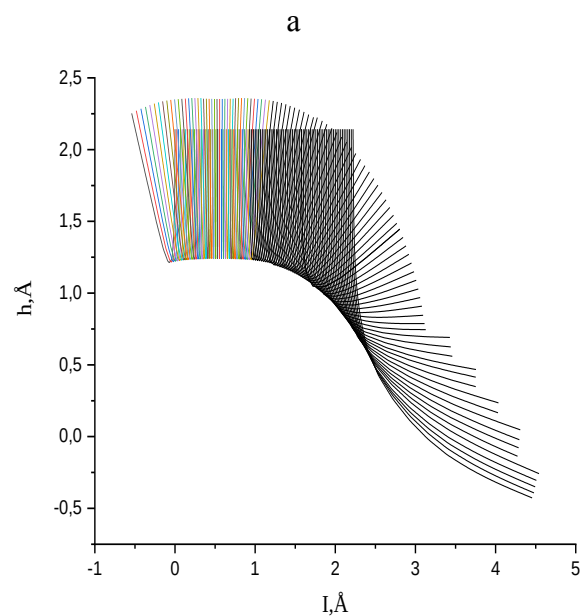


б

с

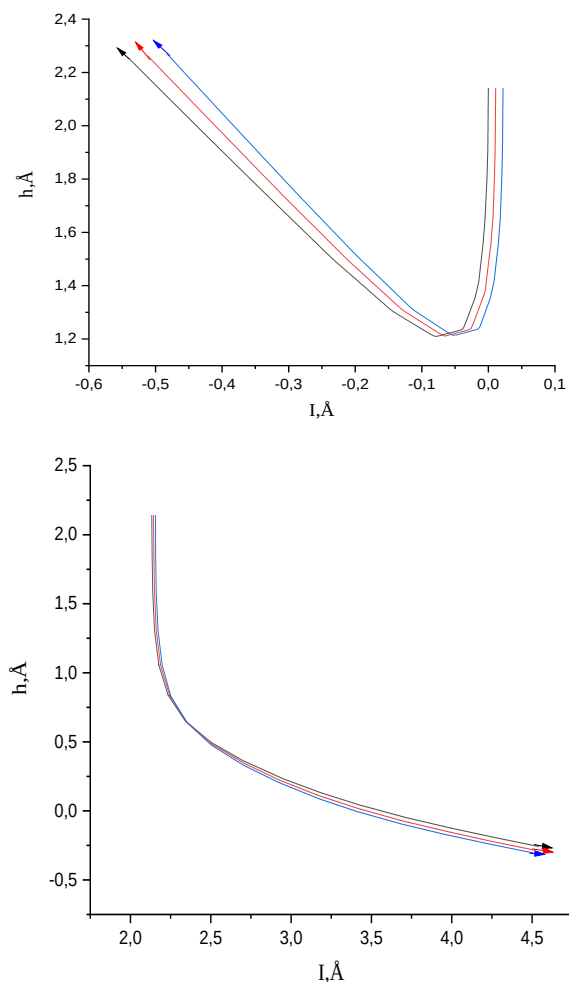


На рис.2. Траектории ионов Kr^+ , рассеянных от поверхности чёрного фосфора при $E_0 = 1$ кэВ и $\psi = 3^\circ$, а- от поверхностных атомов и от б- и с- полуканала.



б

с

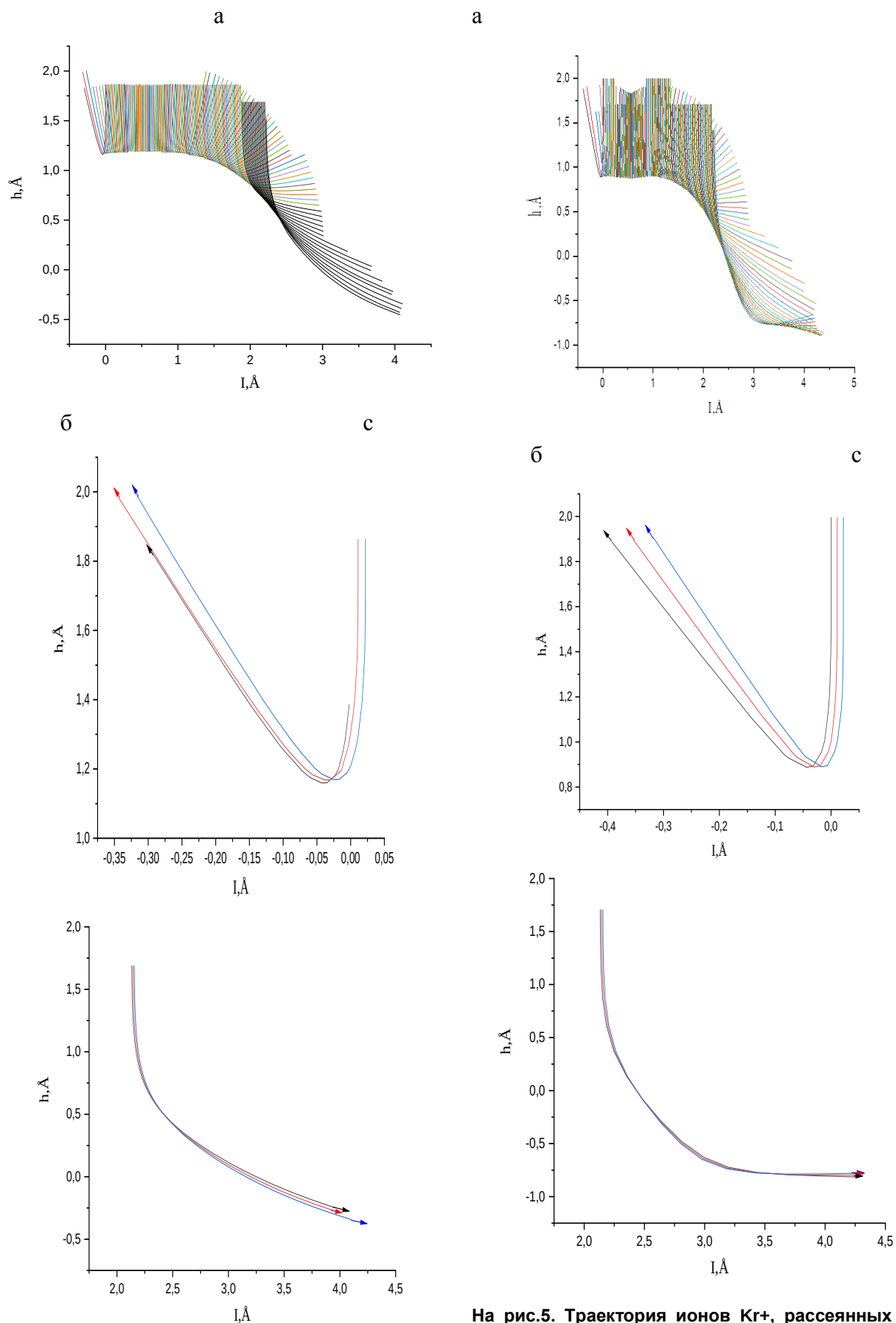


На рис.3. Траектории ионов Kr^+ , рассеянных от поверхности чёрного фосфора при $E_0 = 1$ кэВ и $\psi = 50^\circ$, а- от поверхностных атомов и от б- и с-полуканала.

На рис.4 представлена траектории ионов Kr^+ , рассеянных от поверхности чёрного фосфора при $E_0 = 3$ кэВ и $\psi = 3^\circ$. Эти траектории показывают, что ионы в основном рассеивались от поверхностных атомов и от стенки полуканала. Из-за малой значения угла падения, параллельность всех траектории сохранились. На рис.4а представлена характерные траектории рассеянных ионов от поверхностного атома Р. Видно, что при малых значениях точки прицеливания параллельность тоже сохраняется. Значения энергии и коэффициент столкновения этих рассеянных ионов соответственно равно к 2960-2961 эВ и 22-24. С увеличением значения точки прицеливания (рис.4б,с) ион рассеивается от стенки и дна полуканала, при этом не наблюдается рассеяния от дна полуканала. Значения энергии и коэффициент столкновения этих

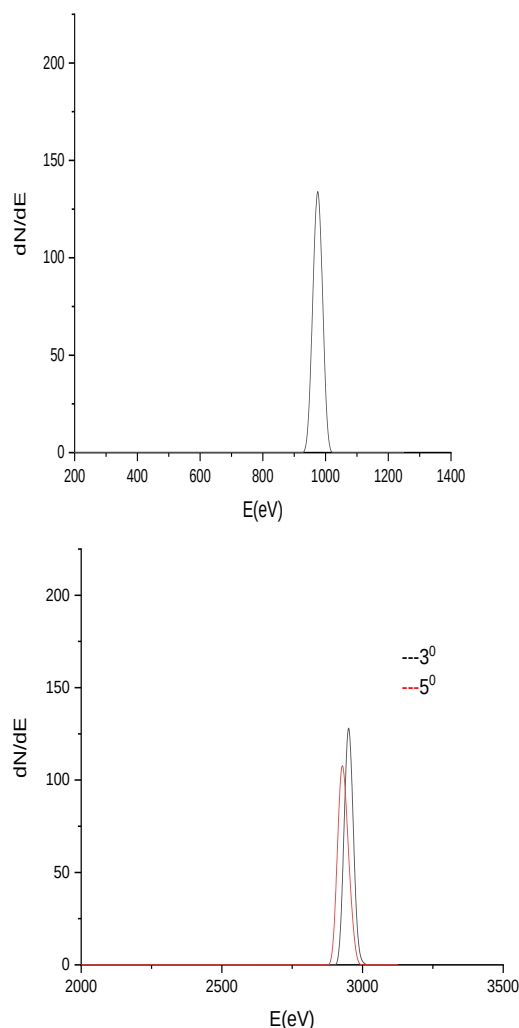
рассеянных ионов соответственно равно к 2970 эВ и 24-25. На рис.5 представлена траектории ионов Kr^+ , рассеянных от поверхности чёрного фосфора при $E_0 = 3$ кэВ и $\psi = 5^\circ$. Видно, что в этой значении начальной энергии и угла падения ионов, они достигались до дна полуканала и рассеивались от атомов, расположенные на дне полуканала. На рис.5а представлена траектория рассеянных ионов от поверхностного атома. В этом случае значения энергии и коэффициент столкновения этих рассеянных ионов соответственно равно к 2929 эВ и 18. А на рис.5б, с показана траектории ионов, рассеянных от стенки и дна полуканала. Значения энергии и коэффициент столкновения этих рассеянных ионов соответственно равно к 2953 эВ и 21. Уменьшения значения энергии рассеянных ионов показывает, что ионы проникли глубже во внутрь полуканала. На рис.6 представлена энергетический спектр рассеянных ионов Kr^+ с поверхностью чёрного фосфора при $E_0 = 1$ кэВ и $\psi = 3^\circ$ и 5° . Энергетический состоит всего из одного пика. Это связано с тем, что при $E_0 = 1$ кэВ и $\psi = 3^\circ$ и 5° энергия рассеянных ионов отличается в промежутке 10 эВ (рис.6а). Из-за малой значения энергии рассеянных ионов от поверхностного атома и от стенки полуканала они сливаются в один пик. Следует отметить, что энергия рассеянных ионов от стенки полуканала расположена высоко энергетической части, а низкоэнергетической части спектра образовалась за счет ионов, рассеянных от поверхностного атомного ряда. На рис.6б показана энергетический спектр рассеянных ионов Kr^+ с поверхностью чёрного фосфора при $E_0 = 3$ кэВ и $\psi = 3^\circ$ и 5° .

Видно, что в этом случае хотя пики рассеянных ионов от поверхностного атома и от стенки полуканала тоже сливались в один пик. Но с увеличением значения угла падения ионов пик сместилась в сторону малых углов. Это показывает, что при больших энергиях с увеличением значения угла падения бомбардирующих ионов уменьшается энергия рассеянных ионов. Это связано с увеличением глубины проникновения ионов в полуканал.



На рис.4. Траектория ионов Kr^+ , рассеянных от поверхности чёрного фосфора при $E_0 = 3$ кэВ и $\psi = 30$, а- от поверхностных атомов и от б- и с-полуканала.

На рис.5. Траектория ионов Kr^+ , рассеянных от поверхности чёрного фосфора при $E_0 = 3$ кэВ и $\psi = 50$, а- от поверхностных атомов и от б- и с-полуканала.



На рис.6. Энергетический спектр рассеянных ионов Kr^+ с поверхностью чёрного фосфора при $E_0 = 1$ кэВ(а) и 3 кэВ(б), при $\psi = 3^\circ$ и 5° .

IV. Заключение

Нами рассчитана траектории и энергетические распределения рассеянных ионов Kr^+ с поверхностью чёрного фосфора при значениях начальной энергии $E_0 = 1$ кэВ и 3 кэВ(б), при $\psi = 3^\circ$ и 5° . Показано, что при $E_0 = 1$ кэВ и при $\psi = 3^\circ$ ионы не смогут проникать во внутрь поверхностного полуканала. С увеличением угла падения ($\psi = 5^\circ$) бомбардирующих частиц при $E_0 = 1$ кэВ происходит проникновения ионов во внутрь полуканала. При этом рассеяния происходит за счет атомной стенки полуканала. При значении начальной

энергии $E_0 = 3$ кэВ при $\psi = 3^\circ$ бомбардирующие ионы проникают во внутрь полуканала и наблюдается рассеяния ионов от стенки полуканала. Дальнейшая увеличения значения угла падения ионов ($\psi = 5^\circ$) приводит к рассеянию ионов от дна полуканала. Эти исследования являются интересным при изучении процессов ионной фокусировки и имплантации.

Литературы

- [1]. Brongersma H.H, Draxler M, de Ridder M, Bauer P. Surface composition analysis by low-energy ion scattering// *Surf Sci Rep.* 2007.V62.P.63-67.
- [2]. Brüner P, Grehl T, Brongersma H, et al. Thin film analysis by low-energy ion scattering by use of TRBS simulations// *Journal Vac. Sci. Tech.A.* 2015.V33.P.01A122. <https://doi.org/10.1116/1.4901451>.
- [3]. Puurunen R.L, Vandervorst W, Besling WFA et al. Island growth in the atomic layer deposition of zirconium oxide and aluminum oxide on hydrogen-terminated silicon: Growth mode modeling and transmission electron microscopy// *J. Appl. Phys.* 2004.V96.p.4878-4882.
- [4]. Puurunen R.L, Vandervorst W. Island growth as a growth mode in atomic layer deposition: A phenomenological model // *J. Appl Phys.* 2004. V96.P.7678-7681.
- [5]. Brongersma H.H. Low-energy ion scattering. // *Characterization of Materials.* 2012.P.2024-2044.
- [6]. Sugai S, Shirotani I. Raman and infrared reflection spectroscopy in black phosphorus// *Solid State Communications Volume 53, Issue 9, 1985, P. 753-755*
- [7]. Pimenta. M.A., Resende. G.C., Ribeiro., H.B., Carvalho. B.R. Polarized Raman spectroscopy in low-symmetry 2D materials: angle-resolved experiments and complex number tensor elements// *Physical Chemistry Chemical Physics.* 2021.23(48), pp. 27103-27123.
- [8]. Mao. N., Huang. S., Pimenta Martins. L.G., et al. Vibrational Fermi Resonance in Atomically Thin Black Phosphorus// *Nano Letters* 2024. 24(40), pp. 12582-12589.
- [9]. Holenak, R., Ntemou, E., Lohmann, S., Linnarsson, M., Primetzhof, D. Assessing trajectory-dependent electronic energy loss of keV ions by a binary collision approximation code// *Physical Review Applied.* 2024. Volume 21, Issue 2. 10.1103/PhysRevApplied.21.024048.
- [10]. Drobny J.T, Curreli D. Enabling attractive-repulsive potentials in binary-collision-approximation Monte-Carlo codes for ion-surface interactions // *Materials Research Express.* 2023.V10, Issue 12. 10.1088/2053-1591/ad1262

- [11]. Ito A.M., Takayama A., Toda Y. High accuracy interatomic potential model for binary collision approximation and its application into sputtering yield estimation for amorphous carbon// Japanese Journal of Applied Physics.V621 September 2023 Article number SL1012. 10.35848/1347-4065/acd4c9
- [12]. Hofsäss H., Stegmaier A. Binary collision approximation simulations of ion solid interaction without the concept of surface binding energies// Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B: 2022. 517, pp. 49–62.2022. 517, pp. 49–62.
- [13]. Ziegler J.F., Ziegler M.D., Biersack J.P. Nucl. Instrum. Methods.2010. B 268, 1818.

Yarimo'tkazgichli tuzilmalarda injeksion kambag'allashish effekti

X. Madaminov¹, A. Ikromov¹, G. Xolyigitova¹, A. Abdurahmonov², G. Teshaboyeva³.

¹Andijon davlat universiteti, ²Farg'ona davlat universiteti, ³Andijon shahri 30-maktab

Annotatsiya: Olinish usullari va turidagi tafovutga qaramay, yarimo'tkazgichli geterostrukturalar va materiallar ma'lum kuchlanish diapazonida injeksion kambag'allashish hodisasini kuzatish shartlari o'rganildi. Aniqlanishicha, ushbu hodisa issiqlik maydoni, yorug'lik, magnit maydon va shu kabilar bilan kuchli ta'sirlashuvda bo'lar ekan. Maqolada keltirilgan tahliliy ma'lumotlari chuqur sathli markazlar holatini o'rganishda qo'shimcha tadqiqot natijalari sifatida talqin etish mumkin.

Kalit so'zlar: injeksiya, rekombinatsiya, kontakt, ambipolyar dreyf, ambipolyar harakatchanlik, kambag'allashish.

Аннотация: Несмотря на различия в способах приготовления и типах, изучены условия наблюдения явления инжекционного обеднения в определенном диапазоне напряжений полупроводниковых гетероструктур и материалов. Установлено, что это явление возникает при сильном воздействии тепловых полей, света, магнитных полей и т. д. Представленные в статье аналитические данные можно интерпретировать как дополнительные результаты исследований в изучении состояния глубоких центров.

Ключевые слова: инъекция, рекомбинация, контакт, амбипольный дрейф, амбипольная подвижность, обеднение.

Abstract: Despite the differences in the preparation methods and types, the conditions for observing the injection depletion phenomenon in a certain range of voltages of semiconductor heterostructures and materials have been studied. It has been established that this phenomenon occurs under strong influence of thermal fields, light, magnetic fields, etc. The analytical data presented in the article can be interpreted as additional results of research in studying the state of deep centers.

Key words: injection, recombination, contact, ambipolar drift, ambipolar mobility, depletion.

I. Kirish

Izolyatorlar va kuchsiz legirlangan yarimo'tkazgichlarda, ko'plab holatlarda tok oqimi bir yoki har ikkala turdagi zaryad tashuvchilar yordamida boshqarilishi mumkin. Ushbu turdagi jarayonlar bir qancha hodisalarga olib keladi, jumladan quvvat qonuni bo'yicha oqimlar, volt-amper xarakteristikadagi keskin o'zgarishlar, salbiy qarshilik va tebranishlar. Bundan tashqari, injeksiya effektlari rekombinatsiya va tutqich markazlarga sezgir bo'lganligi sababli, ular ushbu markazlarning xususiyatlarini o'rganish uchun ishlatilishi mumkin.

Ushbu muammolar ikkita keng: birlamchi injeksion hodisalar va ikkilamchi injeksion hodisalar toifasiga bo'linadi. Birlamchi injeksion tok faqat bir turdagi zaryad tashuvchilar yordamida boshqariladi va qarama-qarshi turdagi zaryad tashuvchilar mavjudligiga bog'liq emas. Bunday holda, injeksiyalangan zaryad tashuvchilar fazoviy zaryadni tashkil etadi, bu esa injeksion kontaktlardagi maydonni kamaytiradi va birlamchi injeksion fazoviy zaryad toklari bilan bog'liq bo'lgan hodisalari yuzaga keltiradi. Garchi tok faqat bir turdagi zaryad tashuvchilar tomonidan "tashilsa" ham, ikkilamchi injeksiya

esa har ikkala turdagi zaryad tashuvchilar tomonidan yuzaga keladigan tokni boshqarishda rol o'ynaydigan holatlar bilan bog'liq bo'ladi. Aynan mana shu holat injeksiya nazariyasida "ambipolyar" tushunchalar (masalan, ambipolyar zaryad, ambipolyar harakatchanlik, ambipolyar diffyziya va shu kabilar) paydo bo'lishiga sabab bo'ldi.

II. Materiallar va usullar

Ikkilamchi injeksiyada fazoviy zaryad sohasi odatda, erkin zaryad tashuvchilar zichligining kichik qismigacha kamayadi. Bu mexanizm, ko'p hollarda, harakatchan yoki tutqich zaryad tashuvchilarni qayta joylashtirish orqali sodir bo'ladi. Ko'pincha ikkilamchi injeksiyaviy jarayonlarda, bu holat yuzaga kelganda, tok birlamchi zaryad tashuvchili holatga nisbatan ancha katta bo'lishi mumkin. Ikkilamchi injeksiya ikkala zaryad tashuvchining mavjudligiga bog'liq, ya'ni ambipolyar, chunki rekombinatsiya kinetikasi ushbu holatdagi asosiy omil hisoblanadi. Ma'lumki, rekombinatsiya ikki turda bo'lishi mumkin (ya'ni, kovaklar va elektronlar orasidagi rekombinatsiya ikkita yo'l: bimolekulyar (ya'ni, kovak-elektronlar orasidagi rekombinatsiya) yoki bir yoki bir

nechta lokallashgan rekombinatsiya markazlari orqali amalga oshishi mumkin. Odatda, ko'pchilik tadqiqotchilar ikkinchi holni ko'rib chiqadilar, chunki bu hol bimolekulyar holatga nisbatan ko'plab qiziqarli jarayolarni namoyon qiladi. Injektsiya darajasining o'zgarishi bilan rekombinatsion markaz sathlari to'ldirilishi oqibatida namunalarning volt-amper xarakterikalari ko'rinishlariga ham turlicha ta'sir ko'rsatilishi mumkin. Bu esa o'z navbatida namunalardagi tok o'tish mexanizmlari o'zgarayotganligidan dalolat beradi.

Keyingi o'tkazilgan ko'plab tadqiqotlar yarimo'tkazgichli strukturalarda ambipolyar zaryad tashuvchilar harakatini o'rganishga bag'ishlangan bo'lib, ular asosan, ambipolyar dreyf va ambipolyar diffuziya yo'nalishlari bir-biriga mos keladi deb faraz qilinadi [1]. Biroq, ko'p hollarda, ortiqcha zaryad tashuvchilarning maydonga qarama-qarshi diffuziyasi sodir bo'ladi. Bunday vaziyat, masalan p^+-n-n^+ -diod tuzilmalarda, $n-n^+-o'tishdagi$ zaryad tashuvchilarning to'planishi $p^+-n-o'tishdagi$ injeksiyadan ustunlik qilganda, ya'ni $p(0) < p(w)$ da amalga oshirilishi mumkin. Xuddi shunday holat n^+-n-n^+ diod tuzilmalarda sodir bo'ladi, bu yerda o'ng tomonda $n-n^+$ -kontaktida elektronlarning to'planishi, chap tomonda esa n^+-n -kontaktida esa elektronlarning kambag'allashuvi sodir bo'ladi [2].

Injektsiyaviy kambag'allashish effekti birinchi marta ikkilamchi injeksiya rejimida ishlovchi p-i-n tuzilmalar uchun nazariy jihatdan bashorat qilingan [3] bo'lib, so'ngra turli materiallarda, xususan, rux bilan legirlangan [4, 5], oltin bilan legirlangan [6] kremiydan, galliy arseniddan [7], germaniyli kremniy qotishmasidan [8] tayyorlangan yarimo'tkazgichli qurilmalarda tajribada kuzatilgan. So'nggi yillarda esa ushbu effekt turli yarimo'tkazgichli qattiq eritmalarida, xususan $n\text{-Si-p-(Si}_2\text{)}_{1-x-y}(\text{Ge}_2\text{)}_x(\text{GaAs})_y$ [9], $p\text{-Si-n-(Si}_2\text{)}_{1-x}(\text{CdS})_x$ [10], $p\text{-Si-n-(GaSb)}_{1-x}(\text{Si}_2\text{)}_x$ [11] va $n\text{-GaAs-p-(InSb)}_{1-x}(\text{Sn}_2\text{)}_x$ [12] asosida tayyorlangan tuzilmalarda, shuningdek, CdS-CdTe getero'tishli tuzilmalarda kuzatildi [13].

Injektsion kambag'allashish effekti o'ziga xos effekt bo'lib, nomidan kelib chiqqan holda, ikkita o'zaro bir-biriga mos kelmaydigan hodisalarni mujassamlashtiradi: injeksiya (erkin zaryad tashuvchilarni purkash, ular bilan

tuzilmaning asosini boyitish) va kambag'allashish (erkin zaryad tashuvchilarni kamaytirish, olib tashlash). Bu effekt nomuvozanatiy zaryad tashuvchilarning ambipolyar diffuziyasi yo'nalishi va chuqur kirishmalar zaryadining injeksion modulyatsiyasi bilan xarakterlavchi ambipolyar dreyf yo'nalishlarining bir-biriga qarab yo'nalgan holatlarida kuzatiladi.

Injektsion kambag'allashish effekti ikkilamchi injeksiya rejimida ishlovchi p-i-n tuzilmalardan o'tuvchi to'g'ri toklarda kuzatiladi, ammo uni amalga oshirish uchun bir qator shartlar bajarilishi kerak. Dastlab to'g'ri ulangan p-i-n tuzilmani ko'rib chiqaylik. Stafeev tomonidan taklif qilingan terminologiyaga ko'ra, baza (i-qatlam), yupqa bo'lmasligi kerak, chunki kuzatilishi zarur bo'lgan effekt aynan i-qatlamda sodir bo'ladi, lekin u juda ham qalin bo'lmasligi kerak (bu holda ikkilamchi injeksiyaning dreyf rejimining ustunligi yuzaga keladi). Bundan tashqari ushbu effektini kuzatish uchun d (baza qalinligi) $d/L > 1$ (L - nomuvozanatiy zaryad tashuvchilarning diffuziya uzunligi) shartga bo'ysunishi va d/L nisbatning qiymatlari 2 - 7 oralig'ida bo'lishi kerak. Odatda, p-n- yoki p-i-n-diodlardagi ikkilamchi injeksion jarayonlarini ko'rib chiqish uchun qo'llaniladigan asosiy tenglama kvazineytral i-bazadagi erkin zaryad tashuvchilarning ambipolyar harakatini tavsiflaydi.

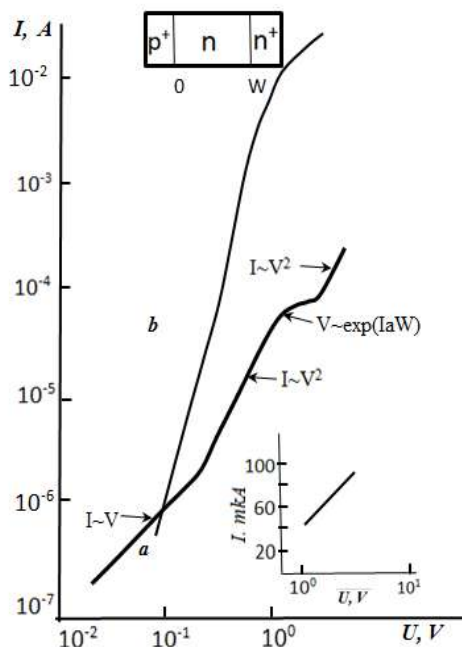
Ushbu nazariyaga ko'ra, bunday volt-amper xususiyatini kuzatish uchun bir qator shartlar bajarilishi kerak:

1) p-i-n diodning bazasida yopishishni (E_i) va rekombinatsiyani (E_R) ta'minlaydigan chuqur sathli markazlar bo'lishi kerak. Bundan tashqari, tok kuchining juda keng diapazonida rekombinatsiya markazlarining to'ldirish deyarli o'zgarmas saqlanishi kerak, bu esa noasosiy zaryad tashuvchilarning yashash vaqti doimiyligi ($\tau \sim \text{const}$)ni ta'minlaydi. Shu bilan birga, yopishish markazlarini to'ldirishda sezilarli o'zgarishlar yuz berishi kerak, Bu ambipolyar dreyf tezligini modulyatsiya qilishga yordam beradi. Shu o'rida aynan bitta sath ham rekombinatsiya, ham yopishish uchun javobgar bo'lishi mumkin va uni to'ldirishning o'zgarishi amalda ishlash muddatini o'zgartirmaydi, lekin bu v_a qiymatining sezilarli modulyatsiyasi uchun yetarli. i-

bazadagi chuqur sohalarning o'ziga xos xususiyatiga qarab,

$$V \sim \exp(IaW) \quad (1)$$

ifodadagi a parametri biroz o'zgaradi.



1-rasm. n-Si<Zn>dan tayyorlangan p-i-n diodning a) qorng'ulikdagi; b) AL1075 turli LED bilan yoritilgandagi volt-amper xarakteristikasi [5]

Shunday qilib, n-asos mustaqil rekombinatsiya kanaliga va teshiklar uchun alohida chuqur biriktirma darajasiga ega bo'lsa,

$$a \sim \frac{1}{2qD_nN_t} \quad (2)$$

bu yerda N_t - chuqur sathli yopishish markazlarining konsentratsiyasi.

2) p-n o'tish joyidagi zaryad tashuvchilarning konsentratsiyasi n-n⁺ o'tish joyidagi konsentratsiyadan kamroq bo'lishi kerak: $p(0) < p(W)$ ya'ni diffuziya va dreyf bir-biriga yo'naltirilgan.

3) Tokning kuchayishi $I \sim V^2$ bog'liqligidan $V \sim \exp(IaW)$ ga o'tishda konsentratsiyaviy taqsimot egri chizig'ida mintaqa paydo bo'lishi kerak, unda konsentratsiya oqim kuchayishi bilan kamayadi, kontaktlarda esa u ortadi. Konsentratsiya taqsimotida minimal paydo bo'lishi mumkin, u kuchaygan oqim bilan chuqurlashib, n-n⁺ kontaktiga o'tadi. Ikkinchi superchiziqli qismga o'tish bilan bu minimum yo'qolishi kerak va taqsimot yana monoton ravishda ortadi.

III. Natijalar va muhokama

Odatda, p-n va p-i-n diodlarida noasosiy zaryad tashuvchilar (bizning holatimizda kovaklar) purkaladi (injeksiya qilinadi) va natijada kovaklar konsentratsiyasining manfiy gradiyenti hosil bo'ladi, chunki baza qalinligi bo'yicha kovaklarning konsentratsiyasi eksponensial ravishda kamayadi.

Natijada, ikkilamchi injeksion jarayonlarini ko'rib chiqishda qo'llaniladigan asosiy tenglamadagi kovaklarning bazaga chuqur siljishini tavsiflovchi ikkinchi had ishorasi "manfiy"dan "musbat"ga o'zgaradi, ya'ni birinchi hadda tasvirlangan ambipolyar diffuziya va ikkinchi hadda tasvirlangan ambipolyar dreyf bir xil "musbat" ishoraga ega bo'lib, ularning ulushlari qo'shiladi. Tabiiyki, ushbu holat bazaga yetib borgan erkin kovaklarning diffuziya va dreyf ta'sirida ikkinchi kontaktga siljishini anglatadi. Boshqacha qilib aytganda, dreyf diffuziyaning ta'sirini kuchaytiradi. Bu holatni p-i-n struktura uchun tadbiq etilsa, sal boshqacha vaziyatni tasavvur qilish mumkin. Agar ko'rib chiqilayotgan to'g'ri tok yo'nalishda i-n-kontaktida elektronlar bilan birga kvazineytrallik sharti tufayli kovaklar ham to'planadi (akkumulyatsiyalanadi). Natijada i-n-kontaktidagi erkin zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi p-i o'tish kontaktidagiga nisbatan ortib ketadi.

Bu turli sabablarga ko'ra sodir bo'lishi mumkin, biz hozircha sabablarni muhokama qilmaymiz. Ammo bu sodir bo'lsa, u holda kovaklar konsentratsiyasi gradiyenti ishorasi "musbat" bo'ladi. Bunda ikkilamchi injeksion jarayonlarini ko'rib chiqishda qo'llaniladigan asosiy tenglamaning ikkinchi hadi "manfiy" ishoraga ega bo'ladi. Fizik jihatdan bu holat diffuziya va dreyfning bir-biriga qarama-qarshi yo'nalganligini anglatadi va shuning uchun ma'lum bir kuchlanish diapazonida dreyf va diffuziyaviy toklar odatdagidek bir-birini kuchaytirmaydi, balki aksincha, bir-birini susaytiradi. Natijada, bazadagi erkin zaryad tashuvchilarning konsentratsiyasi odatdagi injeksiyada bo'lgani kabi tok ortishi bilan ortmaydi, balki kamayadi. Effektning "injeksion kambag'allashish" deb atalishining sababi ham shu bilan izohlanadi.

Ushbu effektini amalga oshirish shartlari haqida batafsilroq to'xtalib o'tamiz. Ushbu shartlarning eng muhimi erkin zaryad tashuvchilarning konsentratsiyasi gradiyenti ishorasining o'zgarishi hisoblanadi. Buni amalga oshirish uchun i-n kontakti "yaxshi" bo'lishi, ya'ni ko'p sondagi elektronlar bilan ta'minlashi va p-i kontakti "yomon" bo'lishi, ya'ni oz sondagi kovaklarni purkashi kerak. Bu dastlab texnologik jihatdan amalga oshiriladigan holat hisoblansada, lekin u qurilmaning ishlashi paytida ham paydo bo'lishi mumkin. Ma'lumki, ideal kontaktlar uchun $p(0) \sim J$ va $p(d) \sim J$ munosabatlar, noideal kontaktlar uchun esa nisbatan zaifroq $p(0) \sim J^{1/2}$ va $p(d) \sim J^{1/2}$ munosabatlar o'rinli bo'ladi [14]. Agar p-i o'tish joyi noideal $p(0) \sim J^{1/2}$ bo'lsa va i-n o'tish ideal $p(d) \sim J$ bo'lib qolsa, u holda i-n o'tish joyidagi zaryad tashuvchilarning konsentratsiyasi p-i o'tish joyidagidan kattaroq bo'lishi mumkin; Shunga ko'ra, dp/dx gradiyentining ishorasi "musbat" tomonga o'zgaradi, ya'ni injeksiyaviy kambag'alashish effektini amalga oshirish shartlari bajariladi.

Shunday qilib, olib borilgan tadqiqotlar shuni xulosa qilish imkonini beradiki, bu barcha geterostrukturalar, materiallar, o'tkazuvchanlik turi va ularni ishlab chiqarish texnologiyalaridagi sezilarli farqlarga qaramay, ancha keng kuchlanish oralig'ida injeksion kambag'allashish effektini kuzatish bilan tavsiflanadi. Kuzatilgan effekt uchun mas'ul bo'lgan chuqur kirishmalar tabiatini tushunish uchun qo'shimcha tadqiqotlar sifatida talqin etiladi. Xususan, ushbu effektga turli xil tashqi omillar (harorat, fotoqo'zg'alish, magnit maydon va boshqalar)ning kuchli ta'siri ma'lum bo'lganligi sababli [14], bunday tadqiqotlar chuqur sathli kirishmalar va ularning tashqi omillar ta'siridagi hatti-harakatlarini tushunishga yordam berishi shubhasiz.

Foydalanilgan adabiyotlar ro'yhati

- [1] Leiderman A.Yu., Ayukhanov R.A., Turmanova R.M., Uteniyazov A.K., Esenbaeva E.S. Non-recombination injection mode. SPQEO., 2021. vol. 24, no. 3. pp. 248-254.
- [2] Мадаминов Х.М. Влияние инжекционных эффектов на электрические свойства гетеропереходов pSi-nSi_{1-x}Sn_x. Вестник МГТУ

им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки, 2021, № 2 (95), с. 71–84.

- [3] Leiderman A.Yu., Karageorgy-Alkalaev P.M. On the theory of Sublinear current-voltage characteristics of semiconductor structures. Sol. St. Commun. 1978. vol. 25, no.1. pp.781-783.
- [4] P.M. Karageorgy-Alkalaev, I.Z. Karimova, P.I. Knigin, A.Yu. Leiderman. Double-injection currents in Zn-compensated silicon p-i-n structures. Phys. Status Solidi A, 1976, vol. 34, no 1, pp. 391-392.
- [5] А.А. Абакумов, П.М. Карагеоргий-Алкалаев, И.З. Каримова, П.И. Книгин, А.Ю. Лейдерман. Исследование особенностей токов двойной инжекции в p-i-n- структурах из n-кремния, легированного цинком. ФТП, 1976, том 10, вып. 3, с. 486.
- [6] M.E.Gilenko, P.M.Karageorgy-Alkalaev, A.Yu.Leiderman. On the magnetosensitivity of semiconductor diode structures with strong carrier accumulation. Phys. Status Solidi A, 1981, vol. 78, no. 1, p. K165.
- [7] М.А.Гуламова, И.З.Каримова, П.И.Книгин, В.И.Шопен. В сб.: Фотоэлектрические явления в полупроводниках и оптоэлектроника. 1972, Ташкент, Изд. ФАН, с. 230.
- [8] А.С. Саидов, А.Ю. Лейдерман, Б. Сапаев, С.Ж. Каражанов, Д.В. Сапаров. Вольт-амперная характеристика n-p-p⁺ структур на основе твердого раствора кремний-германий, компенсированного хромом. ФТП, 1996, том. 30, вып. 6, с. 1036.
- [9] Ш.Н. Усмонов, А.С. Саидов, А.Ю. Лейдерман. Эффект инжекционного обеднения в p-n-структурах на основе твердых растворов (Si₂)_{1-x-y}(Ge₂)_x(GaAs)_y, (Si₂)_{1-x}(CdS)_x, (InSb)_{1-x}(Sn₂)_x, CdTe_{1-x}S_x. ФТТ, 2014, том. 56, вып. 12, с. 2319.
- [10] А.С. Саидов, А.Ю. Лейдерман, Ш.Н. Усмонов, К.Т. Холиков. Вольт-амперная характеристика p-n-структур на основе непрерывного твердого раствора (Si₂)_{1-x}(CdS)_x. ФТП, 2009, том. 43, вып. 4, с. 436.
- [11] Ш.Н. Усмонов, А.С. Саидов, А.Ю. Лейдерман, Д. Сапаров, К.Т. Холиков. Возможность получения пленок (GaSb)_{1-x}(Si₂)_x на кремниевых подложках методом жидкофазной эпитаксии. ФТП, 2009, том. 43, вып. 8, с. 1131.
- [12] А.С. Саидов, М.С. Саидов, Ш.Н. Усмонов, У.П. Асатова. Выращивание пленок (InSb)_{1-x}(Sn₂)_x на арсенид-галлиевых подложках методом жидкофазной эпитаксии. ФТП, 2010, том. 44, вып. 7, с. 970.
- [13] Ш.Н. Усмонов, Ш.А. Мирсагатов, А.Ю. Лейдерман. Исследование вольт-амперной характеристики гетероструктуры n-CdS/p-CdTe в зависимости от температуры. ФТП, 2010, том. 44, вып. 3, с. 330.
- [14] Э.И. Адирович, П.М. Карагеоргий-Алкалаев, А.Ю. Лейдерман. Токи двойной инжекции в полупроводниках. М.: Сов. радио, 1978. с. 320.

ZnO металлооксид қатламининг оптик хоссалари

Х.А. Махмудов^{1,2}, З. Мадаминова¹, М.А. Қўзиева¹

¹Andijon davlat universiteti

²Коканд университети Андижон филиали.

Аннотация: Ушбу ишда ойна тагликларга зол-гел технологиясининг чўктириш усулида ўзтирилган ZnO Холл қурилмаси ёрдамида ўтказувчанлик тури(n), солиштира қаршилиги ($\rho = 1,19 \text{ Ом}\cdot\text{см}$), таъқиқланган соҳаси кенглиги(3,2 эВ), электронлар ҳаракатчанлиги($\mu = 3,53 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$), ток ташувчилар концентрацияси($2\cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$) каби бир қатор электрофизик хоссалари аниқлади. ZnO юпқа пленкасининг нур ўтказиш спектридан, кўзга кўринувчи ва инфрақизил нурлар доирасида 80% дан юқори шаффофликка эга эканлиги ҳамда шаффофликнинг бошланғич чегараси ултрабинафша нур соҳасига тўғри келиши аниқланиб бундай шаффоф электроника соҳасида ишловчи электрон асбобсозлик соҳасидаги асосий омил эканлиги аниқланди.

Калит сўзлар: зол, прекурсор, пероксид, фотоволтаик, дисперс, гел.

Аннотация: В данной работе с помощью технологии сол-гель методом осаждения на подложки были выращены тонкие плёнки ZnO, и с использованием устройства Холла определены ряд их электрофизических свойств: тип проводимости (n), удельное сопротивление ($\rho = 1,19 \text{ Ом}\cdot\text{см}$), ширина запрещённой зоны (3,2 эВ), подвижность электронов ($\mu = 3,53 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$), концентрация носителей тока ($2\cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$). Из спектра пропускания тонкой плёнки ZnO установлено, что она обладает прозрачностью выше 80% в области видимого и инфракрасного излучения, а её начальный порог прозрачности приходится на область ультрафиолетового излучения. Это подтверждает её значимость как ключевого материала в производстве электронных приборов, работающих в области прозрачной электроники.

Ключевые слова: золь, прекурсор, пероксид, фотовольтаика, дисперс, гель.

Abstract: In this study, thin ZnO films were grown on substrates using the sol-gel deposition method. A Hall effect device was used to determine several electrophysical properties of the films, including the type of conductivity (n-type), specific resistivity ($\rho = 1.19 \text{ }\Omega\cdot\text{cm}$), band gap width (3.2 eV), electron mobility ($\mu = 3.53 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$), and charge carrier concentration ($2\cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$). The transmittance spectrum of the ZnO thin film revealed that it has a transparency above 80% in the visible and infrared regions, and that the initial transparency edge falls within the ultraviolet region. This confirms the material's significance as a key component in the development of electronic devices operating in the field of transparent electronics.

Keywords: sol, precursor, peroxide, photovoltaic, disperse, gel.

I.Kirish

Жахоннинг кўплаб илмий тадқиқот марказлари ва етакчи олимлари металлооксид қатламларни ўстириш усуллари такомиллаштириш ва амалиётга қўллаш бўйича кенг кўламдаги ишлар олиб борилмоқда. Жумладан америкалик олимлар Джеффри Бринкер ва Дугом Смит наноўлчамдаги ZnO қатламларини олиб, уларнинг ноёб физик хоссаларини ўргандилар, япониялик олимлар Юши Шичи, Сатоши Таниматолар TiO_2 , ZrO_2 ва ZnO пленкалари олиниб, улар асосида ҳарорат, ёруғликка сезгир бўлган қайд қилгичлар тайёрладилар. Россиялик С.И. Рембеза ZnO ва SnO_2 пленкаларини олиниш усуллари такомиллаштириб, алоҳида газларга сезгирлигини орттириш мумкинлигини кўрсатиб бердилар.

Шунингдек, мамлакатимизда ҳам академик С.З. Зайнабидинов илмий жамоаси

томонидан наноўлчамдаги металлооксид пленкаларини олиб, улар асосида ноёб хоссали электрон қурилмалар яратиш имкониятлари кўрсатиб бердилар. Профессорлар Ш.У. Юлдашев, А.Насиров ва П.Б. Парчинскийлар томонидан яримўтказгичли ва шаффоф тагликларга турли таркибдаги металлоксид қатламлари ўстирилиб, улар асосида ташқи таъсирларга сезгир қайд қилгичлар, шунингдек, хотира элементларини тайёрлаш имкониятларини кўрсатиб бердилар.

Замонавий микроэлектроника ва электрон асбобларга бўлган эҳтиёжни жадал суръатлар билан ортиб бориши жаҳон олим ва мутахассислари олдига янги турдаги электрон қурилмаларни яратиш ёки мавжудларини янада такомиллаштириш вазибаларини қўймоқда. Анъанавий яримўтказгичли моддалар ўз имкониятларини қарийб тўла намоён қилиб

бўлди. Охирги пайтларда тадқиқот йўналиши кўп функцияли, юқори сезгирли, технологик жиҳатдан қулай ва таннархлари арзон бўлган моддалар – пероксид, металлоксид, кўп таркибли қаттиқ эритмалар каби моддаларга қаратилмоқда. Шу маънода Золь-гел усули билан кремний сиртига ўстирилган металлоксид пленкаларини олишнинг энг қулай технологик шароитларини аниқлаш, тадқиқотлар мобайнида материаллар ва энергия тежамкорлигига эътибор қаратиш, металлоксидларнинг ноёб электрофизик ва фотоэлектрик хоссаларини ўрганиш, улар асосида тайёрланган гетеротузилмаларнинг қўлланиш соҳаларининг кенгайтириш долзарб вазифадир.

Шаффоф ўтказувчан оксидлар оптоэлектрон қурилмалар ишлаб чиқаришда муҳим аҳамият касб этади. Замонавий микроэлектрон асбобсозликда рух оксиди ўзининг газга сезувчан қобилияти туфайли юқори ўринларни туради. Бундай металлоксидларнинг олиниш усули ҳамда термик ишлов бериш натижасида юзага келадиган ноёб хоссалари бўйича фотоволтаикада (кичик Омли) ва турли газларни сезгичларда (юқори Омли) рух оксид пленкалардан фойдаланилади. ZnO n -тур ўтказувчанлика эга бўлган яримўтказгич бўлиб, унинг ўтказувчанлик турини термик ишлов бериш ёки легирлаш орқали бошқариш мумкин. Мисол учун p -тур ўтказувчанликка ега бўлган металлоксид қатлам олиш учун Mg , B , Ga , P , N каби моддалар киритиш талаб қилинади. Бу эса p - n ўтишли фотоволтаик қурилмалар ишлаб чиқариш имконини беради.[1]

I. ZnO металлоксид қатламининг олиниши

Зол-гел усули (зол-гел жараёни) аралашма-эритмалардан турли материалларни олиш жараёнларини ўз ичига олади. Зол гел усули қуйидаги: аралашма компонентлари тайёрланиш; олинган аралашма золга айланиши; гидролиз ва конденсация жараёнлари ёрдамида ҳосил бўлган зол гелга айланиши; гел тагликка ўстириш; олинган маҳсулот

қуритиш ҳамда термик ишлов бериш каби технологик жараёнларни ўз ичига олади.

Зол гел технологиясида зол – бу суюқ дисперс (таркибида 1 нм дан 100 нм гача нанозарралар мавжуд соҳа) муҳит бўлиб, қаттиқ нанодисперс фазалардан ташкил топади. Агар дисперс фазалар концентрацияси орттирилса, қаттиқ заррачалар контакт ҳосил бўлади, натижада композицион материал гел ҳосил бўлади. Зол ҳосил бўлишида уч ўлчовли кластерли тузилмалар пайдо бўлади.

Металлоксид қатламларнинг хоссалари фақатгина элементлар таркиби билангина эмас, балки унинг олиниш усуллари ҳам боғлиқ. Танланган олиниш технологияси ва методикасига боғлиқ ҳолда таркибини мукаммаллаштириш, тайёрлаш вақтини ва ишлаб чиқариш ҳаракатларини камайтиради. Зол-гел усулининг асосий афзалликларидан бири киришма компонентларининг юқори даражада гомогенизациялашганлиги саналади. Зол-гел технологиясида қатлам ҳосил бўлишининг охирги натижаси қиздириш вақти ва ўстириш усулига боғлиқ. Қиздириш вақтини узайтириш орқали зол-гел ўзининг қовушқоқлигини орттиради, бу эса ўтказилаётган қатламлар ва сўнгги умумий қатлам қалинлигига боғлиқ бўлади. Зол-гел технологияси ёрдамида юпқа қатламларни суюқликка ботириш усули, центрафугаш, электрокимёвий ўтказиш ва бошқа усулларда ҳам олиш мумкин. Суюқликка чўктириш усули шундай жараёнки, бунда таглик суюқликка тўла чўктирилиб, хона ҳароратида белгиланган тезликда кўтарилади. Қатлам қалинлиги асосан аралашманинг моляр концентрацияси ва зол-гелнинг оқиш тезлигига бўғлиқ. Тагликка нуксонларсиз, бир текис ўстириш учун тагликда чанг, бошқа заррачалар бўлмаслиги ва қатлам ўсиши учун мос бўлиши керак.

Зол-гел ўтказиш технологиясининг бир қанча муҳим жиҳатлари мавжуд. Биринчидан, ўстиришда гелнинг қовушқоқлиги, чўктириш усулида кўтарилиш тезлиги, центрафугалаш усулда айланиш тезлигига боғлиқ ҳолда ҳар диом бир ҳил қалинликда қатламлар ҳосил қилиш бирмунча мураккаб жараёндир.

III. Natijalar va muhokama

Зол аралашмасини олиш учун пресурсор сифатида рух астетат $[Zn(CH_3COO)_2 \cdot 2H_2O]$ эритма концентрацияси 0,1 мол/л изопропил спиртидан фойдаланилди. Аралашма IKA RN basic 2 магнитли аралаштиргич ёрдамида аралаштирилди. Стабилизатор сифатида аралашмага диэтиламин электрон пипетка ёрдамида аралашма шаффоф ҳолатга келгунича томчилаб қўшилди. Пленка олиш учун тайёр зол ҳосил қилиш учун аралашма 5 соат мобайнида мунтазам аралаштирилди. Ундан сўнг аралашма 168 соат сақланди. Бу вақт давомида зол қовушқоқлиги, зичлиги ортиб боради ва ўзаро боғланиш ҳосил қилган қаттиқ дисперс фазадан суюқ фаза сизиб чиқади ва уч ўлчовли кластер тузилма гел ҳосил бўлди. Зол таркиби:

Прекурсор- рух астетат $[Zn(CH_3COO)_2 \cdot 2H_2O]$ - 2,19 г;

Аралаштиргич – изопропил спирти (C_3H_8O , $CH_3CH(OH)CH_3$) - 100 мл;

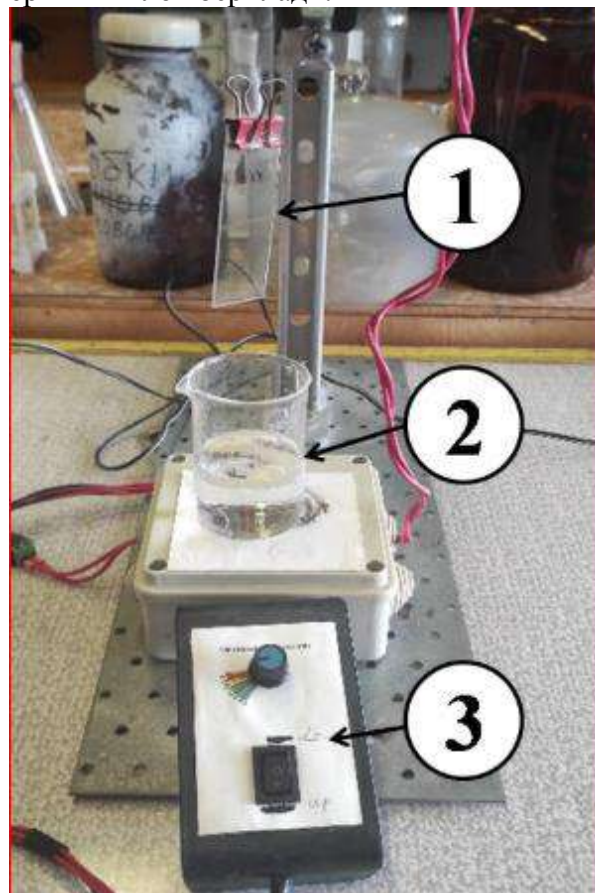
Стабилизатор – диэтиламин ($C_4H_{11}N$, $(C_2H_5)_2NH$) – 0.75 мл.

Эритмани қўллашдан олдин шиша тагликлар ацетонда, изопропил спиртида ва дистилланган сувда ултратовушли ваннада яхшилаб ювилади, шундан сўнг улар қуриштиш печда 100^0 С ҳароратда қурилади.

Металлооксид қатлам олиш учун чўктириш усулидан фойдаланилди. Чўктириш усули билан ўстирилган юпка қатламларни олиш технологияси бир нечта хусусиятларга эга. Биринчидан, қўллаш пайтида ҳар доим қалинликда фарқ бор (сентрафугалаш пайтида радиал, сувга ботириш пайтида чизикли), бу (ёпишқоқлик, тортиш тезлиги ёки сентрафугалашда айланиш тезлигига) боғлиқ. Иккинчидан, сувга чўктириш пайтида қалинликдаги фарқни қоплаш учун ҳар бир қатламдан кейин наъмунани 180^0 га буриш ва натижада бир хил қатламларни ҳосил қилиш керак.[2]

1- расмда кўрсатилган техник қурилмага шиша ўрнатилади ва 5 см/мин тезликда гелга чўктирилади. 2 дақиқа мобайнида гелда тургандан сўнг яна шу тезликда ундан чиқариб олинади. Олинган

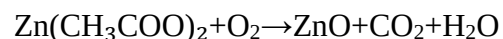
қатлам 350^0 С ҳароратдаги печга 1 дақиқа мобайнида қўйилади. Ушбу жараён 20 марта такрорланади. Қолдиқ органик моддаларни олиб ташлаш ва ZnO пленкаларининг кристалл тузилишини олиш учун қатламларни ҳўллаш ва қуриштишдан сўнг, улар 550^0 С ҳароратда 30 дақиқа давомида термик ишлов берилади.



1- расм. 1. Шиша таглик. 2. Юқори дисперс муҳитли коллоид тизим. 3.

Бошқарув пулти.

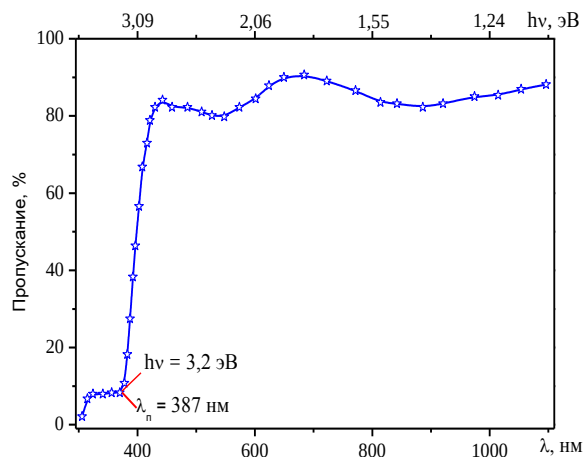
Рух астетат прекурсорлари ва кислород манбаларининг бўғлари шиша юзасига юборилади. Юқори ҳарорат ($350-600^0$ С) ва бошқалар шароитлар таъсирида бу моддалар шиша сиртида шаффоф ZnO қатламини ҳосил қилади[3]:



III. ZnO металлооксид қатламининг оптик хоссалари

Металлооксид пленкаларининг қалинлигини аниқлашда МИИ-4 интерференцион микроскопдан фойдаланилди. Холл қурилмаси ёрдамида намунанинг куйидаги: ўтказувчанлик тури –

n ; солиштира қаршилиги - $\rho = 1,19 \text{ Ом}\cdot\text{см}$; таъқиқланган соҳа кенглиги - $3,2 \text{ эВ}$; электронлар ҳаракатчанлиги - $\mu = 3,53 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$; ток ташувчилар концентрацияси - $2 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$ каби бир қатор электрофизик хоссалари аниқлади. Ўстирилган пленка қалинлиги $\sim 0,55 \text{ мкм}$ ни ташкил этди.



2-расм. ZnO пленкасини нур чиқариш (шаффофлик)

2-расмда ZnO пленкасининг нур ўтказиш спектридан, кўзга кўринувчи ва инфрақизил нурлар доирасида 80% дан юқори шаффофлигини кўришимиз мумкин. Шаффофликнинг бошланғич чегараси ултрабинафша нур соҳасига тўғри келиб, бу эса ўз навбатида кўёш энергетикаси ва шаффоф электроника соҳасида ишловчи электрон асбобсозлар яратишда асосий омиллардан бири саналади. [4,5] илмий тадқиқот ишлари муаллифлари зол-гел усулида ўстирилган ZnO кристаллари тўғри соҳали тузилма эканлигини таъкидлайдилар.

Маълумки, ютилиш спектри чегаравий қиймати ютилиш коэффициенти ва пленканинг энергетик таъқиқланган соҳа кенглигини аниқлаш учун ҳам қўлланилади. Олинган пленканинг энергетик таъқиқланган соҳа кенглигини аниқлаш учун қуйидаги формуладан фойдаланамиз:

$$E_g = \frac{1,24}{\lambda_r} \quad (3.3.1)$$

Бу ерда λ_r – яримўтказгич тузилма томонидан ютилган ёруғлик тўлқин

узунлиги. ZnO нинг энергетик таъқиқланган соҳа кенглиги графикни $(\alpha h\nu)^2 = f(h\nu)$ тўғрилаш орқали аниқланди ва бу ҳисоблашлар $E_g = 3,2 \text{ эВ}$ эканлигини кўрсатди.

$$E_g = \frac{1,24}{\lambda_r} \quad (3.3.1)$$

Бу ерда λ_r – яримўтказгич тузилма томонидан ютилган ёруғлик тўлқин узунлиги. ZnO нинг энергетик таъқиқланган соҳа кенглиги графикни $(\alpha h\nu)^2 = f(h\nu)$ тўғрилаш орқали аниқланди ва бу ҳисоблашлар $E_g = 3,2 \text{ эВ}$ эканлигини кўрсатди.

Ойна тагликларида ўстирилган ZnO юпка пленкасининг нур ўтказиш спектридан, кўзга кўринувчи ва инфрақизил нурлар доирасида 80% дан юқори шаффофликка эга эканлиги ҳамда шаффофликнинг бошланғич чегараси ултрабинафша нур соҳасига тўғри келиши аниқланиб бундай шаффоф электроника соҳасида ишловчи электрон асбобсозлик соҳасидаги асосий омил эканлиги аниқланди.

Адабиётлар рўйхати.

- [1]. Jandow, N.N. Comparative study of the properties of ZnO thin films deposited on poly propylene carbonate (PPC) and glass substrates / N.N. Jandow [et al.] // . – 2012. – Vol. 47, – P.1972–1976.
- [2]. Йўлчиев Ш.Х. и др. Использование пиролитических металлооксидных пленок для изготовления фотоэлектрических преобразователей энергии. Вестник Воронежского государственного технического университета. 2019. т. 15, № 5, С. 72-77.
- [3]. Рембеза С.И. и др. Металлооксидные пленки: синтез, свойства и применение. Монография. Воронеж: Издательский дом ВГУ. 2018. 171 с.
- [4]. С.З. Зайнабидинов, А.Й. Бобоев, Х.А. Махмудов Фотоэлектрические свойства гетероструктур $n\text{-ZnO}/p\text{-Si}$. Гелиотехника. 2021. № 2. – С. 69-73.
- [5]. С.З. Зайнабидинов, А.Й. Бобоев, Х.А. Махмудов Синтез, структура и фотоэлектрические свойства тонких пленок ZnO. // Доклады Академии наук РУз. 2021. № 3. – С. 15-18.

Bir va ikki tomonlama sezgir quyosh elementlarini solishtirish

R. Aliev¹, M. Komilov¹, S. Aliyev², J. Ziyoyitdinov¹, N. Mirzaalimov¹

¹ Z. M. Bobur nomidagi Andijon davlat universiteti, O'zbekiston, 170100, Andijan sh, Universitet ko'chasi 129

² Andijon davlat texnika instituti, O'zbekiston, 170100, Andijan sh, Boburshoh ko'chasi 56 uy.

Annotatsiya. Ushbu ishda fotonlarni yutish mexanizmlarini, fotogeneratsiya jarayonlarini va orqa va ikki tomonlama yorug'lik sharoitida muvozanatsiz zaryad tashuvchilarni yig'ish samaradorligini batafsil tahlil qilish orqali ichki qatlamlarning dastlabki fizik parametrlari va ikki tomonlama yoritish moslamalarini loyihalash. Old tomonida p-n o'tishga ega bo'lgan sezgir quyosh elementlari o'rganildi. Quyosh batareyalarini o'rganish uchun zamonaviy raqamli simulyatsiya usuli ishlatilgan. Kremniy asosli quyosh elementlari modellari yuqori sirt yaqinida p-n birikmasini ajratib turadigan p⁺-p-n⁺ tuzilishini o'z ichiga oladi. p-sohaning kirishma konsentratsiyasining oshishi VAX egri chizig'ining keskinligini sezilarli darajada oshiradi, bu quyosh elementi va p-n o'tishining sifati yaxshilanganidan dalolat beradi. Xususan, 10^{15} sm^{-3} optimal kirishma konsentratsiyasi samaradorlikni optimallashtirishda kirishma konsentratsiyasining muhim rolini ko'rsatib, eng yuqori samaradorlikni beradi. Bundan tashqari, kirishma konsentratsiyasining o'zgarishi asosiy parametrlarga differentsial ta'sir ko'rsatadi. Ta'kidlash joizki, ochiq kontaktlarning zanglashiga olib keladigan kuchlanishi, to'ldirish koeffitsiyenti, samaradorlik, maksimal chiqish quvvati va ketma-ket qarshilik kirishma konsentratsiyasining o'zgarishiga aniq javob beradi. Shuning bilan kirishma konsentratsiyasining 10^{13} sm^{-3} dan 10^{15} sm^{-3} gacha ko'tarilishi ushbu parametrlar bo'yicha sezilarli yaxshilanishlarga olib keladi, bu quyosh elementi samaradorligini oshirishda aniq kirishmalar nazoratining ahamiyatini bildiradi. Bir tomonlama hamda ikki tomonlama sezgir quyosh elementlarining fotoelektrik parametrlarini solishtirganda, ikki tomonlama sezgir quyosh elementining qisqa tutashuv toki va salt ishlash kuchlanishi bir tomonlama sezgir quyosh elementiga qaraganda 2 marta va 18 mV ga katta ekanligi aniqlandi.

Kalit so'zlar: Kremniy, sentaurus TCAD, bir va ikki tomonlama sezgir quyosh elementi, kirishma konsentratsiyasi.

Аннотация. В данной работе путем детального анализа механизмов поглощения фотонов, процессов фотогенерации и эффективности сбора неравновесных носителей заряда в условиях заднего и двустороннего освещения исследованы начальные физические параметры внутренних слоев и проектирование двусторонне освещаемых устройств. Были изучены чувствительные солнечные элементы с p-n переходом на передней стороне. Для исследования солнечных батарей использован современный метод цифрового моделирования. Модели кремниевых солнечных элементов включают в себя структуру p⁺-p-n⁺, в которой p-n переход расположен вблизи поверхности. Повышение концентрации легирования p-области значительно увеличивает крутизну вольт-амперной характеристики (ВАХ), что свидетельствует о повышении качества солнечного элемента и p-n перехода. В частности, оптимальная концентрация легирования 10^{15} см^{-3} обеспечивает максимальную эффективность, что подчеркивает важность контроля уровня легирования для оптимизации характеристик солнечного элемента.

Кроме того, изменение концентрации легирования оказывает дифференцированное влияние на основные параметры. Следует отметить, что напряжение разомкнутой цепи, коэффициент заполнения, эффективность, максимальная выходная мощность и последовательное сопротивление чувствительно реагируют на изменение концентрации легирования. В частности, увеличение концентрации легирования с 10^{13} см^{-3} до 10^{15} см^{-3} приводит к значительному улучшению данных параметров, что подтверждает важность точного контроля легирования для повышения эффективности солнечного элемента.

При сравнении фотоэлектрических параметров односторонне и двусторонне чувствительных солнечных элементов установлено, что короткозамыкательный ток и напряжение холостого хода двусторонне чувствительного солнечного элемента на 2 раза и 18 мВ больше, соответственно, чем у односторонне чувствительного солнечного элемента.

Ключевые слова: кремний, Centaurus TCAD, одно- и двусторонний чувствительный солнечный элемент, концентрация кришмы.

I. Kirish.

Quyosh energiyasini fotovoltaik konvertatsiya qilish yarimo'tkazgichli quyosh elementlaridan yig'ilgan quyosh panellari yordamida amalga oshiriladi. So'nggi o'n yil ichida ikki tomonlama sezgir kremniy asosli quyosh panellari bilan qo'shma korxonalarni joriy etish boshlandi. Ikki tomonlama sezgir kremniy asosli quyosh panellariga an'anaviy quyosh panellariga qaraganda sezilarli darajada ko'proq energiya ishlab chiqaradi. Bu diffuziyali quyosh nurlanishi tufayli zaryad tashuvchilarning qo'shimcha fotoelektrik effekt hosil bo'lishining hissasi bilan bog'liq [1, 2]. Dastlabki hisob-kitoblarga ko'ra, ikki tomonlama sezgir quyosh panellarining samaradorliklari 25% gacha yetishi

kerak. Biroq, ishlab chiquvchi quvvatning haqiqiy qo'shimcha o'sishi 15% gacha [3, 4] da, ikkilamchi nur qaytarilishini optimallashtirish orqali ikki tomonlama sezgir quyosh elementlarining chiqish quvvatini sezilarli darajada oshirish mumkinligi taminlanadi. Ikki tomonlama sezgir quyosh panellari global fotovoltaik bozorda 2025 yilda 40% gacha va 2029 yilda 60% gacha kengayishi kutilmoqda [5, 6]. Shuni ta'kidlash kerakki, ikki tomonlama yoritilgan quyosh panellarining narxi an'anaviy quyosh panellariga qaraganda bir oz yuqoriroqdir [5, 7]. Adabiyotlarni tahlil qilish shuni ko'rsatadiki, ikki tomonlama sezgir quyosh batareyalarining fotoelektrik parametrlarini optimallashtirish va loyihalash bo'yicha tadqiqotlar

soni yetarli emas. Deyarli ikki turdagi quyosh elementlari faqat orqa elektrodning joylashishida farqlanadi. Ikki tomonlama sezgir quyosh elementlarining samaradorligini oshirish uchun yarimo'tkazgichning asosiy qismiga metall nanozarrachalarni kiritish orqali amalga oshirilgan yoritilgan yuzalarni teksturalashning zamonaviy usullari [8, 9] va nanoplazmonik fototokni kuchaytirish imkoniyatlari mavjud emas. O'rgangan. PERC (Passivatsiyalangan emitterning orqa kontakti), PERT (passivlangan emitter orqasi butunlay tarqalgan) va PERL (passivlangan emitter orqasi mahalliy tarqalgan) kabi ikki tomonlama sezgir quyosh elementlarining orqa tomonida lokalizatsiya qilingan emitter qatlamlari bilan yanada murakkab dizaynlar ishlab chiqilgan, ammo Bunday namunalarining narxi an'anaviylarga qaraganda ancha yuqori [12, 13]. Orqa yuzasida emitter qatlami bo'lgan bunday quyosh batareyalarida yuqori rekombinatsiya tezligining salbiy ta'siri sezilarli bo'ladi [14]. Quyosh elementlarining asosiy fotovoltaiik parametrlarining degradatsiyasiga yordam beradigan tez-tez p - n potentsial o'tishlari mavjud. Yuqorida aytilganlarga asoslanib, fotonlarni yutish mexanizmlarini, fotogeneratsiya jarayonlarini va orqa va ikki tomonlama yoritish sharoitida muvozanat bo'lmagan zaryad tashuvchilarni yig'ish samaradorligini batafsil tahlil qilish orqali dastlabki quvvatni optimallashtirish mumkin deb taxmin qilish tavsiya etiladi. Ichki qatlamlarning fizik parametrlari va old tomonida n - p o'tish bilan ikki tomonlama sezgir quyosh elementlarining dizayni. Ushbu maqola yuqorida aytib o'tilgan muammolarni hal qilishga bag'ishlangan.

II. Material va usullar

Bir tomonlama va ikki tomonlama yoritish uchun mos bo'lgan quyosh batareyalarining geometrik modelini yaratgandan so'ng, raqamli simulyatsiya jarayoni ikki bosqichda amalga oshiriladi: optik va elektr hisoblash. Optik xususiyatlarni hisoblash uchun uchta asosiy usul mavjud: Transfer Matrix Metodi (TMM), Nurlarni kuzatish va nurlarning tarqalishi uchun keng foydalaniladi. Har bir model quyosh batareyalarini simulyatsiya qilish uchun ishlatilishi mumkin, ammo bu simulyatsiya maqsadiga ko'ra kattaliklarni aniqlashga bog'liq. TMM asosan yupqa qatlamli planar quyosh elementlarini simulyatsiya qilish uchun ishlatiladi. Chunki bunda elektr maydon matritsalaridan foydalanadi va ichki interferensiyani hisobga oladi, lekin yorug'likning bir marttadan ortiq sinishi hisobga olinmaydi. Ushbu ishda biz asosan ikki tomonlama quyosh batareyasiga e'tibor qaratamiz va yorug'likning bir nechta sinishi haqida o'ylash ahamiyatlidir.

Shuning uchun, "Ray Tracing" usuli tanlanadi. Ray tracing modelida nurlar soni yorug'lik sifatida ishlatiladi. Har bir nurni mustaqil ravishda boshqarish mumkin va har bir nur sinishidan keyin uzatiladigan va aks ettiriladigan ikkita mustaqil nurga bo'linadi, bu populyatsiya deb ataladi. Agar biz hech qanday taxmin qilmasak, hisoblash cheksiz davom etishi mumkin. Hisoblashni to'xtatish uchun nurning tanqidiy kuchi ishlatiladi. Agar nurning kuchi tanqidiy quvvatdan yuqori bo'lsa, hisoblash shu nur uchun davom etadi, aks holda hisoblash to'xtatiladi, bu Monte-Karlo raqamli usuli yordamida hodisa kuchini o'zgartirish jarayonlarini, aks ettirilgan va uzatilgan nur oqimini hisoblash imkonini beradi. qabul qilingan chegara shartlarining muayyan shartlari. Tushgan yorug'likning umumiy quvvatini so'rilgan, qochib ketgan va to'xtagan nurlarning kuchlari yig'indisi sifatida yozish mumkin.

$$P_t = P_y + P_{o'} + P_q \quad (1)$$

Bu yerda: P_y – yutilgan yorug'lik nurining quvvat; P_q – qaytgan yorug'lik nurlarning quvvati; $P_{o'}$ – o'tgan yorug'lik quvvati.

Yorug'lik interfeysga tushganda, u uzatiladigan va singan yorug'liklarga bo'linadi. Olingan, o'tadigan va singan yorug'lik burchaklari o'rtasidagi munosabatni hisoblash uchun optik chegara sharti sifatida Snelli qonunidan foydalaniladi.

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{\sin\beta}{\sin\theta} \quad (2)$$

Bu yerda: θ – tushayotgan yorug'lik burchagi va β – nurning sinishi burchagi.

Burchaklarga qo'shimcha ravishda tushuvchi, uzatilgan va singan yorug'lik energiyalari o'rtasida bog'liqlik mavjud. Ray Tracing metodida Fresnel koefitsientlari asosan energiya optik chegarasi sharti sifatida ishlatiladi.

$$r_{\square} = \frac{n_1 \cos \alpha - n_2 \cos \gamma}{n_1 \cos \alpha + n_2 \cos \gamma} \quad (3.1)$$

$$t_{\square} = \frac{2n_1 \cos \alpha}{n_1 \cos \alpha + n_2 \cos \gamma} \quad (3.2)$$

Bu yerda: n_1 va n_2 – birinchi va ikkinchi muhitlarning nur sindirish ko'rsatkichlari; γ – singan yorug'lik burchagi; $r_{\square}$ va $t_{\square}$ – Fresnel koefitsientlari.

Muhitda yorug'likning yutilishi Burger Lambert qonuni yordamida aniqlanadi. Burger Lamber formulasining o'zgartirilgan holatini bo'lgan 4-formuladan foydalanib, quyosh

batareyasining aniq nuqtasida optik generatsiyani hisoblash mumkin.

$$G_{\text{opt}}(x, y, z) = I(x, y, z)[1 - e^{-\alpha l}]$$

Bu yerda: α – muhitda yorug‘lik yutilish koeffitsienti; l – namunadagi nur yo‘li uzunligi; I – yorug‘lik intensivligi.

Fotogeneratsiyalangan eksitonlar p-n o‘tish joyida hosil bo‘lgan ichki elektr maydoni tufayli elektron va teshiklarga ajratiladi. Tashuvchilar elektr maydoni (drift) va konsentratsiyalar farqi (diffuziya) tufayli harakatlanishi mumkin. zaryad tashuvchilarning drift va diffuziya tashishlarini hisobga olish uchun drift-diffuziya modeli qo‘llaniladi. Drift diffuziya modeli uzluksizlik tenglamasining shakllaridan biridir.

$$\nabla J_n = q(R_{\text{net},n} - G_{\text{net},n}) + q \frac{\partial n}{\partial t} \quad (5)$$

$$\nabla J_p = q(R_{\text{net},p} - G_{\text{net},p}) + q \frac{\partial p}{\partial t} \quad (6)$$

Bu yerda: $R_{\text{net},n}$ - $R_{\text{net},p}$ – elektronlar va teshiklar uchun rekombinatsiya tezligi; $G_{\text{net},n}$ - $G_{\text{net},p}$ - elektronlar va teshiklar uchun hosil bo‘lish tezligi; J_n n - va J_p p – elektronlar va teshiklar uchun oqim zichligi; n va p elektron va teshik konsentratsiyasi; q – elektron zaryadi.

Kremniyda zaryad o‘tkazish jarayonini tavsiflash uchun Puasson formulasi yordamida elektrostatik potentsial va elektr maydonning taqsimlanishini aniqlash kerak:

$$\Delta \varphi = -\frac{q}{\varepsilon}(p - n + N_D - N_A) \quad (7)$$

Bu yerda: ε - dielektrik o‘tkazuvchanlik, N_D va N_A - donorlar va akseptorlarning konsentratsiyasi.

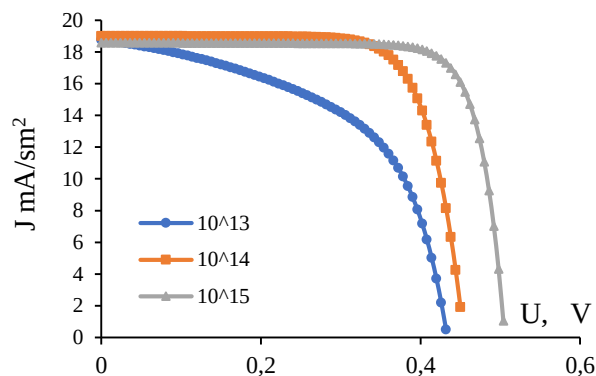
n^+p-p^+ dagi potentsiallarni hisobga olgan holda o‘rganilayotgan strukturadagi elektronlar va teshiklar uchun oqim zichligini hisoblash, ularning Volt-Amper xarakteristikalarini (volt-amper xarakteristikalarini) hosil qilish imkonini berildi. Shundan so‘ng, fotovoltaiklarning fundamental nazariyasiga asoslanib, quyosh batareyalarining asosiy fotovoltaik parametrlari aniqlanadi.

III. Natijalar va muhokama

n^+p-p^+ strukturaga ega ikki tomonlama sezgir quyosh elementlaridagi fotoelektrik energiyasini o‘zgartirgichlari xususiyatlarini aniqlash uchun ulardagi fotogeneratsiya va zaryad o‘tkazish jarayonlarini bir xil tuzilishga ega an’anaviy bir tomonlama sezgir quyosh elementlari bilan solishtirish kerak.

Quyosh elementlari asosiy fotoelektrik parametrlar, spectral xarakteristika va volt amper xarakteristikalarini bilan ajralib turadi. Ushbu tadqiqot

ishida har ikkala turdagi quyosh elementining afzalliklari va kamchiliklarini aniqlash uchun bir va ikki tomonlama sezgir quyosh elementlaridagi optik va elektrofizik jarayonlarni aniqlashga qaratilgan. Yoritish tomonlari sonini o‘zgartirish spektral xususiyatlarga katta ta’sir ko‘rsatmaydi. Shu sababli, tadqiqot ishida quyosh batareyalarining volt amper xarakteristikasiga e’tibor qaratishga qaror qildik. 3-rasmda bir tomonlama old qismdan yoritilgan kremniy n^+p-p^+ strukturalarning yaxlit orqa kontaktlari bo‘lgan va p-soxaning turli xil kirishma konsentratsiyalari bilan hisoblangan volt amper xarakteristikalarini ko‘rsatilgan: 10^{13} ; 10^{14} ; 10^{15} sm^{-3} . p-soxadagi kirishma konsentratsiyasining oshishi bilan volt amper xarakteristikasining egri chizig‘i yaxshilanadi. Volt amper xarakteristikasining tikligi quyosh elementlari va p-n o‘tish sifatini ko‘rsatadi. Shunday qilib, 3-rasmdagi volt amper xususiyatlariga ko‘ra, 10^{15} sm^{-3} p-soxa uchun kirishma konsentratsiyasining eng yaxshi qiymatga ega ekanligi aniqlandi. Volt amper xususiyatlarining o‘zgarishi kirishma konsentratsiyasining va materiallarning xususiyatlariga ta’siri bilan bog‘liq. Shu bilan birga, konsentratsiyaning optimal qiymati boshqa tajribalar bilan mos keladi [9,10].



Rasm 1. Old qismdan yoritilgan bir tomonlama sezgir n^+p-p^+ strukturadagi quyosh elementining turli kirishma konsentratsiyasi kiritilgandagi VAXsi.

Ushbu rasmda ko‘rsatilgan volt amper xarakteristikalarini ma’lumotlaridan foydalangan holda va fotovoltaiklarning fundamental nazariyasiga asoslanib, 1-jadvalda berilgan kremniy asosli quyosh elementlarining asosiy fotoelektrik parametrlari aniqlandi. Kirishma konsentratsiyasi 10^{13} sm^{-3} dan 10^{15} sm^{-3} gacha ko‘tarilganda, qisqa tutashuv tokidan tashqari salt ishlash kuchlanishi, to‘ldirish koeffitsienti, foydali ish koeffitsiyenti, maksimal chiqish quvvati va ketma-ket qarshilik aniqlandi. 10^{14} sm^{-3} bo‘lgan quyosh elementining qisqa tutashuv toki 19 mA/sm^2 ni tashkil qiladi va barcha konsentratsiyalar orasida eng yuqori qiymatdir. p soxasining kirishma konsentratsiyasini

o'shish rekombinatsiya tezligini oshiradi va bir vaqtning o'zida o'tkazuvchanlikni yaxshilaydi. p soxadagi kirishma kontsentratsiyasi $p-n$ o'tish bo'ylab xosil bo'ladigan potensialga ta'sir qiladi. Ushbu xosil bo'lgan potensial yorug'lik ostida hosil bo'lgan elektron teshik juftlarining ajralishi va harakatiga ta'sir qiladi. Optimal aniqlangan potensial ortiqcha rekombinatsiyalarsiz fotogeneratsiyada hosil qilingan zaryad tashuvchilarni samarali to'plashni ta'minlaydi.

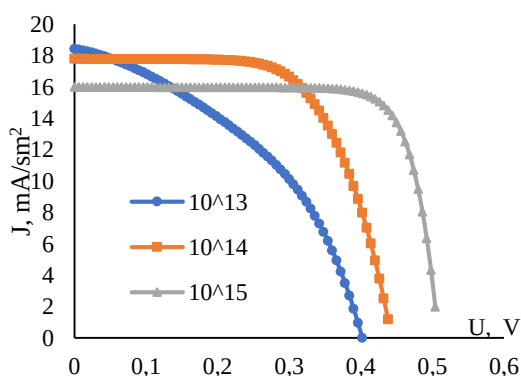
Salt ishlash kuchlanish xosil qilingan potensialga proporsionaldir. Yuqori qiymatli salt ishlash kuchlanishi potensialning yaxshiroq ekanligini anglatadi. Shunday qilib, kremniy asosli bir tomonlama sezgir quyosh elementlari uchun 10^{15} sm^{-3} kontsentratsiyaga ega bo'lganda 18.58 mA/sm^2 ga teng bo'lgan qisqa tutashuv tokiga erishildi.

Bir tomonlama sezgir quyosh elementining fotoelektrik parametrlari

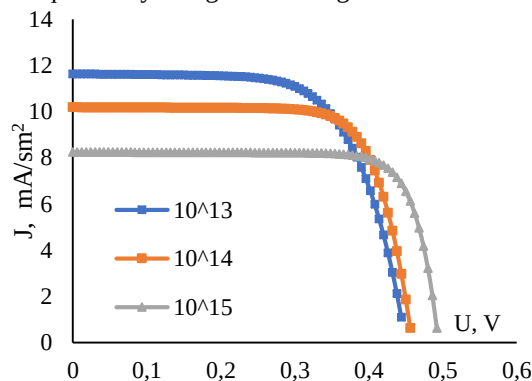
1-jadval

$N_p (\text{sm}^{-3})$	$U_{oc} (\text{V})$	$J_{sc} (\text{mA/sm}^2)$	FF	$P_{mpp} (\text{wt})$	$R_s (\text{Om})$
10^{13}	0.438	18.85	0.534	4.41	1.427
10^{14}	0.456	19.00	0.740	6.41	3.123
10^{15}	0.510	18.58	0.788	7.47	3.157

Tajriba davomida ikki tomonlama sezgir quyosh elementi uchun dastlab yorug'lik nurini old frontal qismidan nur tasir ettirilib (4-a rasm) so'ng orqa qismidan tik yorug'lik nuri tasir ettirgan holda natijalar aniqlandi (4-b rasm). 4-rasmdagi grafiklardan malum bo'ldiki ikki tomonlama sezgir bo'lgan quyosh elementidan bazadagi kirishma kontsentratsiyasi 10^{15} sm^{-3} bo'lganda salt ishlash kuchlanishi, foydali ish ko'effitsiyenti hamda maksimal quvvat nuqtasi katta ekanligini aniqlandi.



Rasm 4-a. Ikki tomonlama sezgir quyosh elementinnig old qismidan yoritilgan holatidagi VAXsi.



Rasm 4-b. Ikki tomonlama sezgir quyosh elementinnig orqa qismidan yoritilgan holatidagi VAXsi.

Quyosh elementining ikki tomonlama sezguvchan yuzasiga faqat old frontal va orqa qismidan yorug'lik nuri tasir ettirilishi natijasida quyidagi jadval hosil qilindi.

Ikki tomonlama sezgir quyosh elementining oldi tomondan yoritilgan holati uchun fotoelektrik parametrlari

2-jadval

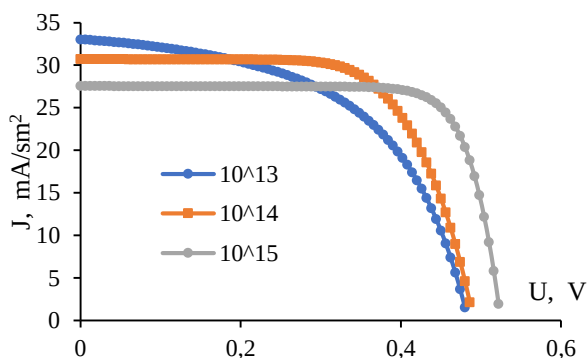
$N_p (\text{sm}^{-3})$	$U_{oc} (\text{V})$	$J_{sc} (\text{mA/sm}^2)$	FF	$P_{mpp} (\text{wt})$	$R_s (\text{Om})$
10^{13}	0.438	11.13	0.503	2.45	1.242
10^{14}	0.456	11.03	0.723	3.64	5.758
10^{15}	0.504	10.91	0.788	4.33	5.510

Ikki tomonlama sezgir quyosh elementining orqa tomondan yoritilgan holati uchun fotoelektrik parametrlari

3-jadval.

$N_p (sm^{-3})$	$U_{oc} (V)$	$J_{sc}(mA/sm^2)$	FF	$P_{mpp} (wt)$	$R_s (Om)$
10^{13}	0.450	11.63	0.662	3.46	6.138
10^{14}	0.462	10.17	0.737	3.46	6.751
10^{15}	0.498	8.24	0.785	3.22	5.713

Yuqoridagi 2-3-jadvallardan ko'rinadiki, quyosh nuri faqatgina old frontal qismidan yoritganimizda undagi salt ishlash kuchlanishini orqa tomondan yoritganimizdagi qiymatidan 1.2% ga va maksimal quvvat nuqtasi esa 34 % ga ortganini ko'rishimiz mumkin. Ayniqsa ketma-ket qarshilikning farqlanishi asosiy o'rin tutadi bu esa kontaktlar orqasidagi qarshilikni bildirib 1.036 marta kichikligi aniqlandi. Quyosh elementi uchun eng muhim kattalik bu salt ishlash hamda qisqa tutashuv tokidir. Yorug'lik nuri tajribamizdagi quyosh elementiga bir vaqtda teng miqdorda yorilib uning VAX si olindi va dastlabki qiymatlariga solishtirildi.



5-rasm Ikki tomonlama sezgir quyosh elementinnig old va orqa qismdan teng yoritilgan holatidagi VAXsi.

Ikki tomonlama sezgir quyosh elementining old hamda orqa qismini teng yoritilishi sharoitida p soxasining turli xil kirishma konsentratsiyasiga ega bo'lgan qiymatlaridagi VAX lari: 10^{13} ; 10^{14} ; $10^{15} sm^{-3}$ 5-rasmda ko'rsatilgan. Ikki tomonlama sezgir quyosh elementining $10^{13} sm^{-3}$ va $10^{14} sm^{-3}$ konsentratsiyasi bo'lgan p soxasining VAX sining tikligi old tomonning yoritilishi uchun hisoblangan VAX lariga qaraganda ancha yaxshilangan. Ikki tomonlama sezgir quyosh elementining fotoelektrik qiymatlari bir tomonlama sezgir quyosh elementiga nisbatan yaxshilanganligini ko'rish mumkin. Ikkala tomonning yoritilishi uchun VAX sining sifatini faqat old va orqa yon yoritish sharoitlarining VAX sining o'rtacha sifatli deb hisoblash mumkin.

Quyosh elementiga har bir yuziga teng yorug'lik oqimida nur tushish natijasida birqancha elektrofizik kattaliklar aniqlandi. Bunga ko'ra bir tomonlama yoritishdagiga nisbatan salt ishlash kuchlanishi 1.05 marta qisqa tutashuv toki zichligi esa 2.52 marta katta ekanligini ko'rishimiz mumkin.

Ikki tomonlama sezgir quyosh elementining ikkala tomondan teng yoritilgan holati uchun fotoelektrik parametrlari

4-jadval

$N_p (sm^{-3})$	$U_{oc} (V)$	$J_{sc}(mA/sm^2)$	FF	$P_{mpp} (wt)$	$R_s (Om)$
10^{13}	0.486	33.00	0.528	8.48	0.441
10^{14}	0.492	30.68	0.671	10.13	2.818
10^{15}	0.528	27.52	0.780	11.33	2.268

IV. XULOSA.

Ushbu tadqiqot ishida bir va ikki tomonlama sezgir quyosh elementi uchun p-soxasining qanday optimal kirishma konsentratsiyasi aniqlandi bunga ko'ra har ikkala turdagi quyosh elementi uchun $10^{15} sm^{-3}$ qiymatdagi kirishma konsentratsiyasi maqbul ekanligi aniqlandi. Buning davomida ushbu eng optimal deb topilgan kirishma konsentratsiyasida bir va ikki tomonlama yorug'likga sezgir quyosh elementlariga turli tomonlariga nur tasiridagi

$10^{15} sm^{-3}$ qiymatdagi kirishma konsentratsiyasi maqbul ekanligi aniqlandi. Buning davomida ushbu eng optimal deb topilgan kirishma konsentratsiyasida bir va ikki tomonlama yorug'likga sezgir quyosh elementlariga turli tomonlariga nur tasiridagi

fotoelektrik kattalıkları taqqoslab qiymatlar taxlil qilindi. Ikki tomonlama sezgir quyosh elementiga old va orqa qismdan teng yorug'lik nuro tasiridagi qisqa tutashuv tok zichligi bir tomonlama sezgir quyosh elementiga nisbatan 8.94 mA/sm^2 ga katta ekanligi aniqlandi. Ikki tomonlama sezgir quyosh elementining orqa kontaktlari tor shaklida bo'lganligi sababli ulardagi ketma-ket qarshilik miqdori bir tomonlama sezgir quyosh elementiga nisbatan 0.889 om ga kichik ekanligi aniqlandi. Kelgusida ushbu ilmiy tadqiqot ustida ularni qanday yorug'likga sezgirligini va nur qaytarishga qarshi qatlamlar qoplash istiqbolli deb hisoblanadi. Chunki sanoatda ikki tomonlama sezgir quyosh elementi bir tomonlama sezgir quyosh elementiga nisbatan kamroq qalinlikga ega bo'lad

Adabiyotlar

- [1] D. Kurz, K. Lewandowski, M. Szydłowska, *Analysis of efficiency of photovoltaic bifacial cells*. In Proceedings of the ITM Web of Conferences 19/2018, Poznań, Poland, 01020 (2018); <https://doi.org/10.1051/itmconf/20181901020>
- [2] T. Aoyama, M. Aoki, I. Sumita, Z. Yoshino, A. Ogura, *Effect of Glass Frit in Metallization Paste on the Electrical Losses in Bifacial N-type Crystalline Silicon Solar Cells*. In Proceedings of the 43rd IEEE Photovoltaic Specialists Conference (PVSC), Portland, OR, USA, 2854 (2016); <https://doi.org/10.1109/PVSC.2016.775>
- [3] A. Schmid, C. Reise, Realistic Yield Expectations for Bifacial PV Systems-An Assessment of Announced, Predicted and Observed Benefits, Fraunhofer Institute for Solar Energy Systems ISE, 2015, Kolonia. Url: <https://www.tuv.com/media/corporate/solar1/pvmodulworkshop2/42ReiseRealisticYieldExpectationsforBifacialPVSystems.pdf>
- [4] H. Langels, F. Gannedahl, *BiFacial PV Systems A Technological and Financial Comparison between BiFacial and Standard PV Panels*, Uppsala, 2018. Available online:
- [5] International Technology Roadmap for PV(ITRPV) 2018 Results, Version 10. Available online. <https://itrpv.vdma.org/en/>
- [6] X. Wang, A. Barnett, The Evolving Value of Photovoltaic Module Efficiency, Appl. Sci. 9, 1227 (2019); <https://doi.org/10.3390/app9061227>
- [7] G.J. Faturrochman, M.M. de Jong; R. Santbergen, W. Folkerts, M. Zeman, A.H.M. Smets, Maximising annual yield of bifacial photovoltaic noise barriers, Sol. Energy, 162, 300 (2018); <https://doi.org/10.1016/j.solener.2018.01.001>
- [8] J. Gulomov, R. Aliev. Influence of the Angle of Incident Light on the Performance of Textured Silicon Solar Cells, Journal of Nano- and Electronic Physics, Volume 13(6), 060361 (2021); [https://doi.org/10.21272/jnep.13\(6\).06036](https://doi.org/10.21272/jnep.13(6).06036)
- [9] J. Gulomov, R. Aliev. Analyzing periodical textured silicon solar cells by the TCAD modeling, Information technologies mechanics and optics, 21(5), 626 (2021); <https://doi.org/10.17586/2226-1494-2021-21-5-626-632>
- [10] J. Gulomov, R. Aliev. Study of the Temperature Coefficient of the Main Photoelectric Parameters of Silicon Solar Cells with Various Nanoparticles, Journal of Nano- and Electronic Physics, 13(4), 040331 (2021); [https://doi.org/10.21272/jnep.13\(4\).04033](https://doi.org/10.21272/jnep.13(4).04033)
- [11] J. Gulomov, R. Aliev. Numerical analysis of the effect of illumination intensity on photoelectric parameters of the silicon solar cell with various metal nanoparticles, Nanosystems: physics, chemistry, mathematics, 12(5), 569
- [12] Caixia Zhang, Honglie Shen, Luanhong Sun et al. Bifacial p-Type PERC Solar Cell with Efficiency over 22% Using Laser Doped Selective Emitter, Energies, 13, 1388 (2020); <https://doi.org/10.3390/en13061388> (2021); <https://doi.org/10.17586/2220-8054-2021-12-5-569-574>
- [13] Jinyoun Cho, Hae-Na-Ra Shin, Jieun Lee et al. 21%-Efficient n-type rear-junction PERT solar cell with industrial thin 156mm Cz single crystalline silicon wafer, 5th International Conference on Silicon Photovoltaics, SiliconPV. 2015, Energy Procedia, 77, 279 (2015); <https://doi.org/10.1016/j.egypro.2015.07.039>
- [14] W. Luo, et al., Potential-induced degradation in photovoltaic modules: a critical review, Energy Environ. Sci., 10(1), 43 (2017).

Mualliflar haqida ma'lumot

1. **Raimjon Aliev** – t.f.d., professor, Andijon davlat universiteti, Kondensirlangan muhitlar fizikasi kafedrası, professor. E-mail: alievuz@yachoo.com. Tel.: +99890-216-72-60;
2. **Murodjon Komilov** – Andijon davlat universiteti, Kondensirlangan muhitlar fizikasi kafedrası, tayanch doktoranti. E-mail: komilovmdotcom94@gmail.com. Tel.: +99890-549-81-49;
3. **Suxrob Aliev** – Andijon davlat texnika universiteti, Muqobil energiya manbalari kafedrası, dotsenti. E-mail: sukhrobbsr@gmail.com. Tel.: +99891-600-19-24;
4. **Jahongir Ziyoyiddinov** - Andijon davlat universiteti, Kondensirlangan muhitlar fizikasi kafedrası dotsenti. E-mail: komilovmdotcom94@gmail.com. Tel.: +99899-523-63-60;
5. **Navruzбек Mirzaalimov** - Andijon davlat universiteti, Kondensirlangan muhitlar fizikasi kafedrası dotsenti. E-mail: mirzaalimov90@mail.ru. Tel.: +99897-755-93-00.

Soploli reaktiv gidroturbinaga ega bo'lgan mikro-ges ning iqtisodiy samaradorligi tahlili

X.S.O'sarov

Qo'qon universiteti Andijon filiali, PhD

Annotatsiya. Ushbu maqolada past bosimli suv manbalarida elektr energiyasi ishlab chiqarishga qaratilgan bo'lib, unda 1,5 metr va undan yuqori suv bosimlariga ega bo'lgan suv manbalarida samarali ishlovchi soploli reaktiv gidroturbina tahlil etilgan. Soploli gidroturbina kichik tajriba namunasi yasaliy sinovdan o'tkazilgan, sinov natijalari asosida 20 kW quvvatdagi gidroturbina generatori bilan birgalikdagi narxi keltirilgan.

Kalit so'zlar: gidroturbina, soplo, energiya, bosim, reaktiv, suv manbalari, mikro GES.

Абстрактный. В данной статье основное внимание уделяется выработке электроэнергии из источников воды низкого давления, а также анализируется реактивная турбина с соплом, эффективно работающая в источниках воды с давлением воды 1,5 метра и выше. Изготовлен и испытан небольшой экспериментальный образец сопловой гидротурбины, по результатам испытаний указана цена гидротурбины с генератором мощностью 20 кВт.

Ключевые слова: гидротурбина, сопло, энергия, давление, струя, источники воды, микроГЭС.

Respublikamizda energiya tejoyvchi texnologiyalarni joriy qilish va kichik quvvatli qayta tiklanuvchi energiya manbalarini rivojlantirish yuzasidan keng qamrovli chora-tadbirlar amalga oshirilib, muayyan natijalarga erishilmoqda. 2022-2026 yillarga mo'ljallangan Yangi O'zbekistonning taraqqiyot strategiyasida, jumladan, "2026 yilga kelib elektr energiyasi ishlab chiqarish ko'rsatkichini qo'shimcha 30 milliard kW·soatga oshirib, jami 100 milliard kW·soatga yetkazish" bo'yicha muhim vazifalar belgilab berilgan [1].

Bundan tashqari O'zbekiston Respublikasi Vazirlar Mahkamasining 2022 yildagi 518-sonli "Qayta tiklanuvchi energiya manbalari qurilmalarini ishlab chiqarishni jadallashtirish to'g'risida"gi qarori, O'zbekiston Respublikasi Prezidentining 2024-yildagi PQ-252-sonli "Gidroenergetika sohasini isloh qilish chora-tadbirlarini jadallashtirish to'g'risida" gi qarori [2; 3] hamda mazkur faoliyatga tegishli boshqa me'yoriy-huquqiy hujjatlarda belgilangan vazifalarni amalga oshirishda olib borilyotgan barcha tadqiqot ishlari dolzarb hisoblanadi.

Gidroenergetika tizimida past bosimli suv manbalaridan foydalanishga yo'naltirilgan tadqiqotlarni amalga oshirish alohida ahamiyatga ega. Chunki, 2-5 metr suv bosimiga ega bo'lgan gidroenergetik manbalar barcha hududlarda ko'plab mavjud [4, 5].

Shuning uchun katta-kichik daryolar, ariq va kanallar hamda irrigatsiya tizimidagi

suv manbalaridan olinishi mumkin bo'lgan elektr energiyasini, ularda ishlatilishi mumkin bo'lgan gidroturbina va mikro-GES turlarini, quvvatlarini va sonini aniqlash tegishli hududlardagi ekotizim va yoqilg'i resurslarini tejashda o'z salmog'iga ega bo'ladi. Shu jumladan, O'zbekiston Respublikasi hududlardagi mavjud suv manbaalarida 2-5 metrgacha bo'lgan past bosimni hosil qilib, ulardan elektr energiyasi ishlab chiqarish ustuvor yo'nalishlardan birini tashkil qiladi. Aytilgan fikrlarga asosan Andijon viloyatidagi mavjud suv manbalarining gidroenergetik potentsiali o'rganildi [6, 7]. Quyida keltirilgan 1-jadvalda Andijon viloyatining tumanlar kesimidagi yalpi gidroenergetik potentsial keltirilgan.

Hozirgacha barcha yalpi gidroenergetik potentsiallar suv bosimiga nisbatan hisoblangan. Bizda esa suv oqimining kinetik energiyasi bo'yicha hisobladik. Chunki maxaliy sharoitda past bosimli oqar suvlardan elektr energiya olish ko'zda tutilgan.

1-jadvaldan ko'rinadiki, Andijon viloyati hududidan oqib o'tuvchi suv manbaalarining yalpi gidroenergetik potentsiali o'rtacha $104,4 \cdot 10^3$ GW/yil ni tashkil etadi. Agar bu energiyani 0,5% ni o'zlashtirishni amalga oshirilsa, Andijon viloyati hududini o'zida 522 GW/yil elektr energiyasini ishlab chiqarish imkoni yaratiladi. Bu viloyatning elektr energiyaga bo'lgan ehtiyojini taxminan 10% ini qoplash mumkin degani. Elektr energiyasini ishlab chiqaruvchi mikro, mini, kichik va katta GES larning tashkiliy qismlari

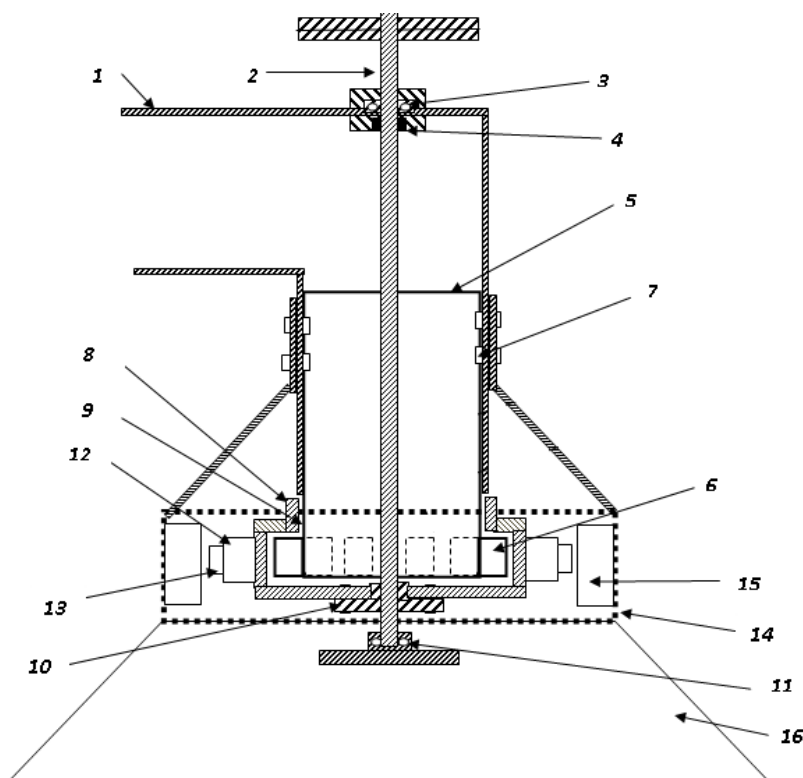
gidroturbina, gidroturbinaning aylanma harakatini generatorga uzatuvchi qurilmalar, elektr generatori va undan olinadigan elektr

energiyasini boshqarish va taqsimlash, himoyalash kabi qo'shimcha qurilma elementlaridan tashkil topadi.

1-jadval

Andijon viloyati tumanlar kesimida yalpi gidroenergetik potensial [8]

Tuman nomi	Yalpi gidroenergetik potensial (GW/yil)	Tuman nomi	Yalpi gidroenergetik potensial (GW/yil)
Buloqboshi tumani	$0,02 \cdot 10^3$	Marxamat tumani	$70,2 \cdot 10^3$
Asaka tumani	$9,45 \cdot 10^3$	Oltinko'l tumani	$3,21 \cdot 10^3$
Andijon tumani	$1,10 \cdot 10^3$	Paxtaobod tumani	$1,05 \cdot 10^3$
Bo'ston tumani	$2,28 \cdot 10^3$	Baliqchi tumani	$15,3 \cdot 10^3$
Jalaquduq tumani	$6,21 \cdot 10^3$	Izboskan tumani	$4,15 \cdot 10^3$
Xo'jaobod tumani	$9,61 \cdot 10^3$	Shahrixon tumani	$0,13 \cdot 10^3$
Qo'rg'on tepa tumani	$3,64 \cdot 10^3$	Ulug'nor tumani	$0,01 \cdot 10^3$
Jami:	$104,4 \cdot 10^3 \text{ GW/yil}$		



1-rasm. Ichki yo'naltiruvchi konstruksiyali soploli reaktiv gidroturbinaning umumiy sxemasi.

1-suv kirish joyi; 2-val; 3-podshipnik; 4-salnik; 5-ichki yo'naltiruvchi konstruksiyaning ta'minot silindri; 6- yo'naltiruvchi konstruksiya kuraklari;

7- yo'naltiruvchi konstruksiyani ta'minot trubasiga qotirish joyi va bo'ltlari;

8-gidroturbina ishchi g'ildiragi silindri; 9-kauchukli salnik; 10-ishchi g'ildiragi silindrini valga biriktiruvchi silindri asos;

11-plotinaga qotiriluvchi podshipnikli asos; 12-soploning suv kirish kanali; 13-soploning suv chiqish kanali; 14-stator;

15-statorning suv qaytaruvchi qanotlari; 16-tashqi diffuzor.

Bu GESlarning asosiy ishchi organi gidroturbinolari suv manbalarining geografik joylashuvi, elektr quvvati, suv miqdori va bosimiga mos holda turli konstruksion va energetik hamda texnik parametrlari bilan

farqlanadi, ammo GESlarning qolgan elementlari umumiylikka ega. Gidroelektr stansiyalarning samaradorligi gidroturbina samaradorligiga bog'liq bo'lib, hozirda ishlab chiqarilishi yo'lga qo'yilgan gidroturbinalar

asosan yuqori suv bosimlarida yaxshi samaradorlikka ega. Lekin kichik suv bosimlarida ularning samaradorligi juda past bo'ladi. Shuni aytib o'tish kerakki bugungi kunda yuqori gidroenergetik potensialga ega bo'lgan suv manbalari juda kam chunki ularni soni chekli va deyarli barchasiga GESlar qurib bo'lingan. Ammo past gidroenergetik potensialga ega bo'lgan suv manbalari barcha hududlarda ko'plab mavjud. Shu bois past bosimli suv manbalarida samarali ishlovchi gidroturbinalarni yaratish, mavjudlarini takomillashtirish muhim masala hisoblanadi.

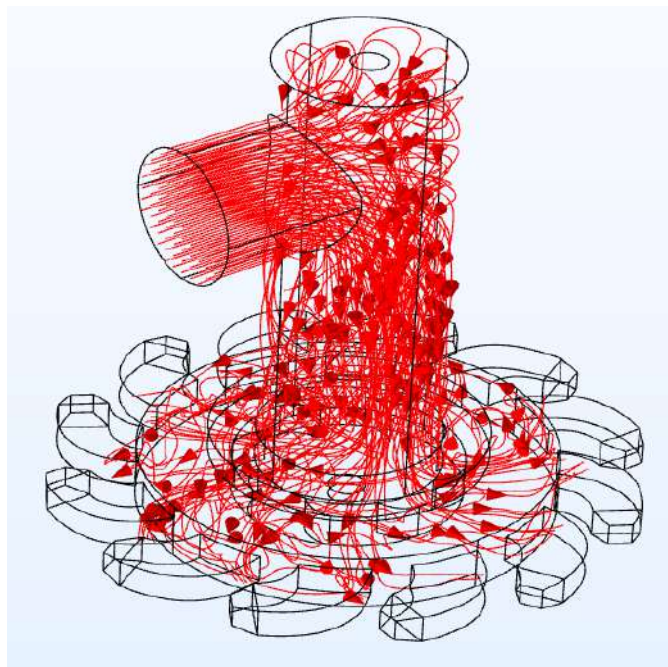
Hozirgi vaqtdagi mavjud gidroturbinalarga e'tibor qaratadigan bo'lsak, Nautilus Water Turbine kompaniyasi tomonidan taklif etilayotgan mikro GES Frensis gidroturbinalari asosida tayyorlangan bo'lib, uning tezkorligi 46 ayl/min, katta suv bosimlarida FIK 75% gacha yetadi. Elektr generatori va boshqa qo'shimcha qurilmalarsiz 10 kW quvvatdagi narxi \$10 600 ni tashkil etadi.

Frensis va Kaplan gidroturbinalari asosida mikro-GES turbinalarini yasash, ya'ni trubinalarning o'lchamlari kichik bosimlarga moslashtirilsa texnik qiyinchiliklarga olib kelish bilan birga FIK juda kichik bo'ladi. Misol tariqasida Fillipin, Lagunadagi Molavin daryosi gidropotensialini hisoblashda olingan natijani tekshirish mumkin, Kaplan

gidroturbinalari asosidagi, nominal quvvati 2,3-7,5 kW va 1,9-5,5 kW bo'lgan ikkita mikro-GES o'rnatilib, mos holda 49,9% va 51,8% FIK olishga erishgan. Shuningdek, Xitoy davlati tadqiqotchilari tomonidan kichik bosimlarda ishlovchi sifonli, o'qli gidroturbina yaratilgan. Uning maksimal FIK 87%, 2,9 m dan yuqori bosimlarda samarali ishlaydi.

Ko'rib o'tilgan eng zamonaviy mikro gidroturbinalarning tahlilidan ko'rinadiki past bosimli suv manbalarida ishlovchi reaktiv gidroturbinalarni yaratish va ishlab chiqarish borasida hali qilinishi kerak bo'lgan ishlar yetarlicha.

1-rasmda past bosimlarda samarali ishlashga mo'ljallangan soploli gidroturbinalarning umumiy sxemasi keltirilgan. Bunda bosim hosil qiluvchi suv omboridan suv oqimi 1 ta'minot trubasi orqali 5 yo'naltiruvchi konstruksiyaning ta'minot silindriga o'tadi. So'ng ta'minot silindri pastki qismidagi maxsus darchalardan chiqib, 6 yo'naltiruvchi kurakchalar ta'sirida tekis burilib, 8 ishchi g'ildirak silindriga mahkamlangan soploling 12 kirish qismiga yo'naladi. Soploling kirishidagi ichki devoriga urilib ichki devorlarga aktiv kuch bilan ta'sir etib qaytgan suv oqimi soploling uchki qismida joylashgan 13 diffuzorli chiqish kanaliga tomon harakatlanadi.



2-rasm. Tezlik maydonini oqim chizig'i.

2-rasmda Soploli gidroturbina ichki qismidagi suyuqlikning oqim chizig'i

tasvirlangan bo‘lib, bu oqimning gidroturbina ichidagi harakati va uning turli qismlaridagi xususiyatlarini ko‘rsatadi. Oqim chizig‘i orqali suyuqlikning yo‘nalishi, tezlik profillari, spiral yoki turbulent oqim joylari, shuningdek, suyuqlikning stansiya tizimida qanday taqsimlanishi va energiya olish jarayoniga qanday ta’sir ko‘rsatishi to‘g‘risida ma’lumot olish imkonini beradi. Shuningdek, oqimning erkin yoki to‘siq ostidagi harakatini tasvirlaydi, bu esa tizimning samaradorligini oshirish uchun kerakli optimallashtirishlar va shakl takliflarini ishlab chiqishda yordam beradi. Mikro-GESning samarali ishlashini ta’minlash uchun, bu oqim chizig‘i asosida suyuqlikning harakatini aniq tahlil qilish muhimdir, chunki u energiya ishlab chiqarish jarayoniga bevosita ta’sir ko‘rsatadi.

Yuqorida keltirilgan soploli gidroturbinani tajriba sinovidan o‘tkazish uchun uning kichik modeli tayyorlandi. Tayyorlangan gidroturbina tashkiliy qismlari quyidagi o‘lchamlarga ega bo‘ldi:

- suv kirish trubasi uzunligi 60mm, diametri 63 mm;

- gidroturbina vali uzunligi 300 mm, diametri 18 mm;
- gidroturbina asosiy suv ta’minot silindri uzunligi 210 mm, diametri 80 mm;
- yo’naltiruvchi konstruksiya tashkiliy qismining o‘lchamlari:
 - ta’minot silindri 80 mm, diametri 76 mm;
 - yo’naltiruvchi kuraklar qalinligi 1,5 mm, uzunligi 15 mm, balandligi 16 mm;
 - yo’naltiruvchi kuraklar soni 8 ta;
- gidroturbina ishchi g‘ildiragi silindri balandligi 26 mm, diametri 120 mm;
- gidroturbina soplosining balandligi 15 mm, suv kirish diametri 20 mm, suv chqish diametri 14 mm;
- gidroturbina soplolar soni 12 ta;
- gidroturbina statori tashqi diametri 180 mm;
- stator suv qaytaruvchi kuragining radial yo‘nalishdagi o‘lchami 8 mm, vertikal balandligi 20 mm;
- gidroturbina shkiv diametri 160 mm;
- gidroturbina massasi 2,6 kg



3-rasm. Gidroturbina kichik modelini



4-rasm. Ichki yo’naltiruvchi konstruksiyali gidroturbina tajriba sinov modelini stendda sinash jarayoni

Ushbu gidroturbina namunasida $h=2$ metr suv bosimini sun’iy holda hosil qilish orqali suv sarfi $Q=15$ l/s berilib, tajriba 10 marotaba o‘tkazildi. Tajribada ishlab chiqarilgan elektr quvvati (mikro-GES quvvati), milliampermetr va voltmeter ko‘rsatkichlari orqali aniqlanib, uning qiymati o‘rtacha $P_{mikroGES}=223,6$ W ni tashkil etdi. Bu hol uchun suvning dastlabki potentsiali quyidagi ifoda orqali aniqlashimiz mumkin:

$$P_{suv} = Q\rho gh$$

bu yerda $\rho=1000$ kg/m³ suvning zichligi, $g=9,81$ m/s² ekanligini e’tiborga olib, suvning to‘liq energiyasini aniqlash mumkin.

Tajriba modilidagi mikro-GES ning samaradorligi quyidagicha aniqlandi:

$$\eta_{mikroGES} = \frac{P_{mikroGES}}{P_{suv}} = \frac{IU}{Q\rho gh} = 76,3\%$$

Quyidagi 2-jadvalda gidroturbina o'tkazishda olingan natijalar keltirilgan. kichik modelini tajriba stendida sinovidan

2-jadval

Gidroturbina kichik modelini tajriba sinovidan o'tkazish natijalari

№	Q, m ³ /s	ω , ayl/s	U, V	I, A	P, W	η_{mikroGES} , %
1	0,0151	12,1	221	1,013	223,9	75,6
2	0,0148	11,9	219	1,008	220,8	76,0
3	0,0153	12,2	225	1,018	229,1	76,3
4	0,0149	11,9	220	1,015	223,3	76,4
5	0,0147	11,8	218	1,013	220,8	76,6
6	0,0152	12,1	224	1,017	227,8	76,4
7	0,0148	11,9	218	1,014	221,1	76,1
8	0,0146	11,7	217	1,009	219,0	76,4
9	0,0151	12,1	223	1,018	227,0	76,6
10	0,0149	12,0	221	1,009	223,0	76,3
O'rtacha qiymati	0,01494	12	220,6	1,0134	223,6	76,3

Ushbu tajriba asosida 2 metr suv ustuniga ega bo'lgan suv manbasida 20 kW quvvatga ega bo'lgan mikro-GES qurish uchun gidroturbina massasi 260 kg ni tashkil qilib, uni tayyorlashdagi umumiy xarajat taxminan 80 000 000 so'mni tashkil etadi. 20 kW generator narxi 21 400 000 so'm [9] ekanligini e'tibor olib, 20 kW quvvatdagi gidroturbina generatori bilan birgalikda taxminan 101 400 000 so'mni ya'ni 8 000 \$ ga tushadi. Bu xar bir kW quvvatiga 400 \$ degani. Hozirgi kunda ishlab chiqarilayotgan gidroturbinalar generatori bilan birgalikda 1

kW quvvatiga o'rtacha 1 200 \$ atrofida narx qo'yib sotishmoqda.

Taklif etilayotgan soploli gidroturbina 1,5 m va undan yuqori gidroenergetik salohiyatga ega bo'lgan suv manbalarida yuqori samaradorlikka erishgani uchun past bosimli suv manbalarida ushbu gidroturbinalardan foydalanish yuqori natija beradi. Bundan ko'rinadiki soploli gidroturbina nafaqat past bosimlarda yuqori samaradorlikda ishlashi bilangina emas, balki tannarxining arzonligi bilan ham katta afzalliklarga ega.

Foydalanilgan adabiyotlar

- [1] O'zbekiston Respublikasi Prezidentining 28.01.2022 yildagi PF-60-son "2022 - 2026-yillarga mo'ljallangan yangi O'zbekistonning taraqqiyot strategiyasi to'g'risida"gi Farmoni.
- [2] O'zbekiston Respublikasi Vazirlar Mahkamasining qarori, 21.09.2022 yildagi 518-son "Qayta tiklanuvchi energiya manbalari qurilmalarini ishlab chiqarishni jadallashtirish to'g'risida"gi qarori.
- [3] O'zbekiston Respublikasi Prezidentining 2024 yildagi PQ-252-sonli "Gidroenergetika sohasini isloh qilish chora-tadbirlarini jadallashtirish to'g'risida"gi qarori.
- [4] Бозаров О.О., Усаров Х.С., Кирйигитов Б.А., Фарғона вилояти сув манбаларининг ҳолати, "Energetika sohasini rivojlantirishda muqobil energiya manbalarining roli mavzusida vazirlik miqyosida ilmiy-amaliy konferensiya. Namangan, 2022. 15-17 b.
- [5] Бозаров О.О., Усаров Х.С., Кирйигитов Б.А., Бешариқ тумани сув манбаларининг аҳамияти, "Фан, таълим ва техникани инновацион ривожлантириш масалалари"
- [6] M.Mamajonov, O.Bozarov, X.O'sarov. Avtonom elektroenergetik tizimni maqbullashtirish mezonlari va mikro GES elektrogeneratorini tanlash /"O'zbekgidroenergetika" ilmiy-texnik jurnali, 2021. №1 (9), 31-33 b.
- [7] Бозаров О.О., Усаров Х.С., Кирйигитов Б.А., Возможности использования мини-и микрогидроэлектростанций, "Тенденции развития физики конденсированных сред". Фергана, 2021. с. 299-304
- [8] O.Bozarov, X.O'sarov Andijon viloyatidagi mavjud suv manbalarining gidroenergetik potentsiali tahlili. "O'zbekgidroenergetika" ilmiy-texnik jurnali, 2022. №1 (13), 48-51 b.

Халқаро илмий-амалий онлайн анжуман. Andijon, 2022. 187-189 b.

Xoll effektining haroratga bog'liqligini modernizatsiyalangan elektron qurilma yordamida tadqiq qilish

X.J.Mansurov, B.M.Ergashev, G'.G'. Tojiboyev, J.S.Madaminjonov

Z. M. Bobur nomidagi Andijon davlat universiteti, O'zbekiston, 170100, Andijon sh, Universitet ko'chasi 129 uy

Annotatsiya. Mazkur maqolada zamonaviy mikroelektronika elementlari asosida ishlab chiqilgan va shaxsiy kompyuter bilan integratsiyalangan Xoll effektini o'lchovchi tajriba qurilmasining tuzilishi, funksional imkoniyatlari hamda u orqali amalga oshiriladigan o'lchov metodikasi bayon etilgan. Tadqiqotning asosiy maqsadi — Xoll effekti orqali yarimo'tkazgich materiallarni elektrofizik xususiyatlarini o'rganish, xususan, zaryad tashuvchilarning tabiati, ularning konsentratsiyasi va harakatchanligi harorat, magnit maydoniga bog'liqlikda qanday o'zgarishini aniqlashdan iborat.

Kalit so'zlar: Xoll effekti, yarimo'tkazgich materiallar, zaryad tashuvchilar, haroratga bog'liqlik, magnit maydon, Xoll kuchlanishi, to'rt zondli o'lchov, Shotki kontakt, mikrokontroller, Arduino

Аннотация. В данной статье изложены конструкция, функциональные возможности и методика измерений экспериментального устройства для изучения эффекта Холла, разработанного на основе современных микроэлектронных компонентов и интегрированного с персональным компьютером. Основной целью исследования является изучение механизмов электрического транспорта в полупроводниковых материалах посредством эффекта Холла, в частности, определение природы носителей заряда, их концентрации и подвижности в зависимости от температуры, магнитного поля и электрического тока.

Ключевые слова: эффект Холла, полупроводниковые материалы, носители заряда, температурная зависимость, магнитное поле, холловское напряжение, четырёхзондовый метод, контакт Шоттки, микроконтроллер, Arduino

I. KIRISH.

Yarimo'tkazgichlar fizikasida elektr uzatish mexanizmlarini chuqur tushunish uchun Xoll effektini o'rganish juda muhim hisoblanadi. Xoll effekti orqali material ichida zaryad tashuvchilarning qanday turga mansub ekani, ularning zichligi va harakatchanligi haqidagi asosiy parametrlar aniqlanishi mumkin. Ayniqsa, bu effekt harorat, tashqi magnit maydon yoki struktura o'zgarishlariga qarab materialning elektr xossalari yuzaga keladigan o'zgarishlarni baholashda keng qo'llaniladi. Shu sababli, Xoll effektini o'rganish fizikaviy tajribalar, yarimo'tkazgichli qurilmalar ishlab chiqilishi va materiallar modifikatsiyasi jarayonlarida muhim vosita sifatida xizmat qiladi. Xoll effekti birinchi bor 1879 yilda amerikalik fizik Edvin Xoll tomonidan kashf etilgan. U magnit maydonda joylashgan va elektr toki o'tayotgan metall plastinka ichida yo'nalishi perpendikulyar bo'lgan elektr kuchlanish paydo bo'lishini tajribaviy aniqladi. Bu kuchlanish zaryad tashuvchilarning magnit maydon bilan o'zaro ta'siri natijasida ularning yo'nalishi og'ib, materialning yon tomonida to'planishi tufayli vujudga keladi. Bu holat, ya'ni transversal yo'nalishda hosil bo'lgan kuchlanish, elektromotok kuch sifatida kuzatilib, "Xoll kuchlanishi" deb ataladi. Bu natija dastlab elektronlarning mavjudligini tajribaviy yo'l bilan tasdiqlagan muhim ilmiy qadam bo'lgan. Xoll effektining noyob jihati — u orqali materialning o'ziga xos elektr tabiati haqida chuqur ma'lumot olish mumkinligidir. Zaryad tashuvchilarning musbat yoki manfiy zaryadli ekanligini, ularning miqdorini

va tashilish xususiyatlarini aniqlash mumkin. Masalan, metallarda zaryad tashuvchilar asosan elektronlar bo'lsa, ayrim yarimo'tkazgichlarda teshiklar — ya'ni musbat zaryad tashuvchilar ham ustuvorlik qilishi mumkin[1]. Shu sababli, Xoll effekti material ichidagi haqiqiy transport mexanizmini tushunishda va ularni modellashtirishda o'ziga xos "kalit" rolini o'ynaydi. Vaqt o'tishi bilan Xoll effektining klassik shaklidagina emas, balki uning turli modifikatsiyalari ham o'rganila boshlandi. Masalan, kvant Xoll effekti, anomal Xoll effekti, topologik izolyatorlardagi Xoll effekti kabi sohalar fizikada yangi ufqlarni ochdi. Shuningdek, Xoll effekti haroratga bog'liq bo'lgan holatlarda, tashqi magnit maydon qiymati o'zgartirilganda yoki struktura tarkibida diffuziya yoki ion implantatsiyasi natijasida o'zgarishlar yuz berganda qanday aks etishini kuzatish orqali material holatidagi eng nozik o'zgarishlarni ham qayd etish mumkin. Amaliy jihatdan qaralganda, Xoll effektidan nafaqat laboratoriya tadqiqotlarida, balki sanoat o'lchov tizimlarida — masalan, magnit induksiya sensorlari, zaryad tashuvchilarni aniqlovchi qurilmalar, kontaktli harorat yoki zichlik o'lchagichlarda ham keng foydalaniladi. Bu texnologiyalar bugungi kunda robototexnika, avtomobilsozlik, mobil telefonlar va boshqa aqlli qurilmalar texnologiyalarida qo'llanilmoqda. Mazkur tadqiqotda to'rt zondli kontakt usuli yordamida yarimo'tkazgich namunalarda Xoll kuchlanishini o'lchash orqali Xoll koeffitsientining haroratga bog'liqligi aniqlanadi[2].



1-rasm Qurilmani umumiy ko'rinishi

Bu usulda elektr kontaktlarning o'zaro ta'sirini minimallashtirish va o'lchov aniqligini oshirish mumkin bo'ladi. Olingan ma'lumotlar asosida materialdagi elektr o'tkazuvchanlik turi, zaryad tashuvchilarning konsentratsiyasi va harakatchanlik nisbatlari baholanadi. Ayniqsa, p-tipidagi yarimo'tkazgichlarda bu ko'rsatkichlar texnologik jarayonlar (legirlanish, diffuziya, implantatsiya) samaradorligini baholash uchun juda muhim hisoblanadi.

QURILMANING TEXNIK XARAKTERISTIKASI

№	O'lchov parametrlari	Qiymati
1	Kirish kuchlanishi va chastotasi	~220 V, 50 Hz
2	Temperatura o'lchash diapazoni	300÷600 K
3	Magnit maydoni	4000 G
4	Namunaga berilayotgan tok	1÷72 mA
5	Xoll EYK	0÷2500 mV
6	Qurilmaning o'lchamlari	48 x 60 cm
7	Og'irligi	15 kg

Xoll effektini o'rganish jarayoni nazariy bilimlarni amaliy tajriba bilan bog'lash, zamonaviy fizik-eksperimental metodlarni egallash, shuningdek, zamonaviy yarimo'tkazgichli materiallar bilan ishlash ko'nikmalarini shakllantirish nuqtai nazaridan ham muhimdir. Shu sababli ushbu ish nafaqat ilmiy, balki amaliy-pedagogik ahamiyatga ham ega[3].

II. Namunalarni tayyorlash

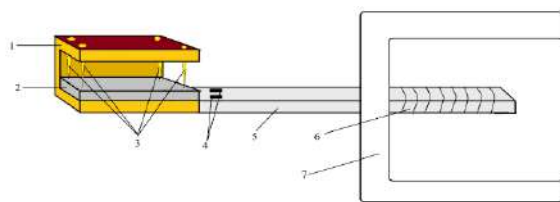
Namuna. Tajribaning muvaffaqiyatli amalga oshirilishi, birinchi navbatda, tayyorlangan namunaga bevosita bog'liqdir. Shu sababli, namunani tayyorlash bosqichi ushbu ishning eng muhim va mas'uliyatli qismi hisoblanadi. Mazkur tajribada o'rganilayotgan material sifatida Shotki

baryeriga ega bo'lgan yarimo'tkazgich struktura tanlab olindi. Shotki kontaktli yarimo'tkazgichlar yuqori sezuvchanligi, kontaktli o'tishlardagi aniq xatti-harakatlari va tajriba uchun qulayliklar tufayli bunday ishlarda keng qo'llaniladi. Namunani tanlashda uning elektr xossalari, ya'ni yo'nalishli elektr qarshiligi alohida e'tiborga olinadi. Shotki barier mavjudligini namunaning ikki qarama-qarshi tomonidagi elektr qarshiliklarning farqlanishi orqali aniqlash mumkin. Bu farq, odatda, bir tomonda kontakt mavjudligi va boshqa tomonda Shotki kontakt hosil bo'lishi bilan bog'liq bo'ladi. Tajriba uchun namuna kvadrat shaklida tayyorlandi, bu esa kontaktlarni simmetrik joylashtirish va o'lchovlarni aniq olib borish uchun qulaylik yaratadi. Tayyorlangan plastinkani kerakli geometrik o'lchamlarga mos ravishda ehtiyotkorlik bilan qirqib olinadi, bunda yuzaning tekisligi va chetlarining buzilishi uchramasligi muhimdir, chunki bunday holatlar elektr signalga ta'sir qilishi mumkin. Keyinchalik namunani sirtini tozalash ishlari olib boriladi. Bunda uning faqat bir tomoni tozalab chiqiladi. Tozalash uchun HF (fluorid kislotasi) eritmasi ishlatiladi. Bu eritma suv bilan 1:10 nisbatda suyultirilib, namunaning oksidlangan qatlamini samarali ravishda olib tashlash uchun qo'llaniladi. Tozalashdan maqsad — kontakt paydo bo'ladigan yuzani oksidlardan tozalab, yaxshi kontakt hosil bo'lishini ta'minlashdir. Shu bilan birga, namunani faqat bir tomoni tozalanadi, boshqa tomoni esa tozalashdan saqlanadi. Bunga sabab — tajriba davomida namuna faqat bitta tomon orqali metall zond bilan kontaktga kiradi. Ikkinchi tomon esa kontakt hosil qilmasligi kerak, chunki bu tajriba natijalarini buzishi yoki noto'g'ri ko'rsatkichlar chiqishiga olib kelishi mumkin. Tozalanmagan tomon elektr jihatdan izolyatsiyalangan holatda saqlanadi. Natijada, tayyorlangan namuna Shotki barieriga ega bo'lgan kontakt zonasini yaratish, Xoll effekti uchun zarur bo'lgan yassi geometrik shaklni ta'minlash va yuqori aniqlikdagi o'lchovlar uchun moslashtirish imkonini beradi[4].

Namunani o'rnatish va zondlarni tayyorlash.

Metal zondi bilan Namunani ushlab turuvchi moslamani metalga qotirib olamiz (2-rasm). Zond sifatida ingichka boltlarning uchini ignaning uchidek qilib olamiz. Namunani ushlab turuvchi moslamadan zondlarga mos rezvalar ochib zondlarni o'tkazamiz. Namuna va zond orasida amicheskiy kontakt hosil qilish uchun namunaning zondlar tushadigan joyini yaxshilab tozalab Indiy-Galliy evtektikani biroz miqdorda surtib olamiz. Namunani tozalangan tarafini tepaga tozalanmagan tarafini pastga qilib Namunani ushlab turuvchi moslama ga qo'yib zondlarni indiy galliy evtektika

ustiga tushuramiz. Namuna va zondlar yaxshilab qotirilganiga ishonch hosil qilamiz.

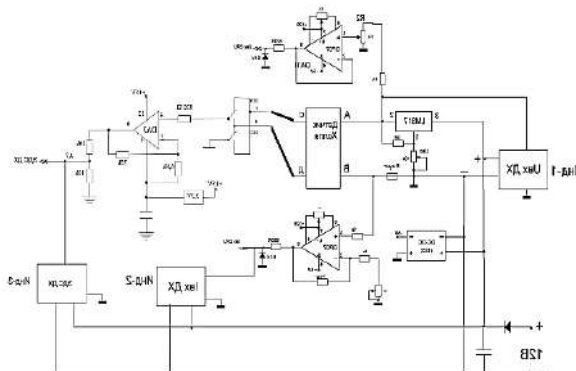
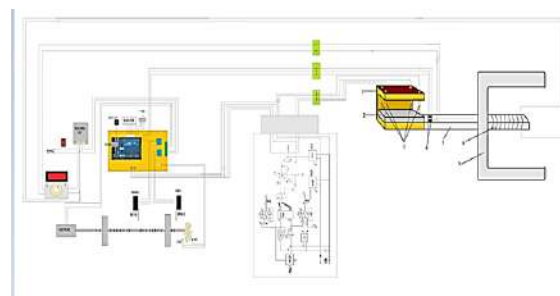


2-rasm. 1-namunani ushlab turuvchi moslama, 2-namuna, 3- zondlar, 4- termojuftliklar, 5- metal tutgich, 6- isitgich, 7-kreostat.

III. Qurilmaning tavsifi

Koll effektini o'lchash va tahlil qilishga mo'ljallangan eksperimental qurilmaning prinsipial elektr sxemasi 3-rasmda keltirilgan. Ushbu sxema qurilmaning barcha asosiy funksional bloklarini, ularning o'zaro bog'lanishini va signallar oqimini aks ettiradi. Qurilma zamonaviy mikroelektronika elementlari asosida ishlab chiqilgan bo'lib, yuqori aniqlikdagi fizik kattaliklarni — magnit maydon kuchi, Koll kuchlanishi, tok qiymati va harorat — ni real vaqt rejimida o'lchashga va boshqarishga imkon beradi. Qurilmaning yuragi sifatida Arduino UNO mikrokontrolleri xizmat qiladi. U sensorlardan kelayotgan ma'lumotlarni yig'adi, ularni tahlil qiladi va mos ravishda qurilmaning boshqa qismlarini (masalan, motor, ventilyator, relelar) boshqaradi. Arduino moduli orqali olingan barcha o'lchov ma'lumotlari USB interfeysi orqali shaxsiy kompyuterga yuboriladi. Bu esa foydalanuvchiga tajriba jarayonini dasturiy ta'minot orqali nazorat qilish, real vaqt rejimida monitoring qilish hamda natijalarni saqlash va tahlil qilish imkoniyatini yaratadi. Sxemada ko'rsatilganidek, magnit maydon manbai sifatida elektromagnitdan foydalaniladi. Magnit yadroning pozitsiyasi elektr dvigatel va vintli mexanizm yordamida avtomatik tarzda boshqariladi. Bu orqali magnit induksiya qiymatini o'zgartirish imkoniyati yaratiladi. GAUSS sensori yordamida magnit maydon kuchi aniqlanadi va Arduino tomonidan qayta ishlanadi[5].

Namuna va qurilma o'rtasidagi elektr aloqalarni to'g'ri tashkil etish — tajriba jarayonining muhim bosqichidir. Bu nafaqat o'lchovlarning aniqligini ta'minlaydi, balki tajriba xavfsizligi va qurilmaning barqaror ishlashini ham kafolatlaydi. Buning uchun namunadan chiqadigan barcha signallarni qurilmaning boshqaruv sxemasi bilan mos holda aniq va tartibli ulash zarur. Mazkur qurilmada namunadan jami 9 ta sim chiqadi, va ularning har biri ma'lum funksiyani bajaradi. Barcha simlar qurilmaning tegishli ulanish blokiga (konnektorlar orqali) ulanadi.



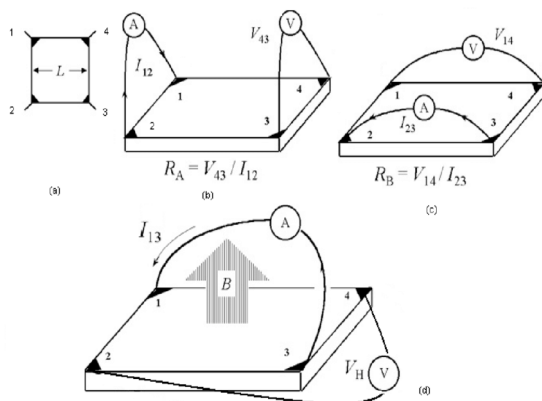
3-rasm. Qurilmaning prinsipial sxemasi.

Qurilma elektr tarmog'iga ulangach va USB orqali kompyuterga bog'langach, dasturiy ta'minot Arduino moduli bilan aloqani o'rnatadi. Qurilma ishga tushganda, elektromagnitlar avtomatik tarzda boshlang'ich holatga keladi. Bu holatda magnit yadro kerakli pozitsiyani egallaydi va namunaga maksimal magnit maydon uzatiladi. Biroq, qurilma va kompyuter o'rtasida to'liq sinxron aloqani ta'minlash uchun, foydalanuvchi dastlabki bosqichda magnit maydonning intensivligini biroz kamaytirishi (ya'ni elektromagnitni surishi) kerak bo'ladi. Bu — dastur tomonidan avtomatik ravishda bajarilishi mumkin yoki foydalanuvchi tomonidan boshqaruv interfeysi orqali amalga oshiriladi. Bu bosqich qurilma va dasturiy interfeysning o'zaro mosligini tekshirish va kalibrlash uchun zarurdir. Umuman olganda, o'lchov zanjirlarini to'g'ri ulash va qurilmani ish holatiga keltirish bosqichi tajribaning barcha keyingi bosqichlarida aniqlik, takrorlanuvchanlik va ishonchlilikni ta'minlashda asosiy rol o'ynaydi[6].

IV. Tajriba

Tajribani aniq o'tkazishda bir nechta metodlar ustuvor hisoblanib, ulardan Van der Pauw usuli — namunadagi elektr qarshiligi (rezistivlik) va Koll koeffitsientini o'lchashda keng qo'llaniladi. Ushbu metodning asosiy ustunligi — namunaning geometrik shakli qanday bo'lishidan qat'i nazar,

agar u quyidagi shartlarga javob bersa, o'lvohlarni aniq amalga oshirish imkonini berishidir: namunalar ikki o'lvhamli (ya'ni, qalinligiga nisbatan eni ancha katta) bo'lishi, butun (teshiklarsiz) bo'lishi va elektrodlar namunani tashqi konturi bo'ylab joylashtirilgan bo'lishi kerak. Van der Pauw metodida to'rt nuqtali kontakt namunani atrofida joylashtiriladi. Bu esa uni chiziqli to'rt zondli sxemadan ajratib turadi. Van der Pauw usuli namunadagi o'rtacha (yuzaviy) qarshilikni aniqlaydi, chiziqli to'rt nuqtali usul esa faqat tok oqimining yo'nalishi bo'yicha qarshilikni o'lvhaydi (4-rasm). Bu farq ayniqsa anizotrop (yo'nalishga bog'liq fizik xossalarga ega) materiallarda muhim ahamiyatga ega bo'ladi. Bunday holatlarda Montgomery usuli qo'llaniladi — bu Van der Pauw usulining kengaytirilgan shakli hisoblanadi [7].



4-rasm. Van der Pauw usuli yordamida elektr qarshiligi (rezistivlik) va Xoll koeffitsientini o'lvchashda texnologiyasi

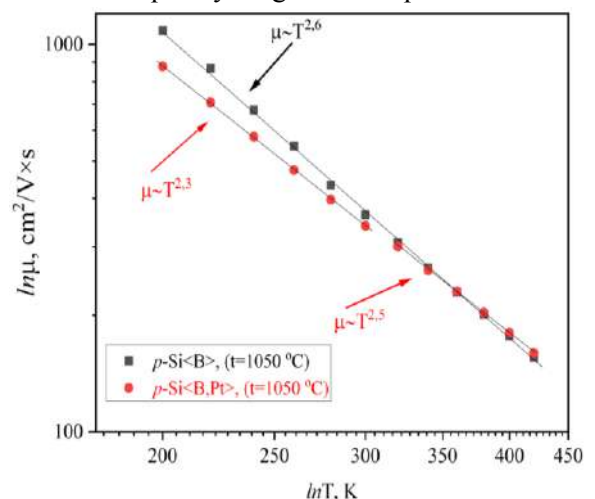
Tajriba Xoll effektining har xil fizik parametrlar — elektr toki, magnit maydon va haroratga bog'liqligini o'rganish maqsadida bosqichma-bosqich o'tkaziladi. Tajriba davomida asosiy o'lvhov kattaligi sifatida Xoll kuchlanishi (EYK) aniqlanadi. O'lvhovlarning aniqligi va izchilligini ta'minlash uchun har bir parametr mustaqil o'zgartiriladi, qolgan ikki parametr esa doimiy holatda ushlab turiladi. Quyida tajribaning bajarilish tartibi izchil bayon etiladi.

Dastlab, qurilma ishga tushiriladi va magnit maydon hamda namunadagi harorat barqaror holatda ushlab turiladi. Bu shartda sinov namunasi ustiga kuchlanish beriladi va elektr tok hosil qilinadi. Tok kuchi bosqichma-bosqich oshirib boriladi, har bir qiymatda Xoll kuchlanishi

aniqlanadi va yozib olinadi. Bu bosqichda magnit maydonning qiymati va harorat o'zgartirilmaydi. Olingan qiymatlar asosida Xoll kuchlanishining tok kuchiga bog'liqlik grafigi tuziladi. Bu natijalar zaryad tashuvchilarning miqdori va harakatchanligi haqida muhim ma'lumot beradi.

Ikkinchi bosqichda tok kuchi doimiy qiymatda saqlanadi, ya'ni namunaga berilayotgan kuchlanish o'zgartirilmaydi. Endi esa magnit maydon intensivligi bosqichma-bosqich o'zgartiriladi — elektromagnitning pozitsiyasi o'zgartiriladi yoki quvvat manbai orqali maydon kuchi tartibli ravishda oshirib boriladi. Har bir magnit maydon qiymatiga mos ravishda yuzaga kelgan Xoll kuchlanishi (EYK) o'lvchanadi va qayd qilinadi. Bu bosqich orqali magnit maydon kuchi bilan Xoll effekti o'rtasidagi chiziqli bog'liqlik aniqlanadi.

Uchinchi bosqichda esa magnit maydon va tok kuchi sobit holda saqlanadi. Sinov namunasi isitgich yoki sovitish tizimi yordamida turli haroratlarda sinovdan o'tkaziladi. Harorat qiymati o'zgartirilgan sari Xoll kuchlanishining o'zgarishi aniqlanadi. Bu tajriba orqali zaryad tashuvchilarning haroratga bog'liq harakatchanligi va konsentratsiyasi haqida xulosa chiqariladi. Xususan, p-tip yoki n-tipdagi yarimo'tkazgichlarda tashuvchilar soni harorat ortishi bilan qanday o'zgarishi aniqlanishi mumkin.



5-rasm. Tajriba orqali aniqlangan zaryad tashuvchilar harakatchanligini haroratga bog'liqligi.

Olingan ma'lumotlar asosida turli grafiklar tuziladi va ular asosida materialning asosiy elektrofizik parametrlari (konsentratsiya, harakatchanlik, o'tkazuvchanlik turi) aniqlanadi (5-rasm).

Adabiyotlar

- [1]. Оболенский С.В., Демарина Н.В., Волкова Е.В. Основы физики полупроводников. Транспорт носителей заряда в электрических полях: учебное пособие. – Н. Новгород: Изд-во Нижегородского госуниверситета им. Н.И. Лобачевского, 2007. – 67 с.
- [2]. Зи С.М. Физика полупроводниковых приборов. – М.: Сов. Радио, 1984. – 567 с.
- [3]. ЭФФЕКТ ХОЛЛА: Практикум. Авторы: Павельев В.Г., Оболенский С.В., Волкова Е.В., Савинов Д.А., Тарасова Е.А., Чуринов А.Ю. – Нижний Новгород: Нижегородский госуниверситет, 2015. – 14 с.
- [4]. Орешкин П.Т. Физика полупроводников и диэлектриков. – М.: Высшая школа, 1977. – 448 с.
- [5]. Кучис Е.В. Методы исследования эффекта Холла. – М.: Сов. Радио, 1974. – 328 с.
- [6]. Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г. Физика полупроводников. М.: Наука, 1977. – 672 с.
- [7]. Kasl, C. Hoch, Michael. "Effects of sample thickness on the van der Pauw technique for resistivity measurements". Review of Scientific Instruments. (2005). 76.

Atom kuch mikroskopi: yarim o'tkazgichlar sohasida sirt morfologiyasini o'rganish uchun ilg'or qurilma

N. Yunusaliyev, F. Abdulxayev, G. Tojiboyev

Z. M. Bobur nomidagi Andijon davlat universiteti, O'zbekiston, 170100, Andijan sh, Universitet ko'chasi 129 uy

Annotatsiya. Atom kuch mikroskopi (AKM) bugungi kunda nanoo'lchamdagi sirt tahlili uchun eng ilg'or va ishonchli texnologiyalardan biri hisoblanadi. Ushbu maqolada AKMning ishlash prinsipi, struktura elementlari, tasvirlash rejimlari, shuningdek, uning materialshunoslikdagi amaliy qo'llanilishlari chuqur yoritib berilgan. AKM yordamida sirt morfologiyasi va sir dag'allik darajalari sub-angstrom aniqlikda aniqlanadi, bu esa zamonaviy nano- va mikrostrukturaviy materiallarning xususiyatlarini o'rganishda muhim ahamiyat kasb etadi. Ayniqsa, sirt topografiyasining mexanik, kimyoviy va funksional xossalarga ta'siri mavjud bo'lgan holatlarda AKM eng sezgir usullardan biri hisoblanadi.

Kalit so'zlar: Atom kuch mikroskopi (AKM), sirt morfologiyasi, sirt dag'alligi (Ra), o'rtacha kvadratik dag'allik (Rq), nanoo'lcham, kuchli spektroskopiya, materialshunoslik, yarim o'tkazgichlar, sirt topografiyasi.

Аннотация. Атомно-силовой микроскоп (АСМ) на сегодняшний день считается одним из самых передовых и надежных инструментов для анализа поверхности в наноразмерном масштабе. В данной статье подробно рассмотрены принцип работы АСМ, его конструктивные элементы, режимы сканирования, а также практическое применение в области материаловедения. С помощью АСМ морфология поверхности и уровни шероховатости определяются с субангстремной точностью, что имеет важное значение при изучении поведения современных нано- и микроструктурных материалов. Особенно в случаях, когда топография поверхности влияет на механические, химические и функциональные свойства, АСМ является одним из самых чувствительных методов.

Ключевые слова: Атомно-силовая микроскопия (АСМ), морфология поверхности, шероховатость поверхности (Ra), среднеквадратичное отклонение шероховатости (Rq), наноразмерный масштаб, силовая спектроскопия, материаловедение, полупроводники, топография поверхности.

I. KIRISH.

So'nggi yillarda materialshunoslik, nanoelektronika, biologiya va polimerlar fizikasi kabi sohalarda nanoo'lchamdagi tuzilmalarni chuqur o'rganishga bo'lgan ehtiyoj keskin ortdi. Bu ehtiyoj o'z navbatida, yuqori fazoviy aniqlikda ishlovchi sirt tahlil usullarining rivojlanishiga olib keldi. Shu texnologiyalar ichida Atom kuch mikroskopi (AKM) eng dolzarb va ko'p qirrali metodlardan biri sifatida ajralib turadi. AKM, ya'ni Scanning Probe Microscopy (SPM) texnologiyasining asosiy turlaridan biri bo'lib, sirt morfologiyasini sub-nanometr aniqlikda tahlil qilish imkonini beradi [1].

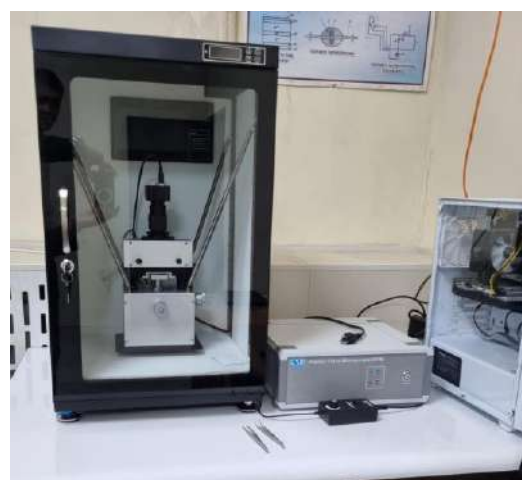
AKM o'zining ishlash prinsipi bo'yicha sirt va zond uchi orasidagi atomar kuchlarni o'lchashga asoslangan bo'lib, teskari aloqa tizimi yordamida sirtning yuqori aniqlikdagi topografiyasini tiklashga xizmat qiladi. Aynan shu xususiyati tufayli u klassik optik mikroskopiya yoki kontaktsiz profilometriya usullaridan ustun bo'lib, qattiq jismlar, biologik to'qimalar, polimerlar, yupqa qatlamlar va kompozit materiallarni tahlil qilishda keng qo'llaniladi [2].

Mazkur maqolada AKM texnologiyasining ishlash prinsipi, asosiy komponentlari, tasvirlash rejimlari, sirt dag'alligini baholash metrikalari (Ra, Rq) va kuchli spektroskopiya imkoniyatlari batafsil yoritiladi. Shuningdek, o'lchov aniqligiga ta'sir etuvchi skanlash parametrlari, metrologik standartlar va qo'llanilayotgan filtratsiya texnikalarining samaradorligi muhokama qilinadi [3]. AKMning materialshunoslikdagi hozirgi o'rni va istiqbollari asosida, uning nanoo'lchamdagi

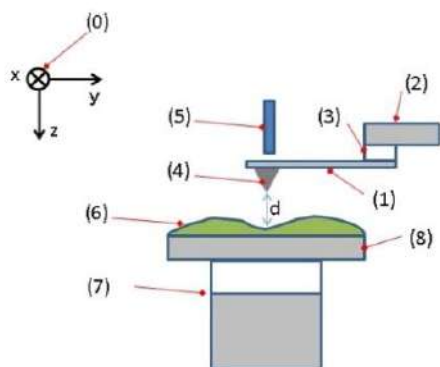
murakkab interfeys tizimlarini o'rganishda beqiyos vosita ekani namoyon qilinadi.

II. MATERIAL VA USULLAR

Atom kuch mikroskopi (AKM), ba'zida skanerlovchi kuch mikroskopi (SFM) deb ham ataladi, bu skanlovchi zond mikroskopiya (SPM) ning ilg'or shakli bo'lib, o'ta yuqori — sub-nanometr darajadagi aniqlikka ega. Bu esa optik mikroskopiyaning difraksiyaviy cheklovidan ming baravardan ortiq aniqlikda tasvir olish imkonini beradi.



1-rasm. Atom kuch mikroskopi tasviri



2-rasm. Atom kuch mikroskopining sxematik konfiguratsiyasi.

Kantilever (1) — bu egiluvchan, prujinasimon element bo'lib, tayanch struktura (2) orqali mahkamlangan. AKM (atom kuch mikroskopi) ning ko'plab konfiguratsiyalarida piezoelektrik element (3), odatda keramik materialdan iborat bo'lib, kantileverda tebranishlarni uyg'otadi. O'tkir uchi (4) bo'lgan zond kantileverning erkin uchiga joylashtiriladi va to'g'ridan-to'g'ri namuna sirtiga (6) ta'sir ko'rsatadi. Yuqori sezuvchanlikka ega detektor (5) kantileverning egilishi va harakatini doimiy ravishda qayd etadi; bu harakatlar namunadan ta'sir etuvchi kuchlarga bog'liq. Namuna (6) esa namuna stoli (8) ustida mahkam o'rnatilgan. Tizimda joylashtirilgan xyz-harakatlanituvchi mexanizmi (7) yordamida namuna va uning stoli zondga (4) nisbatan uchta fazoda (x , y va z yo'nalishlarda) juda aniq siljirilishi ta'minlanadi. Ko'pgina AKM qurilmalarida bu harakatlanuvchi mexanizm namunaga birlashtiriladi, ammo ayrim konfiguratsiyalarda uni zondga yoki har ikkala komponentga alohida birlashtirish mumkin. Bu esa nisbiy harakatni to'liq boshqarishga imkon beradi.

AKM ish prinsipining asosi — zond uchi bilan namuna o'rtasidagi atom miqyosidagi o'zaro ta'sirlarni kantilever harakatidagi o'zgarishlarga aylantirishdan iborat. Ushbu o'zgarishlar turli yo'llar bilan o'lchanadi: kantileverning bevosita egilish qiymatlari, tashqi tebranish amplitudasidagi farqlar yoki rezonans chastotadagi siljishlar orqali. Ana shu o'lchovlar turli AKM tasvirlash rejimlarining asosini tashkil qiladi va material sirtini yuqori aniqlikda tahlil qilish imkonini beradi.

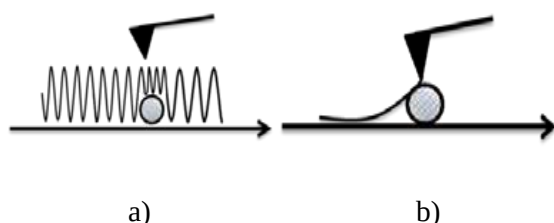
Atom kuch mikroskopi (AKM) dagi detektor (5) kantileverning egilish darajasini (ya'ni, muvozanat holatiga nisbatan siljishini) o'lchaydi va uni elektr signaliga aylantiradi. Ushbu signal intensivligi kantileverning egilishi (siljishi) bilan proporsional bo'lib, kuchlanish miqdori orqali sirt va zond o'rtasidagi o'zaro ta'sir kuchlarini aniqlash imkonini beradi.

AKM yordamida namunani tasvirlash jarayonida zond uchi namunaga to'g'ridan-to'g'ri

tegadi va namuna x - y koordinatalar bo'yicha rasterli tarzda skan qilinadi. Skanlash davomida zond bilan namuna orasidagi kuch doimiy bo'lib qolishini ta'minlash uchun, odatda, elektron teskari aloqa (feedback) tizimi qo'llaniladi. Ushbu tizim kantilever egilishini kiruvchi signal sifatida qabul qiladi va z o'qi bo'yicha zond tayanchi (2-rasmda 2 bilan) hamda namuna tayanchi (2-rasmda 8 bilan) orasidagi masofani avtomatik tarzda sozlaydi. Namuna x - y yo'nalishlarida siljigan sari, sirt balandligidagi o'zgarishlar kantilever egilishida ham o'z aksini topadi. Teskari aloqa tizimi esa bu o'zgarishlarni kompensatsiya qiladi va zond balandligini shunday tartiblaydiki, kuchning belgilangan qiymati (setpoint) doimiy bo'lib qoladi. Agar teskari aloqa tizimi to'g'ri sozlangan bo'lsa, kantilever egilishi deyarli o'zgarmaydi va chiquvchi signal namuna sirtining real topografiyasini katta aniqlik bilan ifodalaydi. Tarixan, alternativ usul — "doimiy balandlik rejimi" (constant-height mode) ham qo'llanilgan. Bu rejimda zond va namuna o'rtasidagi masofa doimiy saqlanadi, ya'ni hech qanday teskari aloqa mavjud emas. Bunda kantilever egilishi faqat x - y o'zgarishlarga bog'liq bo'ladi va shu asosda sirt topografiyasi aniqlanadi. Ammo bu usul hozirda kam qo'llaniladi, chunki kuch nazorati yo'qligi sababli zond yoki namuna zarar ko'rishi mumkin. Zamonaviy AKM ish rejimlarida, hatto doimiy kuch rejimida ham, odatda, kantilever egilishi va chiqish signallari birgalikda yozib olinadi. Bu esa teskari aloqa mexanizmi tomonidan e'tibordan chetda qolgan sirt xususiyatlarini aniqlashda yordam beradi. Skanlash jarayonida AKM tomonidan olingan barcha signal — masalan, sirt balandligi yoki kantilever egilishi — raqamli shaklda kompyuter orqali yozib olinadi va qayta ishlanadi [4]. Natijaviy tasvirlar soxta rangli (pseudocolor) tasvirlar ko'rinishida ekran orqali aks ettiriladi, bunda har bir piksel x - y tekislikdagi nuqtani ifodalaydi, rang intensivligi esa yozib olingan fizik signalga mos keladi.

AKM turli ilmiy sohalarda keng qo'llanilmoqda, jumladan: qattiq jism fizikasi, yarim o'tkazgichlar tadqiqoti, molekulyar muhandislik, polimerlar fizikasi, sirt kimyosi, molekulyar biologiya, hujayra biologiyasi va tibbiyot. Qattiq jism fizikasida AKM individual atomlarni aniqlash, atomlararo o'zaro ta'sirlarni tahlil qilish, shuningdek, atomlarning joylashuvi o'zgarishlari material xossalari qanday ta'sir qilishini o'rganish imkonini beradi. Bu sohada AKM hatto atom darajasidagi manipulyatsiyalar orqali material holatini o'zgartirishga xizmat qiladi. Molekulyar biologiyada esa AKM oqsil komplekslari va ularning tuzilma-mexanik holatini tahlil qilishda muhim vosita sifatida qo'llaniladi.

Masalan, mikronaychalar (mikrotubulalar) ni tasvirlash va ularning qattiqligini o'lchash imkonini beradi. Hujayra biologiyasi sohasida AKM saraton hujayralarini sog'lom hujayralardan farqlashda ishlatiladi — bu farq hujayralarning mexanik xossalarni baholash orqali amalga oshiriladi. Bundan tashqari, AKM raqobatli muhitlardagi hujayra-hujayra o'zaro ta'sirlarini tahlil qilish, membrana qattiqligi va shaklni nazorat qiluvchi mexanizmlarni o'rganishda ham qo'llaniladi. Bunda AKM zond orqali hujayralarni bosish (indenting) orqali noinvaziv va yuqori aniqlikdagi fizik baholarni amalga oshiradi.



3-rasm. Atom kuch mikroskopi ishlash rejimlari: a) Kontakt reimi; b) Tez-tez aloqa rejimi.

AKM ishlash rejimlari zond uchining namunaga nisbatan harakatiga asoslanib, uchta asosiy tasvirlash rejimiga bo'linadi: Kontakt rejimi (Contact Mode) va Tez-tez aloqa rejimi (Tapping Mode).

Kontakt rejimi (statik rejim deb ham ataladi)da zond uchi doimiy ravishda namunaga tegib turadi. Bu usul yuqori aniqlikdagi topografik ma'lumotlarni olish imkonini beradi, chunki sirt va zond o'rtasidagi o'zaro ta'sirlar kuchli bo'ladi. Aynan shu sababli, ushbu rejim qattiq yuzalarning tuzilishini o'rganish uchun juda qulay. Biroq, yumshoq materiallarga nisbatan qo'llanganda zond uchining yeyilishi yoki namuna deformatsiyalanishi mumkin [5].

Tez-tez aloqa rejimi (Tapping Mode), shuningdek, intermittent contact, AC mode, vibratsion rejim yoki amplituda modulyatsiyalangan AKM (Amplitude Modulation AFM) deb ham yuritiladi [6]. Bu rejimda kantilever belgilangan chastotada tebranadi va zond uchi sirt bilan faqat qisqa muddatli va takroriy aloqa qiladi. Bunday rejim yon kuchlarning kamaytirilishiga olib keladi, bu esa zond va namunani zarar ko'rishidan himoya qiladi. Shu tufayli u yumshoq yoki nozik materiallar uchun juda mos keladi [7]. Garchi bu rejimlar tajribaviy jihatdan aniq farqlansa-da, amplituda modulyatsiyasi asosidagi AKM turlarida zond-sirt o'zaro ta'sir kuchlari parametrlar asosida o'zgartirilishi mumkin. Bu esa zaruratga qarab kontaktli yoki kontaktga yaqin usullarni tanlash imkonini beradi. AKMda topografik tasvir olish zond uchining namuna sirtida harakatlanishi va har bir x-y koordinata nuqtasida ma'lum bir

o'lchanayotgan fizik parametr — masalan, nazorat signali intensivligi — ni doimiy yozib borish orqali amalga oshiriladi. Ushbu o'lchovlar asosida hosil bo'lgan ma'lumotlar rangli tasvirga aylantiriladi, bunda rang o'zgarishlari o'lchangan qiymatlardagi farqlarni ifodalaydi. Odatda tasvir yonida rang shkalasi beriladi, bu ranglar va intensivlik qiymatlari o'rtasidagi moslikni ko'rsatadi. AKMda tasvir hosil qilish rejimlari z-yo'nalishdagi teskari aloqa (feedback) tizimi mavjudligiga qarab tasniflanadi. Bu tizim zond va namuna orasidagi masofani doimiy ushlab turish uchun ishlatiladi va sistemadagi o'lchov signal intensivligiga asoslanadi. Agar z- teskari aloqa ishlatilsa, tasvirlash usuli "doimiy XX rejimi" (constant XX mode) deb yuritiladi; bu yerda "XX" — skanerlash vaqtida doimiy saqlanadigan parametрни anglatadi. AKMda topografik tasvirlash odatda aynan shu "doimiy XX rejimi" asosida bajariladi. Bunda z-teskari aloqa tizimi kantileverning harakatiga oid parametr — masalan, chastota, tebranish amplitudasi yoki faza siljishi — ning qiymatini doimiy saqlab turish uchun nazorat signalini modulyatsiyalab zond va namunani ajratib turuvchi masofani uzluksiz sozlaydi. Bu tartib Z-piezoelektrik elementga kuchlanish berish orqali amalga oshiriladi, ya'ni namuna Z o'qi bo'yicha yuqoriga-pastga harakatlantiriladi, bu esa sirtning aniqlik bilan kuzatilishini va yuqori aniqlikdagi tasvir hosil bo'lishini ta'minlaydi.

AKM faqatgina sirt tasvirini olish bilan cheklanmay, balki kuchli spektroskopiya (force spectroscopy) sohasida ham samarali qo'llaniladi. Bu metod yordamida zond uchi bilan namuna orasidagi o'zaro ta'sir kuchlari masofaga bog'liq holda to'g'ridan-to'g'ri o'lchanadi. Hosil bo'ladigan kuch-masofa egri chizig'i orqali nanoo'lchamdagi kontaktlar, atomlararo bog'lanishlar, Van der Waals va Kasimir kuchlari, suyuqlikdagi eritish kuchlari, hamda yakka molekulalarning cho'zilishi va uzilishi kabi hodisalar haqida muhim ma'lumotlar olinadi. Bunday o'lchovlar, ayniqsa, suvli muhitda polimerlarning sirtga adsorbsiyasi jarayonlarini chuqur o'rganishda keng qo'llanilgan. Zamonaviy AKM tizimlari pikonyuton darajasidagi kuchlarni aniqlashga qodir bo'lib, vertikal yo'nalishdagi aniqlik 0,1 nanometrda yuqori bo'ladi.

Kuchli spektroskopiya statik yoki dinamik rejimda bajarilishi mumkin. Statik rejimda o'lchovlar kantileverning egilishi asosida olib borilsa, dinamik rejim kantilever tebranishidagi o'zgarishlar orqali qo'shimcha ma'lumot beradi. Biroq bu usulda zond va namuna orasidagi masofani aniq belgilash qiyin, shuningdek, past qattiqlikdagi kantileverlar sirtga tortilib ketish xavfiga ega. Ushbu muammolarni kamaytirish uchun ba'zi AKM

tizimlari zond-sirt masofasini bevosita o'ldaydigan mexanizmlar bilan jihozlangan. Suyuqlikda olib boriladigan o'ldhovlar yoki qattiqroq kantileverlardan foydalanish orqali tortilish holati kamaytiriladi, lekin bu holatda sezuvchanligi yuqori bo'lgan egilish sensorlari talab qilinadi. Bundan tashqari, zondga kichik tebranish signali berish orqali molekulalararo bog'larning qattiqligi ham baholanishi mumkin. Ushbu imkoniyatlar AKM kuchli spektroskopiyasini nanoo'ldhamdagi mexanik va sirt o'ldaro ta'sirlarini o'rganish uchun muhim texnologik vositaga aylantiradi.

Atom kuch mikroskopiyasi (AKM) uzoq yillardan buyon sirt dag'allik darajasini yuqori aniqlikda aniqlash va mikro- hamda nanoo'ldhamdagi polimer tuzilmalaridagi buzilish mexanizmlarini o'rganish uchun kuchli texnika sifatida tan olingan. Sirt tuzilmasini sub-angstrom darajasida farqlay olish qobiliyati zamonaviy murakkab material tizimlarining xatti-harakatini chuqur tushinishda tobora muhim ahamiyat kasb etmoqda, ayniqsa sirt morfologiyasi mexanik, kimyoviy yoki funksional xossalarga bevosita ta'sir ko'rsatadigan holatlarda. Murakkab materiallarga oid ilg'or qo'llanmalarda funksional interfeyslarni taqlid qilish yoki interfeysaro o'ldaro ta'sirlarni kuchaytirish uchun sintetik va gibrid materiallar asosida turli g'ovakli arxitekturaviy tuzilmalar yaratilmoqda. Endilikda ma'lumki, sirt namlanishi, dag'alligi va topografiyasi kabi xossalari sirtning tashqi muhit bilan o'ldaro ta'sirini belgilashda muhim rol o'ynaydi — bu xossalari qoplamalar sifati, yupqa qatlamlarning yopishqoqligi yoki kompozit materiallar integratsiyasi kabi sohalarida hal qiluvchi ahamiyatga ega. AKM an'anaviy profilometriya usullari bilan solishtirganda ancha yuqori lateral va vertikal aniqlikka ega bo'lib, sirt dag'alliklarini nanoo'ldhamda tahlil qilishda juda sezgir asbob sifatida ajralib turadi. Biroq, bunday o'ldhovlarning aniqligi namunadagi balandlik farqlariga sezgir bo'lgan skan parametrlariga bog'liq bo'lishi mumkin. Natijada, o'ldhamlari yuzlab mikrometrga yetadigan yirik g'ovakli (makrog'ovakli) tuzilmalar uchun AKM har doim ham optimal yechim bo'la olmaydi, chunki ularning topografik o'ldgarishlari mavjud AKM tizimlarining ideal skanlash diapazonidan tashqariga chiqadi.

Atom kuch mikroskopiyasi (AKM) orqali olinadigan balandlik ma'lumotlari asosida sirt dag'aligini o'ldhash, nanoo'ldhamdagi sirt morfologiyasi va interfeys holati haqida chuqur tasavvur hosil qilish imkonini beradi. Sirt metrologiyasida bu maqsad uchun keng ko'lamdagi dag'allik parametrlari ishlab chiqilgan bo'lib, ularning aksariyati vertikal og'ishlarning statistik tahliliga asoslangan. Bu og'ishlar — odatda sirt cho'qqilari deb yuritiladi — belgilangan o'ldtacha

chiziqqa nisbatan farq sifatida aniqlanadi. Shu turdagi parametrlar orasida ikki o'ldhamli (2D) sirt deskriptorlari — O'ldtacha dag'allik (R_a) va o'ldtacha kvadratik dag'allik (R_q) — mikro- va nanoo'ldhamdagi sirt profilini aniqlashda o'ldzining sodda va samarali bo'lishi tufayli keng qo'llaniladi. Bu metrikalar sirtning ideal tekislikka nisbatan qanchalik og'ishini baholaydi hamda sirt topografiyasining murakkabligini tavsiflashda muhim rol o'ynaydi [8].

Umuman olganda, har qanday sirtning dag'alligi — bu sirt balandligining belgilangan ma'lumotli profildan vertikal og'ishlari asosida aniqlanadi. Ayniqsa, R_a — ya'ni o'ldtacha dag'allik — eng keng qo'llaniladigan parametr bo'lib, u matematik jihatdan quyidagi ifoda orqali aniqlanadi:

$$R_a = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N |Z_j| \quad (1)$$

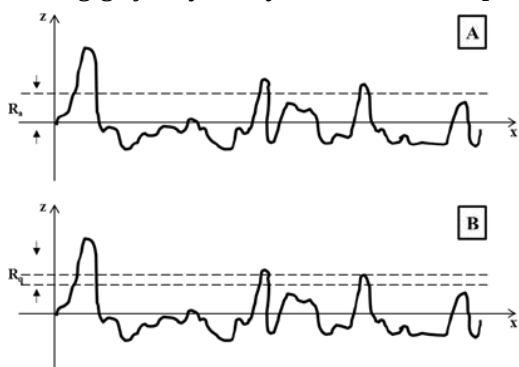
Bu yerda N — o'ldhovda ishtirok etayotgan umumiy nuqtalar soni, Z_j esa sirtning o'ldtacha balandligiga nisbatan har bir nuqtadagi vertikal og'ish (balandlik farqi) ni bildiradi. Bunga qarama-qarshi ravishda, o'ldtacha kvadratik dag'allik (R_q) sirtning o'ldtacha balandligidan bo'lgan vertikal og'ishlar kvadratlarining o'ldtachasining kvadrat ildizi sifatida aniqlanadi [9]. R_a bilan solishtirganda, R_q sirt profilidagi kichik noaniqliklarga sezilarli darajada yuqori sezuvchanlikka ega, bu esa ularning modda ichki bir jinsliliigi, o'ldhovdagi shovqin yoki asbobning aniqligi bilan bog'liq bo'lishi mumkin. Ushbu ortiqcha sezuvchanlik R_q ni o'ldtacha chiziqdan katta og'ishlar yoki chet qiymatlarga nisbatan reaktivroq qiladi va sirtning mayda topografik nomuvofiqliklarini aniqlashda samaraliroq bo'lishini ta'minlaydi. R_q ning matematik ifodasi quyidagicha beriladi:

$$R_q = \sqrt{\frac{\sum (Z_j)^2}{N}} \quad (2)$$

bu yerda N — o'ldhovda ishtirok etuvchi ma'lumot nuqtalari soni, Z_j esa j -tartibdagi nuqtaning o'ldtacha chiziqqa nisbatan vertikal og'ishini bildiradi. 1B va 4-rasmlarda sirt dag'alligini tavsiflovchi ikkita asosiy parametr — R_a va R_q grafik ko'rinishda tasvirlangan.

Ushbu parametrlarning keng qo'llanilishiga qaramay, ular AKM orqali olingan tasvirlarning piksellari aniqligi va skan maydoniga juda sezuvchan hisoblanadi. Bu esa hisoblangan dag'allik qiymatlarining aniqligiga sezilarli ta'sir ko'rsatishi mumkin. ASME va ISO metrologik standartlariga ko'ra, sirt dag'alligini baholashdan avval, tasvirning qiyaligi va egri chizig'ini (bow) tuzatish uchun implitist (bilvosita) filtratsiya usullari, masalan, tekislikka moslashtirish (plane fitting) kabi yondashuvlardan foydalanish qat'iyan tavsiya etiladi. Biroq, ushbu tuzatishlar noto'g'ri

qo'llanilsa, soxta artefaktlar (sun'iy buzilishlar) paydo bo'lishi yoki haqiqiy sirt xossalari buzilishi mumkin. Bu esa yakuniy natijalarning ishonchliligiga jiddiy salbiy ta'sir ko'rsatadi [9].



4-rasm. Atom kuch mikroskopining sirt qo'polligini aniqlash grafi: a) O'rtacha qo'pollik; b) O'rtacha kvadratik qo'pollik

III. XULOSA.

Ushbu ishda atom kuch mikroskopi (AKM) texnologiyasining yarim o'tkazgichlar sohasida sirt morfologiyasini aniqlashdagi imkoniyatlari keng tahlil qilindi. Tahlillar natijasida AKM texnologiyasi nanoo'lchamdagi sirt xususiyatlarini sub-nanometr darajada yuqori aniqlik bilan o'rganish imkoniyatini taqdim etishi ko'rsatildi. Sirt morfologiyasining (R_a , R_q kabi) parametrlarini aniqlash, kuchli spektroskopiya orqali interfeysdagi atomlararo kuchlarni tadqiq qilish imkoniyatlari, yarim o'tkazgich materiallarining sifatini baholash va texnologik jarayonlarni optimallashtirishda muhim ahamiyat kasb etishi ta'kidlandi. AKM ayni paytda nafaqat yarim o'tkazgichlar texnologiyasida, balki biologik to'qimalar, polimerlar, kompozit materiallar, tibbiy implantlar va hatto individual molekulalarni tahlil qilishda qo'llanilish imkoniyatlari muhokama qilindi. Bu esa AKMning nafaqat ilmiy tadqiqotlarda, balki real sanoat va texnologik amaliyotda ham dolzarbligini yana bir bor tasdiqladi [10].

Adabiyotlar

[1]. MDPI Minerals. Atomic Force Microscopy and Raman Microspectroscopy for Surface

Characterization. 2020. Available from: <https://www.mdpi.com/2075-163X/10/6/485>

[2]. PMC. Surface Roughness Analysis of Zirconia Implants Using AFM. 2021. Available from: <https://www.ncbi.nlm.nih.gov/pmc/articles/PMC8375956>

[3]. Thermal induced deflection in atomic force microscopy cantilevers: analysis & solution: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-6501/acf061>

[4]. ScienceDirect. Profilometry and Atomic Force Microscopy for Surface Characterization. 2023. Available from: <https://doi.org/10.1088/1361-6501/acf061>

[5]. Mixed-mode oscillations of an atomic force microscope in tapping mode: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S266652392300082X?via%3Dihub>

[6]. Tapping modes in the Atomic Force Microscope model with Lennard-Jones force and slow-fast base motion:

<https://doi.org/10.1016/j.chaos.2021.110696>

[7]. Characterization Of Membrane Distillation Membranes By Tapping Mode Atomic Force Microscopy

<http://dx.doi.org/10.1002/sca.21002>

[8]. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЛИЯНИЯ ПРОДОЛЖИТЕЛЬНОСТИ ТЕРМИЧЕСКОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ШЕРОХОВАТОСТЬ СТЕКЛА МЕТОДОМ АТОМНО-СИЛОВОЙ МИКРОСКОПИИ:

<https://ti.jvolsu.com/index.php/en/component/attachments/download/883>

[8]. Large-range high-speed dynamic-mode atomic force microscope imaging: adaptive tapping towards minimal force:

<https://doi.org/10.1016/j.chaos.2021.110696>

[9]. Influence of AFM Scanning Parameters on Surface Roughness Measurement:

<https://doi.org/10.3969/j.issn.1006-7167.2013.02.002>

[10]. 30 years of atomic force microscopy (AFM): <https://doi.org/10.14293/S2199-1006.1.SOR-PHYS.EMTSDM.v1>

Pnevмотransport ventilyator parametrlarining parrak ishchi yuzasi silliqiligi bog'liqligi haqida

X.Ismoilov

Z. M. Bobur nomidagi Andijon davlat universiteti, O'zbekiston, 170100, Andijan sh, Universitet ko'chasi 129 uy

Annotatsiya. Maqolada ventilyatorining parragi ishchi yuzasi silliqiligi darajasi 3 xil qilib tayyorlangan. 1-parrak ishchi yuzasiga ishlov berilmagan xolatda olingan, 2-parrak ishchi yuzasiga mukammal ishlov berish orqali yuza notekisliklari yuqori darajada silliqilgan va 3-parrak esa ishchi yuzasiga polimer material qoplama sifatida qoplangan. Bu parraklarning ventilyator parametrlariga ta'siri o'rganilgan.

Kalit so'zlar: Pnevмотransport, ko'ndalang kesim yuzasi, quvvur, paxta, ventilyator, aerodinamik kuch, siklon, paxta g'arami, quvurcha(patrubka), havo sarfi, parrak, termoreaktiv polimer.

Аннотация: В статье качество рабочей поверхности вентилятора готовят четырьмя способами. 1-й кусок был взят в необработанном состоянии, 2-й кусок идеально зашлифован неровностями поверхности путем доводки рабочей поверхности, 3-й кусок наложен на рабочую поверхность. поверхность в виде покрытия из полимерного материала. Исследовано влияние этих лопастей на параметры вентилятора.

Ключевые слова: Пневмотранспорт, площадь поперечного сечения, труба, вата, вентилятор, аэродинамическая сила, циклон, ватный барабан, труба, воздушный поток, тепло, терморезистивный полимер.

Abstract: In the article, the quality of the working surface of the fan is prepared in four ways. The 1st piece was taken in an untreated state, the 2nd piece was perfectly smoothed out the surface irregularities by perfecting the working surface, and the 3rd piece was applied to the working surface as a polymer material coating. The effect of these blades on the ventilator parameters has been studied.

Key words: Pneumotransport, cross-sectional area, pipe, cotton, fan, aerodynamic force, cyclone, cotton drum, pipe, air flow, heat, thermoreactive polymer.

I.Kirish.

Pnevмотransportning asosiy kamchiliklaridan biri uning energiya sarfi yuqori bo'lib, unda faqatgina ventilyator elektr energiya sarf qiladi. Boshqa elementlar, masalan, quvvur, tosh tutkichdagi tirgishlar, separatorning tashqaridan havo so'rishi, chig'anoqlar, siklon kabilarning aerodinamik qarshiligi sababli sarf bo'ladigan bosim, quvvat va elektr energiyasi ventilyator motori zimmasiga tushadi. Ya'ni, barcha aerodinamik tizimlar, shuningdek pnevmotransport ham energiya'ni ventilyator vositasida sarflaydi. Bu degani, pnevmotransport sarflaydigan quvvat va elektr energiyasi sarfi-bu ventilyator sarflaydigan quvvat va elektr energiyasi sarfi hisoblanadi[1,2]. Shuning uchun, pnevmotransport elektr energiyasi sarfini kamaytirish uchun ventilyator elektr energiyasi sarfini kamaytirish kerak bo'ladi.

Undan tashqari pnevmotransport ventilyatori ishchi qismlari parragi, parrak qanot qismi, qanotni joylashish gradusi, parrakni qobiqda qanday joylashishi, hamda, ventilyator parragi ishchi yuzasi silliqlik darajasi ham ventilyator sarflaydigan quvvat va elektr energiyasi sarfiga ta'sir ko'rsatadi[3,4].

II.Material va usullar.

Ventilyator elektor energiyasi sarfi uning quvvati sarfi ko'rinishida namoyon bo'ladi va uni quyidagi tenglama yordamida aniqlash mumkin:

$$N = I \cdot U = \frac{Q \cdot P}{\eta},$$

Shuningdek, quvvatning quyidagi tenglamasi ham mavjud:

$$N = M \cdot \omega,$$

Ventilyator parragining qarshilik momenti parrakning J_n inersiya moment va qarshilik kuchlarining J_q inersiya momentlari yig'indisiga teng:

$$M = J_n + J_q$$

Bu erda, qarshilik kuchlarining inersiya momenti quyidagi 3 ta qarshilik kuchlari inersiya momentlari yig'indisiga teng:

$$J_q = J_{nn} + J_m + J_{xq}$$

Bu yerda, J_{nn} – parrak osti podshipnigi qarshiligi momenti, $J_m = m_p \cdot f_p \cdot \frac{v_n^2}{2}$ – ventilyator motori valining qarshilik momenti va J_{xq} – havoning parrak aylanishiga qarshilik momenti.

Havoning parrak aylanishiga qarshilik momenti ko'rinishini quyidagicha yozish mumkin:

$$J_{xq} = k \cdot \rho \cdot v^2 \cdot n \cdot S_n$$

bu erda, k – havoning parrak aylanishiga qarshilik koefitsiyenti, n – kurak soni, S_n –

parrakning tezlik vektoriga tik tekislik bo'yicha yuzasi, m^2 .

Bu tenglamadagi k – koeffitsiyent, asosan parrak shakliga uning yuzasi bilan havo orasidagi ishqalanish koeffitsiyentiga bog'liq.

Bunga ko'ra, parrak ishchi yuzasi bilan havo o'rtasidagi ishqalanish koeffitsiyenti qanchalik yuqori bo'lsa, parrak qarshilik momenti, unga ko'ra esa ventilyator sarf qiladigan quvvat va elektor energiyasi sarfi shunchalik yuqori bo'ladi.

III. Natijalar va muhokama.

Amaliy tadqiqodlar yuqori bosimga ishlovchi markazdan qochma ventilyatorda amalga oshirildi. Bu ventilyator yuritkichi 4 kVt quvatli 3000 ayl/min tezlikda aylanuvchi parraklarga ega bo'lib, u uzunligi 26 mgacha bo'lgan quvurlar tizimiga ulangan.

1-parrakda olingan natijalarga ko'ra, ishchi yuzasi g'adir-budirligi $R_z 41,4$ bo'lgan parrakda(1-rasm), ya'ni, xozirda ishlatilayotgan ventilyatorning kirish quvurchasi yopilganda to'liq bosim 5250 Pa, ventilyatorning kirish quvurchasiga uzunligi 26 m bo'lgan quvurlar trassasiga ulangach 0,20 m masofadagi techikdan olingan olchov 3350 Pa statik bosim, 1880 Pa dinamik bosim va havo tezligi 56 m/s ni tashkil qiladi. Quvurning keyingi metrlarida havo bosimi va tezligi pasayib boradi va 25,60 m da statik bosim 1180 Pa, dinamik bosim 1620 Pa va havo tezligi 52 m/s ni tashkil etadi.

2-parrakda olingan natijalarga ko'ra, ya'ni, ishchi yuzasi g'adir-budirligi $R_z 1,9$ gacha silliqilgan parrakda(2-rasm), ventilyatorning kirish quvurchasi yopilganda to'liq bosim 5700 Pa, ventilyatorning kirish quvurchasiga uzunligi 26 m bo'lgan quvurlar trassasiga ulangach 0,20 m masofadagi teshikdan olingan olchov 3700 Pa statik bosim, 2150 Pa dinamik bosim va havo tezligi 60 m/s ni tashkil qildi. Quvurning kegingi metrlaridagi havo bosimi va tezligi pasayib boradi va 25,60 m da statik bosim 1510 Pa, dinamik bosim 1950 Pa va havo tezligi 57 m/s ni tashkil etdi.

3-parrakda olingan natijalarga ko'ra, ya'ni, ventilyator parragi termoreaktiv kompozit polimer material bilan qoplangan va profilometr yordamida parrak ishchi yuzasi g'adirdudirligi $R_z 3,4$ ekanligi baxolandi(3-rasm). Olingan o'lchovlarga ko'ra, ventilyatorning kirish quvurchasi yopilganda to'liq bosim 5500 Pa, kirish quvurchasi uzunligi 26 mgacha bo'lgan quvurlar trassasiga ulangach 0,20 m masofadagi teshikdan olingan olchov 3500 Pa statik bosim, 2010 Pa dinamik bosim va havo tezligi 58 m/s ni tashkil qildi. Quvurning keyingi metrlaridagi havo bosimi va tezligi pasayib boradi va 25,60 m da statik bosim 1300 Pa, dinamik bosim 1750 Pa va havo tezligi 54 m/s ni tashkil etadi. Demak, ventilyator parragi ishchi yuzasi

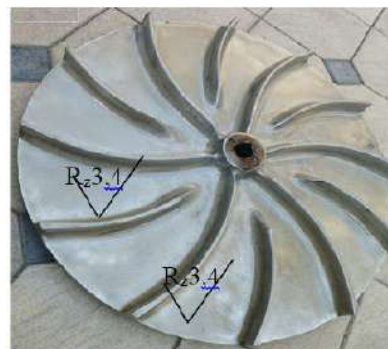
gadirdudirligi palimer bilan silliqilansa ham ventilyator ko'rsatkichlari sezilarli oshdi va quvurdagi havo tezligi 4% ga ortganini ko'rishimiz mumkin.



1-rasm. Xozirda ishlatilayotgan ventilyatorning ishchi parragi



2-rasm. P1000 jilvir qog'ozida ishchi yuzasi jilvirlangan parrak



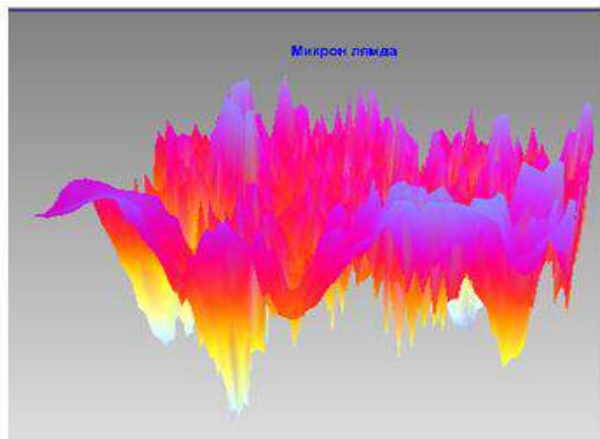
3-rasm. Termoreaktiv kompozit polimer material qoplangan parrak

Tadqiqot ishimizning yuza notekisliklariga bog'liqligini hisobga olgan holda, yuqorida tajribalarda ishlatilgan parraklarning yuza notekisliklari darajasi qanday ekanligini Andijon mashinasozlik institutidagi "Micron-beta" nomli profilometr yordamida aniqlandi. Avaliga 1-namuna sifatida, birinchi tajribada ishlatilgan ishchi yuzasi silliqilnagan parrak g'adirdudirlilik ko'rsatkichlari olindi (1-jadval) va bu ko'rsatkichlarga mos 3D ko'rinishdagi grafigi

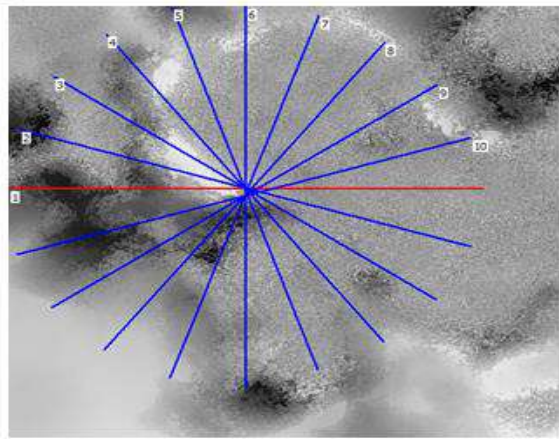
keltirildi(4-rasm). Bu jadvallarda olingan parrak g'adirdubirlik ko'rsatkichlarini taxlil qilmaymiz chunki, bularga mos 3D ko'rinishdagi grafiklar taxlil fazifasini bajaradi.

2-namuna sifatida, ikkinchi tajribada ishlatilgan ishchi yuzasi donadonlik ko'rsatkichi P1000 bo'lgan jilvir qog'azda siliqlangan parrak g'adirdubirlik ko'rsatkichlari olindi (2-jadval)va bu ko'rsatkichlarga mos 3D ko'rinishdagi grafigi keltirildi(5-rasm).

3-namuna sifatida, uchinchi tajribada ishlatilgan ishchi yuzasi termoreaktiv kompozit polimer material qoplangan parrak g'adirdubirlik ko'rsatkichlari olindi (3-jadval)va bu ko'rsatkichlarga mos 3D ko'rinishdagi grafigi keltirildi(6-rasm).



4-rasm. 1-namunaning yuza notekisliklarining 3 D ko'rinishi

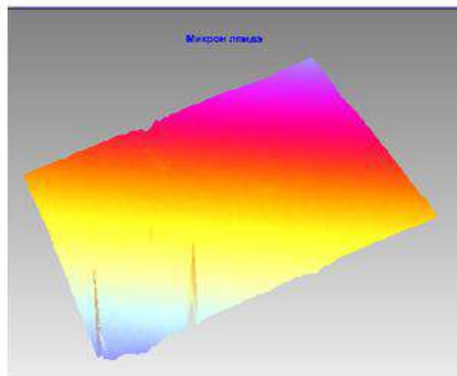


1-namunaning yuza notekisliklarini yo'nalishlar bo'yicha.

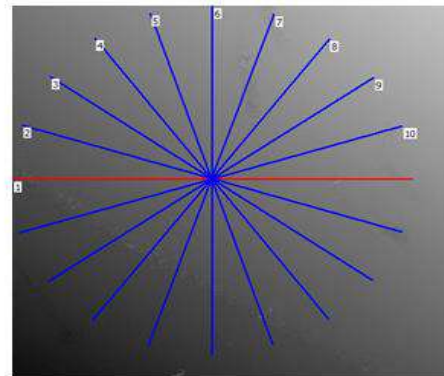
1-namunaning yuza notekisliklari ko'rsatkichlari.

1-jadval

Notekislik ko'rsatkichlari	R_z	R_a	H	R_{3z}	R_q	R_{ku}	R_p	R_v	R_t
1-chiziq boyicha	41.47	9.853	47.67	39.52	12.95	3.609	35.82	-21.22	-21.22
2-chiziq boyicha	45.35	10.46	49.20	40.19	13.95	3.893	28.11	-42.38	-42.38
3-chiziq boyicha	39.66	9.317	40.47	39.77	11.68	2.639	24.02	-28.65	-28.65
4-chiziq boyicha	38.59	6.919	32.98	32.52	9.550	4.292	23.26	-35.78	-35.78
5-chiziq boyicha	39.69	6.401	33.13	33.94	9.078	4.771	21.11	-37.62	-37.62
6-chiziq boyicha	41.36	7.960	37.36	36.98	11.18	5.409	21.92	-41.98	-41.98
7-chiziq boyicha	43.81	8.409	41.17	41.46	11.89	4.812	20.75	-40.71	-40.71
8-chiziq boyicha	42.78	9.646	47.95	39.02	12.89	3.285	29.02	-35.50	-35.50
9-chiziq boyicha	41.99	8.173	35.37	39.35	40.45	2.929	24.37	-28.57	-28.57
10-chiziq boyicha	39.21	8.411	39.19	36.73	11.07	3.164	31.98	-22.73	-22.73
O'rtacha qiymati	41.39	8.556	40.45	37.95	11.47	3.880	26.04	-33.51	59.56



5-rasm. 2-namunaning yuza notekisliklarining 3 D ko`rinishi

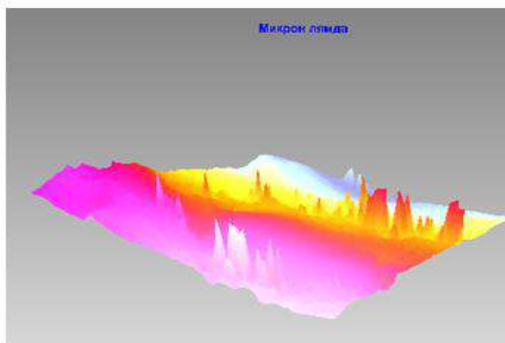


2-namunaning yuza notekisliklarini yo`nalishlar bo`yicha.

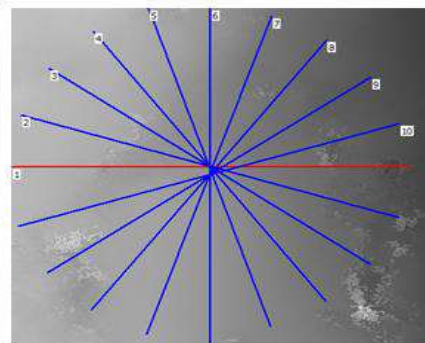
2-namunaning yuza notekisliklari ko`rsatkichlari.

2-jadval

Notekislik ko`rsatkichlari	R_z	R_a	H	R_{3z}	R_q	R_{ku}	R_p	R_v	R_t
1-chiziq boyicha	3.988	0.293	1.122	2.414	0.547	25.25	3.757	4.139	4.139
2-chiziq boyicha	1.229	0.429	1.528	1.108	0.634	10.04	0.814	-3.084	-3.084
3-chiziq boyicha	1.165	0.183	0.737	1.238	0.232	3.201	0.590	-0.721	-0.721
4-chiziq boyicha	1.174	0.197	0.885	1.243	0.252	3.363	0.577	-0.794	-0.794
5-chiziq boyicha	1.910	0.295	1.397	1.482	0.451	14.80	3.348	-1.798	-1.798
6-chiziq boyicha	1.673	0.349	1.328	1.434	0.425	3.840	2.251	-0.988	-0.988
7-chiziq boyicha	2.423	0.584	2.222	2.18	0.710	3.614	1.684	-2.256	-2.256
8-chiziq boyicha	2.985	0.320	1.252	1.985	0.505	32.47	4.867	-0.987	-0.987
9-chiziq boyicha	1.847	0.243	1.069	1.555	0.336	7.003	2.070	-1.154	-1.154
10-chiziq bo`yich	1.524	0.257	1.075	1.471	0.319	2.915	0.815	-1.085	-1.085
O`rtacha qiymati	1.992	0.315	1.262	1.611	0.441	10.65	2.077	-1.701	3.779



6-rasm. 3-namunaning yuza notekisliklarining 3 D ko`rinishi



3-namunaning yuza notekisliklarini yo`nalishlar bo`yicha.

3-namunaning yuza notekisliklari ko`rsatkichlari.

3-jadval

Notekislik ko`rsatkichlari	R_z	R_a	H	R_{3z}	R_q	R_{ku}	R_p	R_v	R_t
1-chiziq boyicha	7.318	0.745	3.076	7.754	1.121	11.16.	3.732	-7.389	-7.389
2-chiziq boyicha	3.265	0.613	2.259	2.722	0.955	22.44	7.214	-1.812	-1.812
3-chiziq boyicha	5.318	0.641	2.814	4.285	1.036	15.18	6.7836	-2.064	-2.064
4-chiziq boyicha	1.610	0.667	3.025	0.803	0.8725	3.360	1.589	-2.335	-2.335
5-chiziq boyicha	1.059	0.859	3.556	0.279	1.055	2.418	1.884	-2.389	-2.389
6-chiziq boyicha	1.506	0.782	3.515	1.1660	0.99	2.542	2.291	-2.028	-2.028
7-chiziq boyicha	1.114	0.565	1.943	0.770	0.648	1.853	1.283	-1.278	-1.278
8-chiziq boyicha	3.208	1.042	4.607	3.701	1.321	3.119	2.051	-3.869	-3.869
9-chiziq boyicha	5.299	1.325	5.312	5.779	1.651	3.137	2.659	-5.253	-5.253
10-chiziq bo`yich	4.484	0.968	3.832	5.163	1.199	2.673	3.926	-2.806	-2.806
O`rtacha qiymati	3.418	0.821	3.394	3.242	1.085	6.790	3.341	-3.122	6.464

IV.Xulosa.

Ventilyator parragini ishchi yuzasining g'adir-budirligini yetarlicha kamaytirmasdan o'rnatish, uning ish unumiga ancha vaqtgacha ta'sir qiladi. Keyinchalik esa ventilyator ish davrida uning parragi ishchi yuzasi mayda zarralar ta'sirida silliqilanadi va ventilyator ish unumi oshadi. Albatta, ishchi yuzani silliqilanishini kutish maqul yo'l emas.

Ventilyator parragini ishchi yuzasining g'adirdudirligini termoreaktiv kompozit polimer material qoplash orqali silliqilash biroz ventilyator ish unumini ortishiga olib kelsada, o'z vaqtida uning ish unumini eng yuqori bolishini ta'minlamaydi.

Ventilyator parragini ishchi yuzasining g'adirdudirligini donadonligi P100, so'ng P1000 da jilvirlab ishchi yuzani silliqilgini yuqori darajaga keltirish ventilyator ish unumini eng yuqori bo'lishini ta'minlaydi. Shunga ko'ra, shlab chiqarishga vintelyator parraglarini yuqori bosimda quyish va uning ishchi yuzasini yuqori darajada silliqilashni ta'vsiya qilinadi.

Adabiyotlar

- [1] Мурадов Р., Саримсаков О., Хусанов С. Внутризаводская пневмотранспортировка хлопка-сырца: состояние, проблемы и перспективы. Журнал «Механика муаммолари», 2014, №2
- [2] «Ўзпахтасаноат» АБ, «Пахтани дастлабки қайта ишлаш» (Первичная обработка хлопка), Т., «Мехнат», 2002г.
- [3] Саримсаков О. Пахтани пневмотранспортга узатиш ва ҳаво ёрдамида ташиш жараёнини такомиллаштириш. Монография. «Наврўз» нашриёти, Наманган, 2019 й.
- [4] М.У. Тохирова, О.Ш. Саримсақов Х. Ismoilov Pnevмотransport quvuri kirish qismi aerodinamik qarshiligini kamaytirish FerPI Ilmiy-texnika jurnali 2022 y. Tom 26 №3. 94-99 b.

Mualliflar haqida ma'lumot

1. **Xamrali Ismoilov** – t.f.f.d.,(PhD), Andijon davlat universiteti, Amaliy matematika va mexanika kafedrasi, katta o'qituvchisi. E-mail: ismoilovhamrali@mail.ru Tel.: +99895-487-77-84;

Bounded differential games with greenwall-type controls

A.X.Akbarov

Andijan State University named after Z. M. Babur, 129, University Street, Andijan, Uzbekistan, 170100

Annotatsiya. Ushbu maqolada boshqaruvlarning kattaligi Gronuoll tipidagi chegaralanishlarda keltiriladigan sodda harakatli quvish va qochish masalalari o'rganiladi. Quvish masalasini yechish uchun parallel yaqinlashish strategiyasi (qisqacha, Π -strategiya) taklif etiladi va uning yordamida tutishni kafolatlovchi yetarli shartlar aniqlanadi. Bunda qochuvchining yetishish sohasi va uning muhim hossalari keltiriladi. Qochish masalasini yechish uchun esa qochish shartlari aniqlanadi.

Kalit so'zlar: Differensial o'yin; quvish; qochish; Gronuoll tengsizligi; quvlovchi; qochuvchi; strategiya; yetishish sohasi.

Аннотация. В настоящей статье рассматриваются задачи преследования и убегания при простых движениях игроков, когда на величины управления игроков налагаются ограничения приводящие к некоторым видам гиперболических функций. Для решения задачи преследования предлагается стратегия параллельного сближения игроков (короче, Π -стратегия) и при помощи ее находится условия завершения игры. Здесь определяется область достижимости убегающего и приводятся важные его свойства. Для решения задачи убегания найдены условия завершения игры в пользу убегающего.

Ключевые слова: Дифференциальная игра; Преследование; Уклонение; Неравенство Гренвалля; Преследователь; Убегающий; Стратегия; Область достижимости.

Abstract. In the present paper, the simple motion pursuit-evasion problems with constraints given in the form of Gronuoll type on the rates of controls are studied. For solving the pursuit problem, the strategy of parallel approach (for brevity, Π -strategy) is suggested and sufficient conditions guaranteeing the pursuit are determined. Here, an attainability domain of evader and its important properties are presented. For solving the evasion problem, escape conditions are found.

Keywords: Differential game; Pursuit; Evasion; Grönwall's inequality; Pursuer; Evader; Strategy; Attainability domain.

I. Introduction.

In the Theory of Differential Games, on the basis of the fundamental attitudes evolved by L.S.Pontryagin [1] and N.N.Krasovskii [2], the differential game is viewed as an optimal control problem from the standpoint of either a pursuer or an evader. The book "Differential games" [3] by American mathematician R.Isaacs consist of particular game examples in which were studied thoroughly and dedicated for new research. L.A.Petrosyan investigated comprehensively some of the game problems which were provided in [3], and he specified his results in [4]. L.A.Petrosyan introduced the term of parallel convergence strategy (in short, Π -strategy) and used it in order to solve the quality problems of differential game. Later on, the Π -strategy brought about the development of the way of pursuit in differential games of several pursuers (see e.g. Pshenichnyi [5], Azamov [6], Azamov and Samatov [7], Blagodatskikh and Petrov [8], Chikrii [9], Grigorenko [10], Petrosyan and Rikhsiev [11], Petrosyan and Mazalov [12], Samatov [13]-[16]).

In the problems of differential games, on control functions, geometric, integral or mixed constraints are mainly imposed (Dar'in and Kurzanskii [17], Kornev and Lukoyanov [18], Satimov [19], Ibragimov [20, 21]). In the works [13]-[16], the concept of linear constraint, which represents both geometric and integral constraints, was first presented and similar options of the Π -strategy were recommended in order for solving the

pursuit problem. However, constraints in the form of integral type inequalities, which are imposed on controls, have been bringing about a considerable signification in numerous practical problems, including economical, ecological and technical problems (Aubin and Cellina [22], Pang and Stewart [23]). In the work [24], for the first time, the constraint of Grönwall type (shortly, Gr -constraint) on controls was introduced, and in a certain sense, this kind of constraint describes generalization of geometric constraint. The notion of Gr -constraint is arisen by the usage of Grönwall's integral inequality on control functions (Grönwall [25]).

In this paper, we study the pursuit-evasion problems in a simple motion differential game under H -constraints on the controls players. So as to solve the pursuit problem, we suggest the Π -strategy, which provides parallel approaching a pursuer to an evader, and we get sufficient conditions guaranteeing completion of pursuit. We construct an attainability domain for the completeness of solution of the pursuit problem. For solving the evasion problem, we offer a specific strategy to an evader and find sufficient conditions guaranteeing evasion. Furthermore, in the evasion game, we present a variation function of distance between the players.

II. Main part.

Let in space R^n , the controlled player P (the Pursuer), follows another controlled player E

(the Evader). Suppose x and y are the positions of the Pursuer and the Evader respectively. We consider the differential game when motions of the players are represented by the differential equations with initial values

$$\dot{x} = u, \quad x(0) = x_0, \quad (1)$$

$$\dot{y} = v, \quad y(0) = y_0, \quad (2)$$

correspondingly, where $x, y, x_0, y_0, u, v \in \mathbb{R}^n$, $n \geq 2$; x_0 and y_0 are the initial positions of the players at the moment $t = 0$, and assume $x_0 \neq y_0$.

In the equation (1), u is the velocity vector of the Pursuer and its temporal variation must be a measurable function $u(\cdot): [0, +\infty) \rightarrow \mathbb{R}^n$. On this vector function, we put the constraint of type (in short, H -constraint)

$$|u(t)| \leq pe^{-kt} + k \int_0^t |u(s)| ds \quad \text{for almost every } t \geq 0, \quad (3)$$

where p, k are the parametric positive numbers. Denote by U_H the set of all the measurable functions $u(\cdot)$ that satisfy the constraint (3).

Similar, in the equation (2), v is the velocity vector of the Evader and its temporal variation must be a measurable function $v(\cdot): [0, +\infty) \rightarrow \mathbb{R}^n$. On this vector function, we put the H -constraint

$$|v(t)| \leq qe^{-kt} + k \int_0^t |v(s)| ds \quad \text{for almost every } t \geq 0, \quad (4)$$

where q is the parametric positive number. Denote by V_H the set of all the measurable functions $v(\cdot)$ that satisfy the constraint (4).

Note that some special cases of the constraints (3), (4) describe another type constraints and they were looked into in the works of other several mathematicians. For instance, let's consider the case $k = 0$. Then we get geometric constraints and the differential games under those constraints on controls were investigated in the works [1]-[11], [14], [17]-[19].

Definition 2.1. Function $u(\cdot) = (u_1(\cdot), u_2(\cdot), \dots, u_n(\cdot))$ ($v(\cdot) = (v_1(\cdot), v_2(\cdot), \dots, v_n(\cdot))$) that fulfills the constraint (3) (the constraint (4)) is termed a control function of the Pursuer (of the Evader).

On account of the equations (1), (2), the pairs $(x_0, u(\cdot))$, $u(\cdot) \in U_H$ and $(y_0, v(\cdot))$, $v(\cdot) \in V_H$ originate the trajectories

$$x(t) = x_0 + \int_0^t u(s) ds, \quad y(t) = y_0 + \int_0^t v(s) ds$$

of the Pursuer and Evader correspondingly.

Definition 2.2. A function $\mathbf{u}: \mathbb{R}_+ \times \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}^n$ is termed a strategy of the Pursuer if $\mathbf{u}(t, v)$ is a Lebesgue measurable function in respect to t for every fixed v and it is a Borel measurable function in respect to v for every fixed t .

Definition 2.3. In the pursuit game, it is said that a strategy $\mathbf{u} = \mathbf{u}(t, v)$ guarantees completion of pursuit at time moment $T(\mathbf{u})$ if, for any control function $v(\cdot) \in V_H$, the equality $x(\tau) = y(\tau)$ is satisfied at some time $\tau \in [0, T(\mathbf{u})]$, where $x(t)$, $y(t)$ are the solutions of the initial value problems

$$\dot{x} = \mathbf{u}(t, v(t)), \quad x(0) = x_0, \quad (5)$$

$$\dot{y} = v(t), \quad y(0) = y_0, \quad (6)$$

where $t \geq 0$ and we term the number $T(\mathbf{u})$ a guaranteed completion time of pursuit.

Definition 2.4. A function $\mathbf{v}: \mathbb{R}_+ \rightarrow \mathbb{R}^n$ is called a strategy of the Evader if $\mathbf{v}(t)$ is a Lebesgue measurable function with regard to t .

Definition 2.5. In the evasion game, it is said that a strategy $\mathbf{v}(t)$ guarantees escape in the time interval $[0, +\infty)$ if, for any control function $u(t) \in U_H$, the relation $x(t) \neq y(t)$ holds for all $t \geq 0$, where $x(t)$, $y(t)$ are the solutions of the initial value problems

$$\dot{x} = u(t), \quad x(0) = x_0, \quad (7)$$

$$\dot{y} = \mathbf{v}(t), \quad y(0) = y_0. \quad (8)$$

The following statement is used for the constraints (3), (4).

Lemma 2.1. (Grönwall's inequality, [25]) If

$$|f(t)| \leq ae^{-bt} + a \int_0^t |f(s)| ds$$

is satisfied, then

$$|f(t)| \leq a h k t$$

for all $t \geq 0$, where $f(t)$ is a measurable function, and a is positive number.

In accordance with Lemma 1, for $u(\cdot) \in U_H$ $v(\cdot) \in V_H$, we attain

$$|u(t)| \leq \mu(t) \text{ for almost every } t \geq 0, \quad (9)$$

$$|v(t)| \leq \delta(t) \text{ for almost every } t \geq 0, \quad (10)$$

where

$$\mu(t) = p h k t, \quad (11)$$

$$\delta(t) = q h k t. \quad (12)$$

In terms of the works [24, 25, 27, 28], from (9), (10), the constraints (3), (4) don't proceed. To define the notions of optimal strategies of the players and optimal completion time of pursuit, we consider two games.

The goal of the Pursuer P is to capture the Evader E , i.e. achievement of the equality $x(t) = y(t)$ (the pursuit problem) and the Evader E strives to avoid an encounter (the evasion problem), i.e., to achieve the inequality $x(t) \neq y(t)$ for all $t \geq 0$, and in the opposite case, to postpone the instant of encounter as long as possible.

This paper is devoted to studying the following problems for the constraints (3), (4).

Problem 1. Solve the pursuit problem in the differential game (1)-(4).

Problem 2. Solve the evasion problem in the differential game (1)-(4).

Problem 3. Construct an attainability domain of the Pursuer.

III. Solution of the pursuit problem

In this part, we define the parallel approach strategy for the Pursuer and show sufficient conditions of completion of pursuit. First, we assume that the Pursuer knows a control function $v(t)$ at the current time t .

Let's introduce the expressions $z(t) = x(t) - y(t)$, $z_0 = x_0 - y_0$.

Definition 3.1. If $p \geq q$ is valid, then the function

$$u_H(t, v) = v - \lambda_H(t, v) \xi_0 \quad (13)$$

is called the parallel approach strategy or Π_H -strategy of the Pursuer, where

$$\lambda_H(t, v) = \langle v, \xi_0 \rangle + \sqrt{\langle v, \xi_0 \rangle^2 + \mu^2(t) - |v|^2},$$

$$\xi_0 = z_0 / |z_0|.$$

Proposition 3.1. For all $(t, v) \in \mathbb{R}_+ \times \mathbb{R}^n$, the strategy (13) fulfills the equality

$$|u_H(t, v)| = \mu(t) \quad (14)$$

during pursuit.

Proposition 3.2. Let $p \geq q$ be true. Then for all $(t, v) \in \mathbb{R}_+ \times \mathbb{R}^n$, the scalar function $\lambda_H(t, v)$ is continuous, non-negative and bounded as

$$\mu(t) - |v| \leq \lambda_H(t, v) \leq \mu(t) + |v|. \quad (15)$$

Lemma 3.1. Let $p > q$ be satisfied. Then for the equation

$$\Psi_H(t) = 0, \quad (16)$$

there exists only one positive root with respect to t and we express it by T_H , where

$$\Psi_H(t) = |z_0| - \frac{p-q}{k} s h k t$$

Proof. Let us consider some properties of $\Psi_H(t)$ in the following:

- 1) $\Psi_H(0) = |z_0| > 0$;
- 2) $\Psi_H(t)$ monotonically decreases with respect to t , $t \geq 0$;
- 3) Calculate the limit of $\Psi_H(t)$ as $t \rightarrow +\infty$, i.e.,

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \Psi_H(t) = \lim_{t \rightarrow \infty} \left(|z_0| - \frac{p-q}{k} s h k t \right) = -\infty.$$

Lemma 3.1 has been proved. W

Below the following statement will be proved.

Theorem 3.1. If $p > q$ holds in the pursuit game (1)-(4), then the strategy (13) guarantees completion of pursuit in the time interval $[0, T_H]$.

Proof. Let $v(\cdot) \in V_H$ be an optional control function of the Evader. Then the Pursuer implements the strategy $u_H(t, v(t))$. On account of

the equations (5), (6), we come to the unique initial value problem

$$\dot{z} = u_H(t, v(t)) - v(t), z(0) = z_0$$

or from (13), the last equation will be

$$\dot{z} = -\lambda_H(t, v(t))\xi_0, z(0) = z_0.$$

After integrating in the interval $[0, t]$, we generate the solution

$$z(t) = \Lambda_H(t, v(\cdot))z_0, \quad (17)$$

where

$$\Lambda_H(t, v(\cdot)) = 1 - \frac{1}{|z_0|} \int_0^t \lambda_H(s, v(s)) ds.$$

It is obvious that $d\Lambda_H(t, v(\cdot))/dt \leq 0$. Therefore, by means of (11), (12), (15), the following estimations might be written in turn:

$$\begin{aligned} \Lambda_H(t, v(\cdot)) &\leq 1 - \frac{1}{|z_0|} \int_0^t [\mu(s) - |v(s)|] ds \leq \\ &\leq 1 - \frac{p-q}{|z_0|} \int_0^t chks ds = \Psi_H(t), \end{aligned}$$

where $\Psi_H(t)$ (16) is the identical function in Lemma 3.1. It is known that $\Psi_H(T_H) = 0$ holds on the basis of Lemma 3.1. On the other hand, we have $\Lambda_H(t, v(\cdot)) \leq \Psi_H(t)$, and as a consequence, there exists some time $\theta \in [0, T_H]$ at which $\Lambda_H(\theta, v(\cdot)) = 0$ is fulfilled. Thus, from (17) it follows that $z(\theta) = 0$, and this implies $x(\theta) = y(\theta)$.

Below we present that the strategy (13) satisfies the constraint (4) in the time interval $[0, T_H]$. Let the Evader choose some arbitrary control $v(\cdot) \in V_H$. Then from (14) we may write the following:

$$\begin{aligned} |u_H(t, v(t))| &= pchkt = pe^{-kt} + pshkt = \\ &= pe^{-kt} + k \int_0^t pchks ds = pe^{-kt} + k \int_0^t |u_H(s, v(s))| ds. \end{aligned}$$

The proof of Theorem 3.1 is complete. W

IV. Solution of the evasion problem

In this part, the evasion problem is considered as a control problem from the standpoint of the Evader. A special admissible strategy is proposed for the Evader, and it is proved that the proposed strategy guarantees escape under

sufficient conditions of evasion in the time interval $[0, +\infty)$.

Definition 4.1. In the evasion game (1)–(4), we say the function

$$v_H(t) = -\delta(t)\xi_0, t \geq 0 \quad (18)$$

a strategy of the Evader, where $\xi_0 = z_0/|z_0|$ and $\delta(t)$ is given in (12).

Below the following statement will be proved.

Theorem 4.1. Let $p \leq q$ be fulfilled. Then the strategy (18) guarantees escape in the interval $[0, +\infty)$.

Proof. Suppose the Pursuer moves by some control function $u(\cdot) \in U_H$. As for the Evader applies the control function $v_H(t)$ in (18). Owing to the equations (7), (8), we reach the unique initial value problem

$$\dot{z} = u(t) - v_H(t), z(0) = z_0.$$

Integrate in the interval $[0, t]$ and obtain the solution

$$z(t) = z_0 - \int_0^t v_H(s) ds + \int_0^t u(s) ds.$$

For the absolute value of $z(t)$, the following estimations are valid:

$$\begin{aligned} |z(t)| &\geq \left| z_0 - \int_0^t v_H(s) ds \right| - \left| \int_0^t u(s) ds \right| \geq \\ &\geq \left| z_0 + \frac{z_0}{|z_0|} \int_0^t \delta(s) ds \right| - \int_0^t |u(s)| ds = \\ &= |z_0| + \int_0^t \delta(s) ds - \int_0^t |u(s)| ds. \end{aligned}$$

According to (9), (11), (12), we get

$$|z(t)| \geq \Phi(t), \quad (19)$$

where $\Phi(t) = |z_0| + \frac{q-p}{k} shkt$. It can be seen that the function $\Phi(t)$ has the following properties:

- 1) $\Phi(0) = |z_0| > 0$;
- 2) if $p \leq q$, then $\Phi(t)$ is monotone increasing, that is,

$$\frac{d\Phi(t)}{dt} = (q-p)chkt \geq 0.$$

From these properties, it proceeds that $\Phi(t) \geq |z_0|$ holds for all $t \geq 0$ and therefore, from (19) it follows that $z(t) \neq 0$ or $x(t) \neq y(t)$.

The proof of Theorem 4.1 is complete. W

V. Dynamics of the attainability domain

If $p > q$ is satisfied in the pursuit game (1)–(4), then the Pursuer catches the Evader at some points depending on control function $v(\cdot) \in V_H$. The set of such capture points can consist of some finite set. Assume that the Evader chooses any control function $v(\cdot) \in V_H$ and the Pursuer applies the strategy (13). Then for each $t \in [0, \tau]$, define the following trajectories

$$x(t) = x_0 + \int_0^t u_H(s, v(s)) ds, \quad y(t) = y_0 + \int_0^t v(s) ds$$

for the Evader and Pursuer respectively, where τ is the capture time. Now we construct the sets

$$P_H(t) = P_H(x(t), y(t)) = \{w: q | w - x(t) | \geq p | w - y(t) | \}, \quad (20)$$

$$P_H(0) = P_H(x_0, y_0) = \{w: q | w - x_0 | \geq p | w - y_0 | \},$$

for the pair of $(x(t), y(t))$. It is easy to verify that $y(t) \in P_H(t)$ for all $t \in [0, \tau]$.

Theorem 5.1. *If $p > q$ is valid, then the set (20) is equivalent to*

$$P_H(t) = x(t) + \Lambda_H(t, v(\cdot)) [R(z_0)S + C(z_0)],$$

where S is a unit sphere whose center is on zero point in the space R^n and

$$R(z_0) = \frac{pq}{p^2 - q^2} |z_0|, \quad C(z_0) = -\frac{p^2}{p^2 - q^2} z_0.$$

Proof. From (20), we can write

$$P_H(t) = x(t) + \{w: q | w | \geq p | w + z(t) | \} = x(t) + \left\{ w: \left| w + \frac{p^2}{p^2 - q^2} z(t) \right| \leq \frac{pq}{p^2 - q^2} |z(t)| \right\}.$$

If we denote as

$$R(z(t)) = \frac{pq}{p^2 - q^2} |z(t)|, \quad C(z(t)) = -\frac{p^2}{p^2 - q^2} z(t),$$

then express the last equality as

$$P_H(t) = x(t) + R(z(t))S + C(z(t)). \quad (21)$$

According to (17), we attain

$$R(z(t)) = R(z_0)\Lambda_H(t, v(\cdot)),$$

$$C(z(t)) = C(z_0)\Lambda_H(t, v(\cdot))$$

and thus, the formula (21) will be

$$P_H(t) = x(t) + \Lambda_H(t, v(\cdot)) [R(z_0)S + C(z_0)].$$

The proof of Theorem 5.1 is complete. W

Theorem 5.2. *Let $p > q$ be true. Then the multi-valued mapping $P_H(t)$ is decreasing with regard to embedding in respect to t on the interval $[0, \tau]$, i.e., $P_H(t_1) \supset P_H(t_2)$ is valid if $0 \leq t_1 \leq t_2$ for $t_1, t_2 \in [0, \tau]$.*

Proof. Initially, define the support function $F(P_H(t), \psi)$ for some $\psi \in R^n$, $|\psi| = 1$ ([26]) and calculate its derivative with respect to t as follows:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} F(P_H(t), \psi) &= \frac{d}{dt} F(x(t) + \\ &+ \Lambda_H(t, v(\cdot)) [R(z_0)S + C(z_0)], \psi) = \\ &= \langle \dot{x}(t), \psi \rangle - \frac{\lambda_H(t, v(t))}{|z_0|} [R(z_0) + \langle C(z_0), \psi \rangle]. \end{aligned}$$

Let us present that the inequality

$$\langle \dot{x}(t), \psi \rangle - \frac{\lambda_H(t, v(t))}{|z_0|} [R(z_0) + \langle C(z_0), \psi \rangle] \leq 0 \quad (22)$$

is satisfied for all $t \in [0, \tau]$. For this purpose, we perform some transformations on the constraint (4) in the following:

$$\begin{aligned} \frac{|v(t)|^2 p^2}{p^2 - q^2} &\leq \frac{\delta^2(t) p^2}{p^2 - q^2}, \\ |v(t)|^2 \left(1 + \frac{q^2}{p^2 - q^2} \right) &\leq \frac{q^2}{p^2 - q^2} \mu^2(t), \\ |v(t)|^2 &\leq \frac{q^2}{p^2 - q^2} (\mu^2(t) - |v(t)|^2). \end{aligned} \quad (23)$$

By the function $\lambda_H(t, v(t))$ in (13), we find the equality

$$\mu^2(t) - |v(t)|^2 = \lambda_H(t, v(t)) (\lambda_H(t, v(t)) - 2\langle v(t), \xi_0 \rangle).$$

Substitute it into (23) and after some simplifications, we obtain

$$\begin{aligned} |v(t)|^2 + 2 \frac{q^2}{p^2 - q^2} \langle v(t), \xi_0 \rangle \lambda_H(t, v(t)) &\leq \\ &\leq \lambda_H^2(t, v(t)) \frac{q^2}{p^2 - q^2}. \end{aligned} \quad (24)$$

Add the expression $(\lambda_H(t, v(t))q^2 / (p^2 - q^2))^2$ to both sides of (24) and bring to the canonical form

$$\begin{aligned} |v(t)|^2 + 2 \frac{q^2}{p^2 - q^2} \lambda_H(t, v(t)) \langle v(t), \xi_0 \rangle + \\ + \lambda_H^2(t, v(t)) \frac{q^4}{(p^2 - q^2)^2} &\leq \\ \leq \lambda_H^2(t, v(t)) \frac{q^4}{(p^2 - q^2)^2} + \lambda_H^2(t, v(t)) \frac{q^2}{p^2 - q^2}, \\ \left| v(t) + \frac{q^2}{p^2 - q^2} \lambda_H(t, v(t)) \xi_0 \right| &\leq \lambda_H(t, v(t)) \frac{pq}{p^2 - q^2}. \end{aligned} \quad (25)$$

For any vector $\psi \in R^n, |\psi| = 1$, the inequality

$$\begin{aligned} \left| v(t) + \frac{q^2}{p^2 - q^2} \lambda_H(t, v(t)) \xi_0 \right| &\geq \\ \geq \left\langle v(t) + \frac{q^2}{p^2 - q^2} \lambda_H(t, v(t)) \xi_0, \psi \right\rangle \end{aligned}$$

is valid.

According to this inequality and (25), come to the estimation

$$\left\langle v(t) + \frac{q^2}{p^2 - q^2} \lambda_H(t, v(t)) \xi_0, \psi \right\rangle \leq \lambda_H(t, v(t)) \frac{pq}{p^2 - q^2}$$

and simplify it as follows:

$$\begin{aligned} \langle v(t), \psi \rangle - \lambda_H(t, v(t)) \left(1 - \frac{p^2}{p^2 - q^2} \right) \langle \xi_0, \psi \rangle &\leq \\ \leq \lambda_H(t, v(t)) \frac{pq}{p^2 - q^2}, \\ \langle v(t) - \lambda_H(t, v(t)) \xi_0, \psi \rangle + \lambda_H(t, v(t)) \frac{p^2}{p^2 - q^2} \langle \xi_0, \psi \rangle &\leq \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &\leq \lambda_H(t, v(t)) \frac{pq}{p^2 - q^2}, \\ &\langle \dot{x}(t), \psi \rangle - \\ &- \frac{\lambda_H(t, v(t))}{|z_0|} \left(\frac{pq}{p^2 - q^2} |z_0| - \frac{p^2}{p^2 - q^2} \langle z_0, \psi \rangle \right) \leq 0, \\ &\langle \dot{x}(t), \psi \rangle - \frac{\lambda_H(t, v(t))}{|z_0|} [R(z_0) + \langle C(z_0), \psi \rangle] \leq 0. \end{aligned}$$

So, the relation (22) is true and it means that $\frac{d}{dt} F(P_H(t), \psi) \leq 0$ holds for any $\psi \in R^n, |\psi| = 1$.

The proof of Theorem 5.2 is complete. W

References

- [1] Pontryagin L.S. Selected Works. 2004. Moscow: MAKSS Press. 551 p.
- [2] Krasovskii N.N., Subbotin A.I. Game-Theoretical Control Problems. 2011. New York: Springer. 517 p.
- [3] Isaacs R. Differential games. 1965. New York: John Wiley and Sons. 385 p.
- [4] Petrosyan L.A. Differential games of pursuit. 1993. Singapore: Series on optimization. World Scientific Publishing. 326 p.
- [5] Pshenichnyi B.N. Simple pursuit by several objects. Cybernetics and System Analysis. 1976. Vol. 12, No. 5, pp. 484–485.
- [6] Azamov A. On the quality problem for simple pursuit games with constraint. Serdica Bulgariacae math. 1986. 1(12), pp. 38–43.
- [7] Azamov A.A., Samatov B.T. The Π -Strategy: Analogies and Applications. The Fourth International Conference Game Theory and Management. St. Petersburg. 2011. pp. 33–47.
- [8] Blagodatskikh A.I., Petrov N.N. Conflict interaction of groups of controlled objects. 2009. Izhevsk: Udmurt State University. 266 p.
- [9] Chikrii A.A. Conflict-Controlled Processes. 1997. Kluwer: Dordrecht. 403 p.
- [10] Grigorenko N.L. Mathematical Methods of Control for Several Dynamic Processes. 1990. Moscow: Izdat. Gos. Univ., 198 p.
- [11] Petrosyan L.A., Rikhsiev B.B. Pursuit on the plane. 1991. Moscow: Nauka. 96 p.
- [12] Petrosyan L.A., Mazalov V.V. Game Theory and Applications I, II. Nova Sci. Publ., New York. 1996. pp. 211–219.
- [13] Samatov B.T. On a pursuit-evasion problem under a linear change of the pursuer resource. Siberian Advances in Mathematics. 2013. 10(23), pp. 294–302.
- [14] Samatov B.T. The pursuit-evasion problem under integral-geometric constraints on pursuer controls. Automation and Remote Control. 2013. 7(74). pp. 1072–1081.

- [15] Samatov B.T. Problems of group pursuit with integral constraints on controls of the players I,II. *Cybernetics and Systems Analysis*. 2013. 5(49), pp. 756–767, 6(49), pp. 907–921.
- [16] Samatov B.T. The Π -strategy in a differential game with linear control constraints. *J.Appl.Maths and Mechs*. 2014. 3(78), pp. 258–263.
- [17] Dar'in A.N., Kurzanskii A.B. Control Under Indeterminacy and Double Constraints. *Differential Equations*. 2003. 11(39), pp. 1554–1567.
- [18] Kornev D.V., Lukyanov N.Yu. On a minimax control problem for a positional functional under geometric and integral constraints on control actions. *Proceedings of the Steklov Institute of Mathematics*. 2016. 293, pp. 85–100.
- [19] Satimov N.Yu. Methods of solving of pursuit problem in differential games. 2003. Tashkent: NUUZ.
- [20] Ibragimov G.I. A game of optimal pursuit of one object by several. *J.Apply.Maths and Mechs*. 1998. Vol. 62, No. 2, pp. 187–192.
- [21] Ibragimov G.I. Optimal Pursuit with Countably Many Pursuers and One Evader. *Differential Equations*. 2005. Vol. 41, No.5, pp. 627–635.
- [22] Aubin J.P., Cellina A. *Differential Inclusions: Set-Valued Maps and Viability Theory*. 1984. Berlin-Heidelberg-New York-Tokyo: Springer-Verlag. XIII, 342 p.
- [23] Pang J.S., Stewart D.E. *Differential Variational Inequalities*. Mathematical Programming. 2008. 2(113), Series A, pp. 345–424.
- [24] Samatov B.T., Ibragimov G.I., and Hodjibayeva I.V. Pursuit-evasion differential games with the Gronwall type constraints on controls. *Ural Mathematical Journal*. 2020. 6(2), pp. 95–107.
- [25] Grönwall T.H. Note on the derivatives with respect to a parameter of the solutions of a system of differential equations. *Annals of Mathematics Second Series*. 1919. 4(20), pp. 292–296.
- [26] Blagodatskikh V.I. *Introduction to Optimal Control*. 2001. Moscow: Vysshaya Shkola. 239 p.
- [27] Samatov B. T., Akbarov A. K., Soyibboev U.B. Evasion problem in linear differential game with Gronwall type constraint. *Scientific Bulletin of Namangan state University*, 2019. 2(5), 3-8.
- [28] Samatov B.T., Akbarov A.Kh.; Differential game with a “life line” under the Gronwall constraint on controls. *Vestnik Sankt-Peterburgskogo Universiteta. Prikladnaya Matematika. Informatika. Protsessy Upravleniya*. 2024.–20.–Page 265–280.

Muallif haqida ma'lumot

1. Adaxambek Akbarov – f.-m.f.b.f.d., (PhD) Andijon davlat universiteti. Tel.: +99893-252-63-73; E-mail: akbarov.adhambek@bk.ru.

UDC 517.956

A problem of identifying time-dependent coefficients in a time-fractional, space-degenerate parabolic equation on a bounded domain

M. Ismoilov¹, Sh. Mahmudjonova²

^{1,2}Fergana State University, Murabbiylar Str.19, 150100, Fergana, Uzbekistan

Аннотация. В данной работе рассматривается и исследуется обратная задача идентификации зависящих от времени коэффициентов в вырожденном по пространству параболическом уравнении с дробной производной по времени в ограниченной области плоскости. Доказаны существование и единственность решения рассматриваемой задачи. Для достижения этого используются свойства функций Бесселя и теорема о неподвижной точке Банаха.

Ключевые слова: вырожденное параболическое уравнение, дробный дифференциальный оператор Римана–Лиувилля, коэффициентная обратная задача, теорема Банаха о неподвижной точке.

Annotation. In the present paper, an inverse problem of identifying time-dependent coefficients in a time-fractional, space-degenerate parabolic equation is formulated and studied in a bounded domain of the plane. The existence and uniqueness of the solution to the considered problem are proved. To achieve this, the properties of Bessel functions and the Banach fixed-point theorem are employed.

Key words: degenerate parabolic equation, Riemann-Liouville fractional differential operator, inverse-coefficient problem, Banach fixed point theorem.

Annotatsiya. Ushbu maqolada tekislikning chegaralangan sohasida vaqt bo'yicha kasr tartibli hosila, fazoda buziladigan parabolik tipga tegishli tenglamada vaqtga bog'liq koeffitsientlarni aniqlash haqidagi teskari masala bayon qilingan va o'rganilgan. Masalaning yechimi mavjudligi va yagonaligi isbotlanilgan. Buning uchun Bessel funksiyalarining xossalari va Banaxning qo'zg'almas nuqtani topish haqidagi teoremasidan foydalanilgan.

Kalit so'zlar: buziladigan parabolik tipdagi tenglama, Riman-Liuvill ma'nosidagi kasr tartibli operator, teskari masala, Banaxning qo'zg'almas nuqtani topish teoremasi.

I. Introduction

Inverse problems, particularly those involving identifying source terms in systems governed by time-fractional partial differential equations (PDEs), have garnered significant attention due to their wide-ranging practical applications. In recent years, fractional differential equations [1-4] have attracted considerable attention due to their ability to more accurately model various anomalous diffusion processes in physics, biology, and engineering. Time-fractional parabolic equations are of particular interest, as they incorporate memory effects through fractional derivatives, providing a more realistic description of processes where classical models fall short [5-6].

In addition to initial-boundary value problems, significant attention has been given to inverse problems and those involving non-local conditions for both one-term and multi-term time-fractional diffusion equations. For instance, E. Karimov et al. [7] examined a non-local initial problem for a multi-term time-fractional equation with spatial singularities. Similarly, M. Ruzhansky et al. [8] analyzed non-local problems for time-

fractional diffusion-wave equations governed by general operators with discrete spectra, establishing existence and uniqueness results. Further contributions in this area include work [9] on inverse source problems for space-degenerate time-fractional heat equations, and [10], which addresses inverse problems for multi-parameter space-time fractional diffusion equations under non-local conditions. Moreover, study [11] focuses on inverse problems concerning the recovery of initial data for solutions, classical in time and valued in the space of periodic spatial distributions, for both time-fractional diffusion and diffusion-wave equations.

However, these studies are limited to non-degenerate time-fractional equations. In contrast, boundary value problems—both local and non-local—for degenerate partial differential equations with fractional derivatives are still insufficiently studied. Advancing research in this area holds substantial theoretical and practical value, as such equations frequently appear in modeling phenomena in fields like gas and fluid dynamics, small surface displacement theory, mathematical biology, and others.

II. Formulation of the problem.

In the rectangular domain $\Omega = \{(x, t) : 0 < x < l, 0 < t \leq T\}$, we consider the following equation

$$D_{0t}^\alpha (u(x, t) - u(x, 0)) - (x^\beta u_x)_x + q(t)u(x, t) = p(t)f(x, t) \quad (1)$$

where $\{u(x, t), p(t), q(t)\}$ are unknown functions, $f(x, t)$ is known, and D_{0t}^α is the Riemann-Liouville time fractional derivative of order α . α, β are given real numbers, such that $0 < \alpha < 1$, $0 < \beta < 1$.

Problem 1. A pair of $\{u(x, t), p(t), q(t)\}$ functions, satisfying equation (1) in the domain, and the following initial condition:

$$u(x, 0) = \varphi(x), \quad 0 \leq x \leq l, \quad (2)$$

the following boundary conditions:

$$u(0, t) = u(l, t) = 0, \quad 0 \leq t \leq T, \quad (3)$$

and the following over-determination condition:

$$\int_0^l \omega_i(x)u(x, t)dx = h_i(t), \quad i=1, 2, \quad 0 \leq t \leq T, \quad (4)$$

where $h_i(t)$, $i=1, 2$ are given functions of $t \in [0, T]$.

Definition 1. The solution to Problem 1, we understand $\{u(x, t), p(t), q(t)\}$ such that $u(x, t) \in C(\bar{\Omega})$, $(x^\beta u_x)_x \in C(\Omega)$,

Assuming that the functions ω_i , and h_i satisfy the following assumptions:

1*. $\omega_i(x) \in C^2[0, l]$, $\omega_i(0) = \omega_i(l) = 0$, $i=1, 2$;

2*. $h(t) \in C^1[0, T]$, $\int_0^l \omega_i(x)\varphi(x)dx = h_i(0)$, $i=1, 2$.

Let's consider the following spectral problem

$$(x^\beta X'(x))' = -\lambda X(x), \quad (5)$$

$$X(0) = 0, \quad X(l) = 0. \quad (6)$$

We will show the existence of the eigenvalues and eigenfunctions of the problem $\{(5), (6)\}$. It is known that the general solution of the (5) has the following form [12]

$$X(x) = x^{(1-\beta)/2} \left[C_1 J_p \left(\frac{2\sqrt{\lambda}}{2-\beta} x^{(2-\beta)/2} \right) + C_2 J_{-p} \left(\frac{2\sqrt{\lambda}}{2-\beta} x^{(2-\beta)/2} \right) \right], \quad (7)$$

where $p = (1-\beta)/(2-\beta)$, C_1 and C_2 are arbitrary constants, $J_p(z)$ is the Bessel function of the first kind of order p defined by [13]

$$J_p(z) = \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{(-1)^n (z/2)^{2n+p}}{\Gamma(p+n+1)n!},$$

$\Gamma(z)$ is the Euler's gamma function [14].

Considering the series representations of the Bessel functions, obeying (7) to the condition (6), we have the following equation

$$J_p(\mu) = 0 \quad (8)$$

where $\mu = [2\sqrt{\lambda} / (2 - \beta)]l^{(2-\beta)/2}$.

It is known that equation (8) has a countable number of real roots that increase in absolute value [12]. If we denote the n th positive root of the equation (8) as θ_n , then we obtain the eigenvalues of the problem {(5), (6)} as follows

$$\lambda_n = \left((2 - \alpha/2) \theta_n l^{(\beta-2)/2} \right)^2, \quad n = 1, 2, \dots$$

In (7), introducing $\lambda = \lambda_n$ and taking $C_2 = 0$ and $C_1 = 1$, we find the eigenfunctions corresponding to the eigenvalues λ_n in the following form

$$X_n(x) = x^{(1-\beta)/2} J_p \left[\theta_n (x/l)^{(2-\beta)/2} \right], \quad n = 1, 2, \dots \quad (9)$$

Lemma 1. [15] The functions $X_n(x)$, $n = 1, 2, 3, \dots$ defined by (9), form an orthogonal and complete system in the interval $[0, l]$ and

$$\int_0^l X_n(x) X_m(x) dx = \begin{cases} 0, & n \neq m, \\ \nu_n, & n = m, \end{cases} \quad (10)$$

where $\nu_n = \left[l^{2-\alpha} / (2 - \alpha) \right] J_{p+1}^2(\theta_n)$.

We will seek a solution to the problem {(1), (2), (3)} in the form

$$u(x, t) = \sum_{n=1}^{+\infty} X_n(x) T_n(t), \quad (11)$$

here $X_n(x)$ is defined by (9) and $T_n(t)$ is an unknown function.

We expand the given functions $f(x, t)$, $\varphi(x)$ and by the system of functions $\{X_n(x)\}_{n=1}^{\infty}$:

$$f(x, t) = \sum_{n=1}^{+\infty} f_n(t) X_n(x), \quad \varphi(x) = \sum_{n=1}^{+\infty} \varphi_n X_n(x), \quad (12)$$

where $f_n(t) = \frac{1}{\nu_n} \int_0^l f(x) X_n(x) dx$, $\varphi_n = \frac{1}{\nu_n} \int_0^l \varphi(x) X_n(x) dx$.

The desired functions $T_n(t)$ are obtained by applying the method of separation of variables to equations (1), (12), and taking into account (2), we get

$$\begin{cases} (\partial_t^\alpha T_n)(t) + \lambda_n T_n(t) = F_n(t, u, p, q, f), \\ T_n(0) = \varphi_n. \end{cases} \quad (13)$$

where $F_n(t; u, p, q, f) = p(t) f_n(t) - q(t) T_n(t)$.

It is known, the initial-value problem (13) is equivalent in the space $C[0, T]$ to the Volterra integral equation of the second kind

$$\begin{aligned} T_n(t) = & \varphi_n E_{\alpha,1}[-\lambda_n t^\alpha] + \int_0^t (t-\tau)^{\alpha-1} E_{\alpha,\alpha}[-\lambda_n (t-\tau)^\alpha] p(\tau) f_n(\tau) d\tau - \\ & - \int_0^t (t-\tau)^{\alpha-1} E_{\alpha,\alpha}[-\lambda_n (t-\tau)^\alpha] q(\tau) T_n(\tau) d\tau. \end{aligned} \quad (14)$$

Lemma 2. [16] $m \in C(J)$ ($J = [t_0, T], t_0 \in \mathbb{R}_+ = [0, \infty), T \leq +\infty$) and suppose that

$$m(t) \leq m_0 + L \Gamma^{-1}(\gamma) \int_{t_0}^t (t-s)^{\gamma-1} m(s) ds, t \in J.$$

Then, we have

$$m(t) \leq m_0 E_{\gamma,1}(L(t-t_0)^\gamma), t \in J,$$

where m_0 and L are nonnegative constants, $\gamma \in (0,1)$.

Estimating the function $T_n(t)$ for $t \in [0, T]$, we obtain the following integral inequality:

$$|T_n(t)| \leq |\varphi_n| + t^\alpha \|f_n\| \|p\| \Gamma^{-1}(\alpha+1) + \|q\| \Gamma^{-1}(\alpha) \int_0^t (t-\tau)^{\alpha-1} |T_n(\tau)| d\tau,$$

where $\|q\| = \max_{t \in [0, T]} |q(t)|$, $\|p\| = \max_{t \in [0, T]} |p(t)|$, $\|f_n\| = \max_{t \in [0, T]} |f_n(t)|$. Applying Lemma 2 to the last relation, we obtain the following estimate:

$$|T_n(t)| \leq (|\varphi_n| + t^\alpha \|f_n\| \|p\| \Gamma^{-1}(\alpha+1)) E_{\alpha,1}(\|q\| t^\alpha). \quad (15)$$

Using equality (13), we obtain an estimate for $\partial^\alpha T_n(t)$:

$$|\partial^\alpha T_n(t)| \leq (\lambda_n + \|q\|) (|\varphi_n| + t^\alpha \|f_n\| \|p\| \Gamma^{-1}(\alpha+1)) E_{\alpha,1}(\|q\| t^\alpha) + \|p\| \|f_n\|.$$

Hence, we have established the following lemma:

Lemma 3. For $\forall t \in [0, T]$ and for sufficiently large n , the estimates are valid

$$|T_n(t)| \leq (|\varphi_n| + t^\alpha \|f_n\| \|p\| \Gamma^{-1}(\alpha+1)) E_{\alpha,1}(\|q\| t^\alpha),$$

$$|\partial^\alpha T_n(t)| \leq (\lambda_n + \|q\|) (|\varphi_n| + t^\alpha \|f_n\| \|p\| \Gamma^{-1}(\alpha+1)) E_{\alpha,1}(\|q\| t^\alpha) + \|p\| \|f_n\|.$$

Now, let us introduce the following operator

$$L \varphi \equiv d/dx (x^\beta d\varphi/dx).$$

We will define the compositions of L as

$$L^2\varphi = L(L\varphi), \dots, L^m\varphi = L(L(\dots(L(\varphi)))).$$

Lemma 4. Let $\varphi, L\varphi, \dots, L^{m-1}\varphi \in C[0, l]$ and $L^m\varphi \in L^2(0, l)$ be such that the conditions $\varphi(0) = \varphi(l) = 0$ and $L^i\varphi|_{x=0} = 0, L^i\varphi|_{x=l} = 0$ for $i = 1, 2, \dots, m-1$ are satisfied, where $m \in \mathbb{N}$ such that $m > (5p + 2)/4$. Then the following inequality holds true

$$\sum_{n=1}^{+\infty} \lambda_n^{1+p/2} |\varphi_n| \leq \Lambda^{1/2} \|L^m\varphi\|_{L^2(0,l)}$$

$$\text{where } \Lambda = \sum_{n=1}^{+\infty} \lambda_n^{-2m+2+p}.$$

Proof. Using the rule of integration by parts and considering the conditions of Lemma 4, one can easily show that the following equality holds

$$(\varphi, X_n(x))_{L^2(0,l)} = (-1/\lambda_n)^m (L^m\varphi, X_n(x))_{L^2(0,l)}. \quad (16)$$

Hence, applying (16), Cauchy-Schwarz and Bessel inequalities, we obtain

$$\begin{aligned} \sum_{n=1}^{+\infty} \lambda_n^{1+p/2} |\varphi_n| &= \sum_{n=1}^{+\infty} \lambda_n^{1+p/2} \lambda_n^{-m} (L^m\varphi, X_n(x))_{L^2(0,l)} = \sum_{n=1}^{+\infty} \lambda_n^{-m+1+p/2} (L^m\varphi, X_n(x))_{L^2(0,l)} \leq \\ &\left(\sum_{n=1}^{+\infty} 1/\lambda_n^{2m-2-p} \right)^{1/2} \left(\sum_{n=1}^{+\infty} (L^m\varphi, X_n(x))_{L^2(0,l)}^2 \right)^{1/2} \leq \Lambda^{1/2} \|L^m\varphi\|_{L^2(0,l)}. \end{aligned}$$

Since $m > (5p + 2)/4$, considering $\lambda_n \sim n^2$ in $n \rightarrow +\infty$, one can easily show that the series Λ is convergent. Moreover, by the assumption of Lemma 4, $\|L^m\varphi\| < +\infty$. Then, we can conclude that the series $\sum_{n=1}^{+\infty} \lambda_n^{1+p/2} |\varphi_n|$ converges.

Lemma 4 has been proved.

Formally, differentiating (11) term-by-term, we obtain the following series

$$\partial_t^\alpha u(x, t) = \sum_{n=1}^{+\infty} \partial_t^\alpha T_n(t) X_n(x). \quad (17)$$

Since $[x^\beta u_x]_x = -\lambda u$, we have

$$[x^\beta u_x]_x \leq \left| \sum_{n=1}^{+\infty} \lambda_n X_n(x) T_n(t) \right| \leq C_1 \sum_{n=1}^{+\infty} (\lambda_n |\varphi_n| + \lambda_n \|f_n\|) X_n(x). \quad (18)$$

Using the following formula [13]

$$J_\nu(x) = \Gamma^{-1}(\nu + 1) (x/2)^\nu \bar{J}_\nu(x),$$

we rewrite $X_n(x)$ as follows

$$X_n(x) = A\theta_n^p x^{1-\alpha} \bar{J}_\nu \left[\theta_n (x/l)^{(2-\alpha)/2} \right], \quad (19)$$

where $A = 2^{-p} l^{(\alpha-1)/2} \Gamma^{-1}(1+p)$.

Considering the expression (19) of $X_n(x)$, we have

$$C_2 \sum_{n=1}^{+\infty} \left| \theta_n^p x^{1-\beta} \bar{J}_\nu \left[\theta_n (x/l)^{(2-\alpha)/2} \right] \right| (\lambda_n |\varphi_n| + \lambda_n \|f_n\|).$$

Since $|\bar{J}_\nu(x)| \leq 1$ for $\nu > -1/2$, from the last, we obtain

$$C_2 \sum_{n=1}^{+\infty} \lambda_n^{1+p/2} |\varphi_n| + \lambda_n^{1+p/2} \|f_n\|.$$

Considering $\lambda_n \sim \theta_n^2$ at $n \rightarrow +\infty$, we can conclude that the series of the last equality converges under the assumptions of Lemma 4.

Let us derive an estimate for the norm of the difference between the solution of the original integral equation (14) and the solution of the same equation when the functions $\tilde{p}$, $\tilde{q}$, $\tilde{\varphi}_n$, $\tilde{f}_n$ are perturbed. Let $\tilde{T}_n(t)$ denote the solution of (14) corresponding to the functions $\tilde{p}$, $\tilde{q}$, $\tilde{\varphi}_n$, $\tilde{f}_n$; that is

$$\begin{aligned} \tilde{T}_n(t) = & \tilde{\varphi}_n E_{\alpha,1}(-\lambda_n t^\alpha) + \int_0^t (t-\tau)^{\alpha-1} E_{\alpha,\alpha}(-\lambda_n(t-\tau)^\alpha) \tilde{p}(\tau) \tilde{f}_n(\tau) d\tau - \\ & - \int_0^t (t-\tau)^{\alpha-1} E_{\alpha,\alpha}(-\lambda_n(t-\tau)^\alpha) \tilde{q}(\tau) \tilde{T}_n(\tau) d\tau. \end{aligned} \quad (20)$$

Composing the difference $T_n(t) - \tilde{T}_n(t)$ with the help of the (14) and (20) and introducing the notations $T_n(t) - \tilde{T}_n(t) = \bar{T}_n(t)$, $p - \tilde{p} = \bar{p}$, $q - \tilde{q} = \bar{q}$, $f_n - \tilde{f}_n = \bar{f}_n$, we get the following integral equation

$$\begin{aligned} \bar{T}_n(t) = & \bar{\varphi}_n E_{\alpha,1}(-\lambda_n t^\alpha) + \int_0^t (t-\tau)^{\alpha-1} E_{\alpha,\alpha}(-\lambda_n(t-\tau)^\alpha) \bar{p}(\tau) \bar{f}_n(\tau) d\tau + \\ & + \int_0^t (t-\tau)^{\alpha-1} E_{\alpha,\alpha}(-\lambda_n(t-\tau)^\alpha) \tilde{p}(\tau) \bar{f}_n(\tau) d\tau - \\ & - \int_0^t (t-\tau)^{\alpha-1} E_{\alpha,\alpha}(-\lambda_n(t-\tau)^\alpha) \bar{q}(\tau) T_n(\tau) d\tau - \\ & - \int_0^t (t-\tau)^{\alpha-1} E_{\alpha,\alpha}(-\lambda_n(t-\tau)^\alpha) \tilde{q}(\tau) \bar{T}_n(\tau) d\tau. \end{aligned} \quad (21)$$

From this, the following linear integral inequality for $|\bar{T}_n(t)|$ is obtained:

$$\begin{aligned} |\bar{T}_n(t)| \leq & |\bar{\varphi}_n| + t^\alpha \|\bar{f}_n\| \|\tilde{p}\| \Gamma^{-1}(\alpha+1) + t^\alpha \|f_n\| \|\bar{p}\| \Gamma^{-1}(\alpha+1) + \\ & + \|\tilde{q}\| \Gamma^{-1}(\alpha) \int_0^t (t-\tau)^{\alpha-1} |\bar{T}(\tau)| d\tau + \\ & + \|\bar{q}\| t^\alpha \Gamma^{-1}(\alpha+1) (|\varphi_n| + t^\alpha \|f_n\| \|p\| \Gamma^{-1}(\alpha+1)) E_\alpha(\|q\| t^\alpha). \end{aligned}$$

Using Lemma 2 from the last inequality, we arrive at the estimate:

$$\begin{aligned} |\bar{T}_n(t)| \leq & \left\{ |\bar{\varphi}_n| + t^\alpha \|\bar{f}_n\| \|\tilde{p}\| \Gamma^{-1}(\alpha+1) + t^\alpha \|f_n\| \|\bar{p}\| \Gamma^{-1}(\alpha+1) + \right. \\ & \left. + \|\bar{q}\| t^\alpha \Gamma^{-1}(\alpha+1) (|\varphi_n| + t^\alpha \|f_n\| \|p\| \Gamma^{-1}(\alpha+1)) E_{\alpha,1}(|q(t)| t^\alpha) \right\} E_{\alpha,1}(\|\tilde{q}\| t^\alpha). \end{aligned}$$

The following result for the uniqueness of the solution of the inverse problem {(1)-(4)}.

Now, we will determine the functions $q(t)$ and $p(t)$ from {(1)–(4)}, based on the contraction mapping principle. Multiplying (1) into $\omega_i(x)$, ($i=1,2$) and integrating concerning over the segment $[0,l]$, we get the following equation

$$\begin{aligned} & \int_0^l \omega_i(x) \partial_t^\alpha u(x,t) dx - \int_0^l \omega_i(x) \left[x^\beta u_x \right]_x dx + q(t) \int_0^l \omega_i(x) u(x,t) dx = \\ & = p(t) \int_0^l \omega_i(x) f(x,t) dx, \quad i=1,2, \quad x \in (0,l), \quad t \in (0,T]. \end{aligned}$$

After integrating by parts, according to conditions {(2)-(4)} and 1^* , we obtain the equality

$$\partial_t^\alpha h_i(t) - \int_0^l \left[x^\beta \omega_i'(x) \right]' u(x,t) dx + q(t) h_i(t) = p(t) \int_0^l \omega_i(x) f(x,t) dx, \quad i=1,2. \quad (22)$$

Solving the last equation for the unknown functions $p(t)$ and $q(t)$, we obtain the following integral equations for the unknowns:

$$p(t) = \Delta^{-1}(t) \sum_{\substack{i,j=1 \\ i \neq j}}^2 (-1)^j h_j(t) \left[\partial^\alpha h_i(t) - \sum_{n=1}^{\infty} \lambda_n \omega_{in} T_n(t; p; q) \right], \quad (23)$$

$$q(t) = \Delta^{-1}(t) \sum_{\substack{i,j=1 \\ i \neq 1}}^2 (-1)^j \left[\sum_{n=1}^{\infty} f_n(t) \omega_{jn} \left(\partial^\alpha h_i(t) - \sum_{n=1}^{\infty} \lambda_n \omega_{in} T_n(t; p; q) \right) \right], \quad (24)$$

where $\Delta(t) = h_1(t) \sum_{n=1}^{+\infty} f_n(t) \omega_{2n} - h_2(t) \sum_{n=1}^{+\infty} f_n(t) \omega_{1n}$, $\omega_{in} = \int_0^l \omega_i(x) X_n(x) dx$.

Theorem 2. Let $|\Delta(t)| > \Delta_0 > 0$ satisfied. Then, there exists a number $T^* \in (0, T)$, such that there exists a unique solution $p(t), q(t) \in C[0, T^*]$ of the inverse problem {(1)-(4)}.

We consider the following operator

$$g = L[g], \quad (25)$$

where $g = (g_1, g_2) := (p(t); q(t))$ is the unknown vector function. The components (L_1, L_2) of L are defined by the right-hand sides of (23) and (24):

$$L_1[g](t) = g_{01}(t) - \Delta^{-1}(t) \sum_{\substack{i,j=1 \\ i \neq j}}^2 (-1)^j h_j(t) \sum_{n=1}^{\infty} \lambda_n \omega_{in} T_n(t; g_1; g_2), \quad (26)$$

$$L_2[g](t) = g_{02}(t) - \Delta^{-1}(t) \sum_{\substack{i,j=1 \\ i \neq j}}^2 (-1)^j \left[\sum_{n=1}^{\infty} f_n(t) \omega_{jn} \sum_{n=1}^{\infty} \lambda_n \omega_{in} T_n(t; g_1; g_2) \right]. \quad (27)$$

$$\text{Let } g_0 := (g_{01}, g_{02}), \text{ where } g_{01}(t) = \Delta^{-1}(t) \sum_{\substack{i,j=1 \\ i \neq j}}^2 (-1)^j h_j(t) \partial^\alpha h_i(t),$$

$$g_{02}(t) = \Delta^{-1}(t) \sum_{i,j=1}^2 (-1)^j \sum_{n=1}^{\infty} f_n(t) \omega_{jn} \partial^\alpha h_i(t).$$

Let us consider the functional space of vector-valued functions $g \in C(D_T)$, equipped with a norm defined by the following relation

$$\|g\| = \max \left\{ \max_{t \in [0, T]} |g_1(t)|, \max_{t \in [0, T]} |g_2(t)| \right\}.$$

Fix a number $\rho > 0$ and consider the ball

$$\Phi^T(g_0, \rho) := \left\{ g : \|g - g_0\|_{C[0, T]} \leq \rho \right\}.$$

Let us prove for an enough small $T > 0$ the operator L maps the ball $\Phi^T(g_0, \rho)$ into itself. For this aim, we find

$$\begin{aligned} \|L_1[g](t) - g_{01}(t)\| &\leq 2\omega_0 h_0 \Delta_0^{-1} \left| \sum_{n=1}^{\infty} T_n(t; g_1; g_2) \right| \leq \\ &\leq 2\omega_0 h_0 \Delta_0^{-1} \sum_{n=1}^{\infty} (|\varphi_n| + T^\alpha \|f_n\| \|g_1\| \Gamma^{-1}(\alpha + 1) E_{\alpha, 1}(\|g_2\| T^\alpha)), \\ \|L_2[g](t) - g_{02}(t)\| &\leq 2\omega_0 f_0 \Delta_0^{-1} \left| \sum_{n=1}^{\infty} T_n(t; g_1; g_2) \right| \leq \\ &\leq 2\omega_0 f_0 \Delta_0^{-1} \sum_{n=1}^{\infty} (|\varphi_n| + T^\alpha \|f_n\| \|g_1\| \Gamma^{-1}(\alpha + 1) E_{\alpha, 1}(\|g_2\| T^\alpha)), \end{aligned}$$

$$\text{where } \omega_0 \leq \Lambda^{1/2} \|L^m \omega\|_{L^2(0, l)}, \quad h_0 = \max \left\{ \|h_i\|_{C^1[0, l]} \right\}, i = 1, 2, \quad f_0 = \|f\|_{C(\bar{D}_T)}.$$

Here, we have used the estimate (15). According to Lemmas 3 and Lemma 4, the last series is convergent. The functions on the right-hand side in these inequalities are monotone increasing to T . Additionally, since the function $g(t)$ belongs to the ball $\Phi^T(g_0, \rho)$, the following inequality holds

$$\|g\| \leq \rho + \|g_0\|. \quad (28)$$

Consequently, substituting $\|g\|$ with $\rho + \|g_0\|$ in these inequalities only serves to tighten the bounds. After making these substitutions, we get

$$\begin{aligned} \|L_1[g](t) - g_{01}(t)\| &\leq 2\omega_0 h_0 \Delta_0^{-1} \sum_{n=1}^{\infty} (|\varphi_n| + T^\alpha \|f_n\| \times \\ &\times (\rho + \|g_0\|) \Gamma^1(\alpha + 1)) E_{\alpha,1}((\rho + \|g_0\|) T^\alpha), \\ \|L_2[g](t) - g_{02}(t)\| &\leq 2\omega_0 f_0 \Delta_0^{-1} \sum_{n=1}^{\infty} (|\varphi_n| + T^\alpha \|f_n\| \times \\ &\times (\rho + \|g_0\|) \Gamma^1(\alpha + 1)) E_{\alpha,1}((\rho + \|g_0\|) T^\alpha). \end{aligned}$$

These relations, together with (25), (26), and (27) imply the estimates

$$\begin{aligned} \|L[g](t) - g_0(t)\| &= \max\{\|L_1[g](t) - g_{01}(t)\|, \|L_2[g](t) - g_{02}(t)\|\} \leq \\ &\leq \max\{2\omega_0 h_0 \Delta_0^{-1}, 2\omega_0 f_0 \Delta_0^{-1}\} \sum_{n=1}^{\infty} (|\varphi_n| + T^\alpha \|f_n\| (\rho + \|g_0\|) \Gamma^1(\alpha + 1)) E_{\alpha,1}((\rho + \|g_0\|) T^\alpha). \end{aligned}$$

Let T_1 be a positive root of the equation

$$\max\left\{\frac{2\omega_0 h_0}{\Delta_0}, \frac{2\omega_0 f_0}{\Delta_0}\right\} \sum_{n=1}^{\infty} \left(|\varphi_n| + \frac{T^\alpha \|f_n\| (\rho + \|g_0\|)}{\Gamma(\alpha + 1)}\right) E_{\alpha,1}((\rho + \|g_0\|) T^\alpha) = \rho.$$

Then, for $T \in [0, T_1]$, we have $L[g](t) \in \Phi^T(g_0, \rho)$.

Now, let $g(t)$ and $\tilde{g}(t)$ be two functions in $\Phi^T(g_0, \rho)$ and estimate the distance between their images $L[g](t)$ and $L[\tilde{g}](t)$ in the space $C[0, T]$. The function $\tilde{T}_n(t)$ associated with $\tilde{g}(t)$, satisfies (20) with the functions $\varphi_n = \tilde{\varphi}_n$ and $f_n = \tilde{f}_n$. By constructing the difference $L[g](t) - L[\tilde{g}](t)$ using (14) and (20) and then taking its norm, we obtain

$$\begin{aligned} \|L_1[g](t) - L_1[\tilde{g}](t)\| &\leq 2\omega_0 h_0 \Delta_0^{-1} \sum_{n=1}^{\infty} \|T_n(T; g_1; g_2) - T_n(T; \tilde{g}_1; \tilde{g}_2)\| \leq \\ &\leq \frac{2\omega_0 h_0}{\Delta_0} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \|\varphi_n - \tilde{\varphi}_n\| + \frac{T^\alpha \|f_n - \tilde{f}_n\| \|\tilde{g}_1\|}{\Gamma(\alpha + 1)} + \frac{T^\alpha \|f_n\| \|g_1 - \tilde{g}_1\|}{\Gamma(\alpha + 1)} + \right. \\ &+ \left. \frac{\|g_2 - \tilde{g}_2\| T^\alpha}{\Gamma(\alpha + 1)} \left(|\varphi_n| + \frac{T^\alpha \|f_n\| \|g_1\|}{\Gamma(\alpha + 1)} \right) E_{\alpha,1}(\|g_2\| T^\alpha) \right\} E_{\alpha,1}(\|\tilde{g}_2\| T^\alpha), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \|L_2[g](t) - L_2[\tilde{g}](t)\| &\leq 2\omega_0 h_0 f_0^{-1} \sum_{n=1}^{\infty} \|T_n(T; g_1; g_2) - T_n(T; \tilde{g}_1; \tilde{g}_2)\| \leq \\ &\leq \frac{2\omega_0 f_0}{\Delta_0} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \|\varphi_n - \bar{\varphi}_n\| + \frac{T^\alpha \|f_n - \bar{f}_n\| \|\tilde{g}_1\|}{\Gamma(\alpha+1)} + \frac{T^\alpha \|f_n\| \|g_1 - \tilde{g}_1\|}{\Gamma(\alpha+1)} \right. \\ &\quad \left. + \frac{\|g_2 - \tilde{g}_2\| T^\alpha}{\Gamma(\alpha+1)} \left(|\varphi_n| + \frac{T^\alpha \|f_n\| \|g_1\|}{\Gamma(\alpha+1)} \right) E_{\alpha,1}(\|g_2\| T^\alpha) \right\} E_{\alpha,1}(\|\tilde{g}_2\| T^\alpha). \end{aligned}$$

Using inequality (15) and the estimate (18) with $\|\bar{g}\| = \|g - \tilde{g}\| = \max\{\|g_1 - \tilde{g}_1\|, \|g_2 - \tilde{g}_2\|\}$, $\varphi_n = \tilde{\varphi}_n$ and $f_n = \tilde{f}_n$, we continue the last inequality in the following form:

$$\begin{aligned} \|L_1[g](t) - L_1[\tilde{g}](t)\| &\leq 2\omega_0 h_0 \Delta_0^{-1} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ T^\alpha \|f_n\| \|g_1 - \tilde{g}_1\| \Gamma^{-1}(\alpha+1) + \right. \\ &\quad \left. + \|g_2 - \tilde{g}_2\| T^\alpha \Gamma^{-1}(\alpha+1) \left(|\varphi_n| + T^\alpha \|f_n\| \|g_1\| \Gamma^{-1}(\alpha+1) \right) E_{\alpha,1}(\|g_2\| T^\alpha) \right\} E_{\alpha,1}(\|\tilde{g}_2\| T^\alpha), \\ \|L_2[g](t) - L_2[\tilde{g}](t)\| &\leq 2\omega_0 f_0 \Delta_0^{-1} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ T^\alpha \|f_n\| \|g_1 - \tilde{g}_1\| \Gamma^{-1}(\alpha+1) + \right. \\ &\quad \left. + \|g_2 - \tilde{g}_2\| T^\alpha \Gamma^{-1}(\alpha+1) \left(|\varphi_n| + T^\alpha \|f_n\| \|g_1\| \Gamma^{-1}(\alpha+1) \right) E_{\alpha,1}(\|g_2\| T^\alpha) \right\} E_{\alpha,1}(\|\tilde{g}_2\| T^\alpha) \quad (29) \end{aligned}$$

Because $g(t)$ and $\tilde{g}(t)$ belong to the ball $\Phi^T(g_0, \rho)$, then for these functions takes place the inequality (28). The function on the right-hand side in (29) at the factor $\|\bar{g}\|$ is monotone increasing with $\|g\|$, $\|\tilde{g}\|$, and T . Consequently, replacing $\|g\|$ and $\|\tilde{g}\|$ in (29) with $\rho + \|g\|$ will only strengthen the inequality. Thus, we get

$$\begin{aligned} \|L_1[g](t) - L_1[\tilde{g}](t)\| &\leq 2\omega_0 h_0 \Delta_0^{-1} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ T^\alpha \|f_n\| \Gamma^{-1}(\alpha+1) + \right. \\ &\quad \left. + T^\alpha \Gamma^{-1}(\alpha+1) \left(|\varphi_n| + T^\alpha \|f_n\| \|g_1\| \Gamma^{-1}(\alpha+1) \right) E_{\alpha,1}(\|g_2\| T^\alpha) \right\} E_{\alpha,1}(\|\tilde{g}_2\| T^\alpha) \|g - \tilde{g}\|, \\ \|L_2[g](t) - L_2[\tilde{g}](t)\| &\leq 2\omega_0 f_0 \Delta_0^{-1} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ T^\alpha \|f_n\| \Gamma^{-1}(\alpha+1) + \right. \\ &\quad \left. + T^\alpha \Gamma^{-1}(\alpha+1) \left(|\varphi_n| + T^\alpha \|f_n\| \|g_1\| \Gamma^{-1}(\alpha+1) \right) E_{\alpha,1}(\|g_2\| T^\alpha) \right\} E_{\alpha,1}(\|\tilde{g}_2\| T^\alpha) \|g - \tilde{g}\|. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{Hence, } \|L[g](t) - L[\tilde{g}](t)\| &\leq \max\{2\omega_0 h_0 \Delta_0^{-1}, 2\omega_0 f_0 \Delta_0^{-1}\} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ T^\alpha \|f_n\| \Gamma^{-1}(\alpha+1) + \right. \\ &\quad \left. + T^\alpha \Gamma^{-1}(\alpha+1) \left(|\varphi_n| + T^\alpha \|f_n\| \|g_1\| \Gamma^{-1}(\alpha+1) \right) E_{\alpha,1}(\|g_2\| T^\alpha) \right\} E_{\alpha,1}(\|\tilde{g}_2\| T^\alpha) \|g - \tilde{g}\|. \end{aligned}$$

Let T_2 be a positive root of the equation

$$\max \left\{ 2\omega_0 h_0 \Delta_0^{-1}, 2\omega_0 f_0 \Delta_0^{-1} \right\} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ T^\alpha \|f_n\| \Gamma^{-1}(\alpha+1) + T^\alpha \Gamma^{-1}(\alpha+1) \times \right. \\ \left. \times \left(\|\varphi_n\| + T^\alpha \|f_n\| \|g_1\| \Gamma^{-1}(\alpha+1) \right) E_{\alpha,1} \left(\|g_2\| T^\alpha \right) \right\} E_{\alpha,1} \left(\|\tilde{g}_2\| T^\alpha \right) = 1.$$

Then, for $T \in [0, T_2)$, the operator L contracts the distance between the elements $g(t), \tilde{g}(t) \in \Phi^T(g_0, \rho)$. Hence, if we choose $T^* < \min(T_1, T_2)$, then the operator L is a contraction on the ball $\Phi^T(g_0, \rho)$. However, by the Banach theorem [17], the operator L has a unique fixed point in the ball $\Phi^T(g_0, \rho)$, i.e., there exists a unique solution of (26). Theorem 2 is proven.

REFERENCES

- [1]. Handbook of Fractional Calculus with Applications, Ed. by J.A. Tenreiro Machado (Walter de Gruyter, Berlin, 2019).
- [2]. D. Kumar and D. Baleanu, "Editorial: Fractional calculus and its applications in physics," *Front. Phys.* 7(6) (2019).
- [3]. H. Sun, A. Chang, Y. Zhang, and W. Chen, "A review on variable-order fractional differential equations: Mathematical foundations, physical models, numerical methods and applications," *Fract. Calcul. Appl. Anal.* 22, 27–59 (2019).
- [4]. S. Ullah, M. A. Khan, M. Farooq, Z. Hammouch, and D. Baleanu, "A fractional model for the dynamics of tuberculosis infection using Caputo–Fabrizio derivative," *Discrete Contin. Dyn. Syst., Ser. S* 13, 975–993 (2020).
- [5]. S. D. Eidelman and A. N. Kochubei, "Cauchy problem for fractional diffusion equations," *J. Differ. Equat.* 199, 211–255 (2004).
- [6]. R. Gorenflo, Y. F. Luchko, and P. P. Zabrejko, "On solvability of linear fractional differential equations in Banach spaces," *Fract. Calcul. Appl. Anal.* 2, 163–176 (1999).
- [7]. Karimov, E., Mamchuev, M., Ruzhansky, M.: Non-local initial problem for second order time-fractional and space-singular equation. *Hokkaido Math. J* 49(2), 349–361 (2020).
- [8]. Ruzhansky, M., Tokmagambetov, N., Torebek, B.T.: On a non-local problem for a multi-term fractional diffusion-wave equation. *Fract. Calc. Appl. Anal.* 23(2), 324–355 (2020).
- [9]. Al-Salti, N., Karimov, E.: Inverse source problems for degenerate time-fractional pde. *Progress in Fractional Differentiation and Applications* 8(1), 39–52 (2022) <https://doi.org/10.18576/pfda/080102>.
- [10]. Ali, M., Aziz, S., Malik, S.A.: Inverse problem for a multi-parameters space-time fractional diffusion equation with nonlocal boundary conditions. *J. Pseudo-Differ. Oper. Appl* 13(3) (2022) <https://doi.org/10.1007/s11868-021-00434-7>.
- [11]. Lopushanska, H., Lopushansky, A., Myaus, O.: Inverse problems of periodic spatial distributions for a time-fractional diffusion equation. *Electronic Journal of Differential Equations* 2016(14), 1–9 (2016).
- [12]. D.S. Kusnetsov, *Special functions* (in Russian). 1965. 2nd Edition. Vysshaya Shkola. Moskva.
- [13]. G.N. Watson. *A treatise on the theory of Bessel functions*. 1966. Cambridge. Cambridge University Press.
- [14]. H. Bateman. *Higher transcendental functions*. 1953. Vol. 1, California Institute of Technology.
- [15]. A.K. Urinov. *Boundary value problems for parabolic type differential equations* (in Uzbek). 2015. Tashkent, MUMTOZ SO'Z.
- [16]. Henry D. *Geometric Theory of Semi linear Parabolic Equations*, Berlin. Germany. 1981.

Mualliflar haqida ma'lumot

Mukhtorjon Ismoilov Xamidovich – Farg'ona davlat universiteti, matematik analiz va differensial tenglamalar kafedrasida katta o'qituvchisi, ismoilovmukhtorjon140@gmail.com

Shohsanam Mahmudjonova Bahromjon qizi – Farg'ona davlat universiteti, Matematika yo'nalishi magistranti: shohsanamatamjonova@gmail.com.

An inverse source problem for a fourth-order partial differential equation with two lines of degeneracy

I. Khaydarov, M. Sobirjonova

Fergana State University, Murabbiylar Str.19, 150100, Fergana Uzbekistan

Annotation: In the present paper, an inverse boundary problem has been investigated for a fourth-order partial differential equation that degenerates on the boundary of the considered domain. The solution to the inverse problem is found in the form of a Fourier series. The existence and uniqueness of the solution to the considered problem are proved.

Key words: the fourth order partial differential equation, inverse problem, spectral method, the uniqueness of the solution, the existence of the solution.

Annotatsiya: Ushbu maqolada to'rtinchi tartibli, soha chegarasida buziladigan xususiy hosilali differensial tenglama uchun taskari chegaraviy masala o'rganilgan. Taskari masalaning yechimi Furiye qatori ko'rinishida topilgan. Qaralgan masala yechimining mavjudligi va yagonaligi isbotlangan.

Kalit so'zlar: to'rtinchi tartibli xususiy hosilali differensial tenglama, taskari masala, spektral usul, yechimning yagonaligi, yechimning mavjudligi.

Аннотация: В настоящей работе исследуется обратная краевая задача для дифференциального уравнения четвертого порядка, вырождающегося на границе рассматриваемой области. Решение обратной задачи получено в виде ряда Фурье. Доказаны существование и единственность решения рассматриваемой задачи.

Ключевые слова: дифференциальное уравнение четвертого порядка с частными производными, обратная задача, спектральный метод, единственность решения, существование решения.

I. INTRODUCTION

Fractional calculus is a field of mathematical analysis that deals with integrals and derivatives of arbitrary (non-integer) order. In recent decades, it has gained significant attention due to its broad applications across science, engineering, and the study of complex systems. For a deeper exploration of the subject, readers may refer to sources [4], [3], [7], [6], as well as the references they contain.

In recent years, growing attention has been directed toward the study of fractional versions of differential equations of integer order. This rising interest is driven by two key factors: firstly, these equations often provide more precise models for real-world processes; secondly, their investigation represents a logical and significant advancement in the field of differential equation theory.

Several studies, such as [12]–[14], have looked at boundary and initial value problems for fourth-order equations in one and two dimensions, using a type of fractional time derivative called the Caputo derivative. Interestingly, study [14] also examines the related inverse problem. Other works, including [15]–[17], explore similar problems using different kinds of fractional derivatives, like the

Hilfer, Dzhrbashyan-Nersesyan, and Riemann-Liouville types. In addition, studies [18] and [19] investigate both direct and inverse problems for a more complex fourth-order equation that involves the Hilfer derivative.

It's important to note that the studies mentioned earlier mainly focus on non-degenerate time-fractional equations. However, there has been relatively little research on local and non-local boundary value problems for degenerate partial differential equations with fractional derivatives of the unknown function. For more information on this topic, the reader can refer to [5], [8], and the sources cited within them. Studying boundary value problems for these types of equations is valuable both theoretically and practically, as they often arise in mathematical models of various real-world phenomena, including gas dynamics, hydrodynamics, small surface deformations, mathematical biology, and other scientific fields.

In this study, we introduce a unique approach to proving the existence of a single solution to an inverse problem for a fourth-order partial differential equation that becomes degenerate at the boundary of the domain being analyzed.

II. Formulation of the problem

In a rectangular domain $\Omega = \{(x, t) : 0 < x < 1, 0 < t < T\}$, we consider the following equation

$${}_C D_{0t}^\alpha u(x, t) + \left[x^\beta (1-x)^\gamma u_{xx}(x, t) \right]_{xx} = f(x), \quad (1)$$

where ${}_C D_{0t}^\alpha$ is Caputo fractional differential operator α order [6]

$${}_CD_{0t}^\alpha g(t) = \frac{1}{\Gamma(n-\alpha)} \int_0^t \frac{g^{(n)}(z) dz}{(t-z)^{\alpha-n+1}}, \quad (n = \text{Re}[\alpha] + 1, t > 0)$$

α, β, γ, T are given real numbers, such that $0 < \alpha, \beta, \gamma < 1, T > 0$ and $f(x)$ is an unknown function, $\Gamma(\cdot)$ is Euler's gamma function [1].

Inverse problem. Show the existence and uniqueness of functions $\{u(x, t), f(x)\}$ with the following properties:

1. $u(x, t) \in C(\bar{\Omega}), {}_CD_{0t}^\alpha u(x, t), (x^\beta (1-x)^\gamma u_{xx})_{xx} \in C(\Omega), f \in C(0, 1);$
2. They satisfy equation (1) in the domain Ω ;
3. $u(x, t)$ satisfies the following initial condition:

$$u(x, 0) = \varphi(x), \quad 0 \leq x \leq 1 \quad (2)$$

and the boundary conditions:

$$\begin{aligned} u(1, t) = 0, u_x(1, t) = 0, \lim_{x \rightarrow 0} x^\beta (1-x)^\gamma u_{xx}(x, t) = 0, \\ \lim_{x \rightarrow 0} [x^\beta (1-x)^\gamma u_{xx}(x, t)]_x = 0, \quad 0 < t \leq T, \end{aligned} \quad (3)$$

and the following over-determination condition

$$u(x, T) = \psi(x), \quad x \in [0, 1], \quad (4)$$

where $\varphi(x)$ is a sufficiently smooth given function, such that $\varphi(1) = 0, \varphi'(1) = 0,$

$$\lim_{x \rightarrow 0} x^\beta (1-x)^\gamma \varphi''(x) = 0, \lim_{x \rightarrow 0} [x^\beta (1-x)^\gamma \varphi''(x)]' = 0.$$

First, we consider homogeneous equation corresponding to the equation (1), and seek a solution of this homogeneous equation satisfying the condition (3) in the form $u(x, t) = v(x)T(t)$. As a result, with respect to $v(x)$, we have the following spectral problem:

$$Lv \equiv [x^\alpha (1-x)^\beta v''(x)]'' = \lambda v(x), \quad x \in (0, 1), \quad (4)$$

$$v(1) = 0, v'(1) = 0, \lim_{x \rightarrow 0} x^\beta (1-x)^\gamma v''(x) = 0, \lim_{x \rightarrow 0} [x^\beta (1-x)^\gamma v''(x)]' = 0, \quad (5)$$

i.e. a problem finding those values of the parameter λ for which there exist nontrivial solution of equation (4) satisfying conditions (5).

Let's investigate the problem $\{(4), (5)\}$. Assume that there exist eigenvalues of the spectral problem $\{(4), (5)\}$. Considering this assumption, first, we will define the sign of the λ . To do this, multiplying the both sides of (4) to the function $v(x)$ and integrating over $[0, 1]$, and using the rule of integration by parts two times, considering the condition (5), we have

$$\lambda \int_0^1 v^2(x) dx = \int_0^1 x^\beta (1-x)^\gamma [v''(x)]^2 dx,$$

from which it follows that $\lambda \geq 0$.

Let $\lambda = 0$. Then, from (1), we have $[x^\beta (1-x)^\gamma v''(x)]'' = 0$. It is easy to see that the general solution of this equation has the following form

$$v(x) = C_1 \int_0^x (x-z) z^{1-\beta} (1-z)^{-\gamma} dz + C_2 \int_0^x (x-z) z^{-\beta} (1-z)^{-\gamma} dz + C_3 x + C_4,$$

where C_j , $j = \overline{1,4}$ are arbitrary constants. Satisfying this function to the conditions (5), it is easy to verify that $v(x) \equiv 0$. Thus, we conclude that the problem $\{(4),(5)\}$ can have nontrivial solutions only for $\lambda > 0$.

Now, we will show the existence of the eigenvalues and eigenfunctions of the problem $\{(4),(5)\}$. In order to this, we construct Green's function of the problem $\{(4),(5)\}$. It is unique and represents as follows:

$$G(x,s) = \begin{cases} \int_0^s (s-z) z^{1-\beta} (1-z)^{-\gamma} dz - x \int_0^s (s-z) z^{-\beta} (1-z)^{-\gamma} dz + \\ + s \int_0^1 (x-z) z^{-\beta} (1-z)^{-\gamma} dz - \int_0^1 (x-z) z^{1-\beta} (1-z)^{-\gamma} dz, & x < s, \\ \int_0^x (x-z) z^{1-\beta} (1-z)^{-\gamma} dz - s \int_0^x (x-z) z^{-\beta} (1-z)^{-\gamma} dz + \\ + x \int_0^1 (s-z) z^{-\beta} (1-z)^{-\gamma} dz - \int_0^1 (s-z) z^{1-\beta} (1-z)^{-\gamma} dz, & x > s. \end{cases}$$

Then the problem $\{(4),(5)\}$ will be equivalent to the integral equation [9]

$$v(x) = \lambda \int_0^1 G(x,s) v(s) ds. \quad (6)$$

Since $G(x,s)$ is symmetric, continuous, and positive ($\lambda > 0$), then from the theory of integral equations with symmetric kernels [10] it follows that equation (6) [hence problem $\{(4),(5)\}$] has a countable set of eigenvalues $0 < \lambda_1 < \lambda_2 < \lambda_3 < \dots$ and corresponding orthonormal eigenfunctions $v_1(x), v_2(x), v_3(x), \dots$ and, also any function $g(x) \in L_2[0,1]$ expands into a series in these eigenfunctions, which converges on average.

III. Auxiliary lemmas

Let $\{v_k(x)\}_{k=1}^{\infty}$ and $\{\lambda_k\}_{k=1}^{\infty}$ be the eigenfunctions and eigenvalues of the spectral problem $\{(4),(5)\}$, respectively. In our previous work [11], we proved the following lemmas:

Lemma 1. On the interval $[0,1]$ the following series converge uniformly:

$$\sum_{k=1}^{+\infty} \frac{v_k^2(x)}{\lambda_k}, \sum_{k=1}^{+\infty} \frac{[v'_k(x)]^2}{\lambda_k}, \sum_{k=1}^{+\infty} \frac{[x^\beta (1-x)^\gamma v''_k(x)]^2}{\lambda_k^2}, \sum_{k=1}^{+\infty} \frac{\left\{ \left[x^\beta (1-x)^\gamma v''_k(x) \right]' \right\}^2}{\lambda_k^2}.$$

Lemma 2. Let the following conditions be fulfilled:

$$f(x), f'(x) \in C[0,1], x^{\beta/2} (1-x)^{\gamma/2} f''(x) \in L_2[0,1], f(1) = 0, f'(1) = 0.$$

Then the following Bessel type inequality holds:

$$\sum_{k=1}^{\infty} \lambda_k f_k^2 \leq \int_0^1 x^\beta (1-x)^\gamma [f''(x)]^2 dx,$$

here in after f_k denotes Fourier coefficient of the function $f(x)$ by the system of eigenfunctions $\{v_k(x)\}_{k=1}^{+\infty}$.

Lemma 3. Suppose that the following conditions hold:

$$f(x), f'(x), x^\beta (1-x)^\gamma f''(x), \left[x^\beta (1-x)^\gamma f''(x) \right]' \in C[0,1],$$

$$\left[x^\beta (1-x)^\gamma f''(x) \right]'' \in L_2[0,1],$$

$$f(1)=0, f'(1)=0, \lim_{x \rightarrow 0} x^\beta (1-x)^\gamma f''(x)=0, \lim_{x \rightarrow 0} \left[x^\beta (1-x)^\gamma f''(x) \right]' = 0.$$

Then the following Bessel type inequality holds:

$$\sum_{k=1}^{\infty} \lambda_k^2 f_k^2 \leq \int_0^1 \left[x^\beta (1-x)^\gamma f''(x) \right]''^2 dx.$$

Lemma 4. Let the following conditions be fulfilled

$$f'(x), \left[Lf(x) \right]' \in C[0,1], x^{\beta/2} (1-x)^{\gamma/2} Lf(x) \in L_2(0,1),$$

$$f(1)=0, f'(1)=0, \lim_{x \rightarrow 0} x^\beta (1-x)^\gamma f''(x)=0, \lim_{x \rightarrow 0} \left[x^\beta (1-x)^\gamma f''(x) \right]' = 0,$$

$$Lf(x)|_{x=1} = 0, \left[Lf(x) \right]' \Big|_{x=1} = 0.$$

Then the following inequality holds true

$$\sum_{k=1}^{\infty} \lambda_k^3 f_k^2 \leq \int_0^1 x^\beta (1-x)^\gamma \left\{ \left[Lf(x) \right]'' \right\}^2 dx. \quad (7)$$

Proof. Using the equation (4), we can write

$$\lambda_k^{3/2} f_k = \lambda_k^{3/2} \int_0^1 f(x) v_k(x) dx = \lambda_k^{1/2} \int_0^1 f(x) L v_k(x) dx = \lambda_k^{1/2} \int_0^1 f(x) \left[x^\beta (1-x)^\gamma v_k''(x) \right]'' dx$$

Hence, applying the rule of integration by part four times and considering the properties of the functions $f(x)$ and $v_k(x)$, we get

$$\lambda_k^{3/2} f_k = \lambda_k^{1/2} \int_0^1 \left[x^\beta (1-x)^\gamma f''(x) \right]'' v_k(x) dx = \lambda_k^{1/2} \int_0^1 Lf(x) v_k(x) dx.$$

Replacing the function $v_k(x)$ in the last integral with $\left[x^\beta (1-x)^\gamma v_k'' \right]'' / \lambda_k$ and then applying integration by parts two times to the resulting integral, we have

$$\lambda_k^{3/2} f_k = \int_0^1 x^{\beta/2} (1-x)^{\gamma/2} \left[Lf(x) \right]'' \left\{ \lambda_k^{-1/2} x^{\beta/2} (1-x)^{\gamma/2} v_k''(x) \right\} dx.$$

Thus, the number $\lambda_k^{3/2} f_k$ is the Fourier coefficient of the function $x^{\beta/2} (1-x)^{\gamma/2} \left[Lf(x) \right]''$ with respect to the orthonormal system of functions $\left\{ \lambda_k^{-1/2} x^{\beta/2} (1-x)^{\gamma/2} v_k''(x) \right\}_{k=1}^{+\infty}$. Then, according to Bessel's inequality, we come to the inequality (7).

Lemma 4 has been proved.

IV. The existence of the solution to inverse problem

We will expand the functions $u(x, t)$, $\varphi(x)$, f into series with respect to the system of functions $\{v_k(x)\}_{k=1}^{\infty}$ by formulas, respectively,

$$u(x, t) = \sum_{k=1}^{\infty} T_k(t) v_k(x) \quad (8)$$

and

$$f(x) = \sum_{k=1}^{\infty} f_k v_k(x), \quad \varphi(x) = \sum_{k=1}^{\infty} \varphi_k v_k(x). \quad (9)$$

Moreover, we expand the function $\psi(x)$ by this system as follows

$$\psi(x) = \sum_{k=1}^{+\infty} \psi_k v_k(x) \quad (10)$$

where $\psi_k = \int_0^1 \psi(x) v_k(x) dx$.

Substituting (8), (9) and (10) into the equation (1), initial condition (2) and the over-determination condition (4), for defining $T_k(t)$ and f_k , we will have the following problem

$$\begin{cases} {}_C D_{0t}^{\alpha} T_k(t) + \lambda_k T_k(t) = f_k, \\ T_k(0) = \varphi_k, \\ T_k(T) = \psi_k. \end{cases} \quad (11)$$

It is easy to verify that from the problem (11), $T_k(t)$ and f_k can be found in the following forms

$$T_k(t) = \frac{(\varphi_k - \psi_k) E_{\alpha,1}(-\lambda_k t^{\alpha})}{1 - E_{\alpha,1}(-\lambda_k T^{\alpha})} + \frac{f_k}{\lambda_k}, \quad (12)$$

$$f_k = \lambda_k \left(\varphi_k + \frac{\psi_k - \varphi_k}{1 - E_{\alpha,1}(-\lambda_k T^{\alpha})} \right). \quad (13)$$

Then, the formal solution to the inverse problem is given by

$$u(x, t) = \sum_{k=1}^{+\infty} \left[\frac{1 - E_{\alpha,1}(-\lambda_k t^{\alpha})}{1 - E_{\alpha,1}(-\lambda_k T^{\alpha})} (\psi_k - \varphi_k) + \varphi_k \right] v_k(x), \quad (14)$$

$$f = \sum_{k=1}^{+\infty} \lambda_k \left(\varphi_k + \frac{\psi_k - \varphi_k}{1 - E_{\alpha,1}(-\lambda_k T^{\alpha})} \right) v_k(x). \quad (15)$$

where $E_{\alpha,\beta}(z)$ is Mittag-Leffler's function [2]:

$$E_{\alpha,\beta}(z) = \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{z^n}{\Gamma(\alpha n + \beta)}.$$

Theorem 1. Let the functions φ and ψ satisfy the conditions Lemma 4. Then, the series defined by (14) and (15) will be the unique solution to the inverse source problem.

Proof. First, we consider the series (14). It is known that for $0 < \alpha < 1$ the following estimate is valid for the Mittag-Leffler function [2]:

$$\frac{1}{1 + \Gamma(1 - \alpha)z} \leq E_{\alpha,1}(-z) \leq \frac{1}{1 + \Gamma(1 + \alpha)^{-1}z}, \quad z > 0.$$

Considering the above estimate, from (14), one can easily get

$$\begin{aligned} |u(x, t)| &\leq \sum_{k=1}^{+\infty} \left(\left| \frac{1 - E_{\alpha,1}(-\lambda_k t^\alpha)}{1 - E_{\alpha,1}(-\lambda_k T^\alpha)} \right| |\varphi_k - \psi_k| + |\varphi_k| \right) |v_k(x)| \leq \\ &\leq 2 \sum_{k=1}^{+\infty} |\varphi_k| |v_k(x)| + \sum_{k=1}^{+\infty} |\psi_k| |v_k(x)| = 2 \sum_{k=1}^{+\infty} \sqrt{\lambda_k} |\varphi_k| \frac{|v_k(x)|}{\sqrt{\lambda_k}} + \sum_{k=1}^{+\infty} \sqrt{\lambda_k} |\psi_k| \frac{|v_k(x)|}{\sqrt{\lambda_k}}. \end{aligned}$$

Hence, applying the Cauchy-Schwarz inequality, we have

$$\begin{aligned} \sum_{k=1}^{+\infty} \sqrt{\lambda_k} |\varphi_k| \frac{|v_k(x)|}{\sqrt{\lambda_k}} &\leq \left(\sum_{k=1}^{+\infty} \lambda_k \varphi_k^2 \sum_{k=1}^{+\infty} \frac{v_k^2(x)}{\lambda_k} \right)^{\frac{1}{2}}, \\ \sum_{k=1}^{+\infty} \sqrt{\lambda_k} |\psi_k| \frac{|v_k(x)|}{\sqrt{\lambda_k}} &\leq \left(\sum_{k=1}^{+\infty} \lambda_k \psi_k^2 \sum_{k=1}^{+\infty} \frac{v_k^2(x)}{\lambda_k} \right)^{\frac{1}{2}}. \end{aligned}$$

The series on the right-hand side of these inequalities converges uniformly in $x \in [0, 1]$ due to Lemma 1 and Lemma 2. Hence, the series on the left-hand side also converges uniformly in x on $[0, 1]$. Therefore, the series (14) will be absolutely and uniformly convergent in $\overline{\Omega}$.

Now, we consider the series corresponding to the function $\left[x^\beta (1-x)^\gamma u_{xx} \right]_{xx}$. From (14), considering (4), we get

$$\begin{aligned} \left| \left[x^\beta (1-x)^\gamma u_{xx} \right]_{xx} \right| &\leq \sum_{k=1}^{+\infty} \left| \frac{1 - E_{\alpha,1}(-\lambda_k t^\alpha)}{1 - E_{\alpha,1}(-\lambda_k T^\alpha)} (\varphi_k - \psi_k) + \varphi_k \right| \left| \left[x^\beta (1-x)^\gamma v_k''(x) \right] \right| = \\ &= \sum_{k=1}^{+\infty} \lambda_k \left(\left| \frac{1 - E_{\alpha,1}(-\lambda_k t^\alpha)}{1 - E_{\alpha,1}(-\lambda_k T^\alpha)} \right| (|\varphi_k - \psi_k| + |\varphi_k|) \right) |v_k(x)| \leq 2 \sum_{k=1}^{+\infty} \lambda_k |\varphi_k| |v_k(x)| + \sum_{k=1}^{+\infty} \lambda_k |\psi_k| |v_k(x)| \\ &= 2 \sum_{k=1}^{+\infty} \lambda_k^{3/2} |\varphi_k| \frac{|v_k(x)|}{\sqrt{\lambda_k}} + \sum_{k=1}^{+\infty} \lambda_k^{3/2} |\psi_k| \frac{|v_k(x)|}{\sqrt{\lambda_k}}. \end{aligned}$$

From here, using the Cauchy-Schwarz inequality, we obtain

$$\sum_{k=1}^{+\infty} \lambda_k^{3/2} |\varphi_k| \frac{|X_k(x)|}{\sqrt{\lambda_k}} \leq \left(\sum_{k=1}^{+\infty} \lambda_k^3 \varphi_k^2 \sum_{k=1}^{+\infty} \frac{v_k^2(x)}{\lambda_k} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad \sum_{k=1}^{+\infty} \lambda_k^{3/2} |\psi_k| \frac{|v_k(x)|}{\sqrt{\lambda_k}} \leq \left(\sum_{k=1}^{+\infty} \lambda_k^3 \psi_k^2 \sum_{k=1}^{+\infty} \frac{v_k^2(x)}{\lambda_k} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

The series on the right-hand side of these inequalities converges uniformly in $x \in [0, 1]$ due to Lemma 1 and Lemma 4. Hence, the series on the left-hand side also converges uniformly in x on $[0, 1]$. Therefore, the series corresponding to the function $\left[x^\beta (1-x)^\gamma u_{xx} \right]_{xx}$ will be absolutely and uniformly convergent in any compact $D \subset \Omega$.

Now, considering the series corresponding to the function f from (15), we get

$$\begin{aligned} |f(x)| &\leq \sum_{k=1}^{+\infty} |\lambda_k \varphi_k v_k(x)| + \sum_{k=1}^{+\infty} \frac{\lambda_k |\varphi_k - \psi_k|}{1 - E_{\alpha,1}(-\lambda_k T^\alpha)} |v_k(x)| \leq \\ &\leq 2 \sum_{k=1}^{+\infty} |\varphi_k| |v_k(x)| + \sum_{k=1}^{+\infty} |\psi_k| |v_k(x)|. \end{aligned}$$

Similarly, one can show convergence of these series under the assumptions of Theorem 1.

V. The uniqueness of the solution to the inverse problem

Assume that there exist two solutions $\{u_1(x, t), f_1(x)\}$ and $\{u_2(x, t), f_2(x)\}$. Let us denote their difference by $u(x, t) = u_1(x, t) - u_2(x, t)$ and $f(x) = f_1(x) - f_2(x)$. Then the pair $\{u(x, t), f(x)\}$ should satisfy the following equation

$${}_C D_{0t}^\alpha u(x, t) + \left[x^\beta (1-x)^\gamma u_{xx}(x, t) \right]_{xx} = 0, \quad (16)$$

Supplemented with the following conditions

$$\begin{aligned} u(1, t) = 0, \quad u_x(1, t) = 0, \quad \lim_{x \rightarrow 0} x^\beta (1-x)^\gamma u_{xx}(x, t) = 0, \\ \lim_{x \rightarrow 0} \left[x^\beta (1-x)^\gamma u_{xx}(x, t) \right]_x = 0, \end{aligned} \quad (17)$$

$$u(x, 0) = 0, \quad u(x, T) = 0, \quad x \in [0, 1]. \quad (18)$$

To establish the uniqueness of the solution, we consider following equality

$$T_k(t) = \int_0^1 u(x, t) v_k(x) dx, \quad k \in \mathbb{N} \quad (19)$$

Applying the operator ${}_C D_{0t}^\alpha$ to both side of equation (19), we obtain

$${}_C D_{0t}^\alpha T_k(t) = \int_0^1 {}_C D_{0t}^\alpha u(x, t) v_k(x) dx.$$

Using the equation (1), this expression simplifies to

$${}_C D_{0t}^\alpha T_k(t) = \int_0^1 \left\{ \left[x^\beta (1-x)^\gamma u_{xx}(x, t) \right]_{xx} + f \right\} v_k(x) dx.$$

Hence, considering the boundary conditions (17) and (18), we apply the integration rule twice and rewrite the expression as follows

$${}_C D_{0t}^\alpha T_k(t) = \int_0^1 \left[x^\beta (1-x)^\gamma v_k''(x) \right] u(x, t) dx + f_k.$$

From the last, taking into account the equations (4) and (19), we have

$${}_C D_{0t}^\alpha T_k(t) + \lambda_k T_k(t) = f_k, \quad (20) \quad T_k(0) = 0, \quad T_k(T) = 0. \quad (21)$$

One can easily show that the solution to $\{(20),(21)\}$ is given by $f_k \equiv 0$ and $T_k(0) \equiv 0$. Since the spectral problem $\{(4),(5)\}$ is self-adjoint, its set of eigenfunctions $\{v_k(x)\}$ is complete. Thus,

$$u(x, t) \equiv 0, \quad f \equiv 0.$$

Therefore, we conclude that $u_1(x, t) = u_2(x, t)$ and $f_1 = f_2$, confirming the uniqueness of the solution to the inverse source problem.

VI. Conclusion

In the present paper, we consider an inverse-source problem for a fourth-order, time-fractional, space-degenerate partial differential equation in a rectangular domain. By applying the method of separation of variables, we obtain a spectral problem for a fourth-order ordinary differential equation. Since this equation has a degenerate coefficient, we cannot find the eigenvalues and eigenfunctions of this spectral problem in an explicit form. However, by applying the theory of integral equations with symmetric kernels, we establish the existence and some properties of the eigenvalues and eigenfunctions of this spectral problem. Using these properties, we prove the existence and uniqueness of the solution of the main problem.

Literature

- [1]. Beytmen G., Erdeyi A. Higher Transcendental Functions. Volumes I. Nauka, Moscow. 1965.
- [2]. Podlubny I. Fractional differential equations. Academic Press, 1999.
- [3]. Freed A., Diethelm K., Luchko Y. Fractional-Order Viscoelasticity: Constitutive Development Using the Fractional Calculus. NASA's Glenn Research Center, Ohio. 2002.
- [4]. Gorenflo R., Mainardi F. Random walk models for space-fractional diffusion processes. Fract. Calc. Appl. Anal. 1998. Vol. 1, pp. 167–191.
- [5]. Irgashev B.Y. Boundary-value problem for a degenerate high-order equation with gluing conditions involving a fractional derivative. Rend. Circ. Mat. Palermo. 2024. Vol. 73, No. 2, pp. 2333–2347.
- [6]. Kilbas A.A., Srivastava H.M., Trujillo J.J. Theory and Applications of Fractional Differential Equations. Elsevier, Boston. 2006.
- [7]. Mainardi F. Fractional Calculus and Waves in Linear Visco-elasticity an Introduction to Mathematical Models. Imperial College Press, London. 2010
- [8]. Urinov A.K., Usmonov D.A. On one problem for a fourth-order mixed-type equation that degenerates inside and on the boundary of a domain. Vestnik Udmurtskogo Universiteta. Matematika. Mekhanika. 2023. Vol. 33, No.2, pp. 312–328.

- [9]. Dzhrbashyan M.M., Nersesyan A.B. Fractional derivatives and the Cauchy problem for differential equations of fractional order. Izv. AN ArmSSR. Mat. 1968. Vol. 3, No. 1, pp. 3-29.
- [10]. Mikhlin S. G. Linear Integral Equations. Moscow: Fizmatgiz, 1959.
- [11]. Mamanazarov A., Sobirjonova M. An initial boundary-value problem for a fourth order space degenerate partial differential equation. Scientific bulletin: physical and mathematical research. 2024. Vol. 6, No. 2, pp. 118-126.
- [12]. Berdyshev A.S., Cabada A., Kadirkulov B. J. The Samarskii-Ionkin type problem for the fourth order parabolic equation with fractional differential operator. Computers and Mathematics with Applications. 2011. No. 62, pp. 3884-3893.
- [13]. Berdyshev A. S., Kadirkulov B. J. A Samarskii-Ionkin problem for two-dimensional parabolic equation with the Caputo fractional differential operator. International Journal of Pure and Applied Mathematics. 2017. Vol. 113, No. 4, pp. 53-64.
- [14]. Kerbal S., Kadirkulov B. J., Kirane M. Direct and inverse problems for a Samarskii-Ionkin type problem for a two-dimensional fractional parabolic equation. 2018. No. 3, pp. 147-160.
- [15]. Aziz S., Malik S. A. Identification of an unknown source term for a time fractional fourth-order parabolic equation. Electron. J. Differ. Equat. 2016. Vol. 293, pp. 1-20.
- [16]. Berdyshev A. S., Kadirkulov B. J. On a nonlocal problem for a fourth-order parabolic equation with a fractional by the Dzhrbashyan-Nersesyan operator. Differential equations. 2016. Vol. 52, No. 1, pp. 123–127.
- [17]. L.L. Karasheva. Half-strip problem for a parabolic equation fourth order with the Riemann–Liouville operator by temporary variable. Proceedings of the Kabardino-Balkarian Scientific Center of the Russian Academy of Sciences. 2019. Vol. 91, No. 5, pp. 21-29.
- [18]. Yuldashev T. K., Kadirkulov B. J. Nonlocal problem for a mixed type fourth-order differential equation with Hilfer fractional operator. Ural Mathematical Journal. 2020. Vol. 6, No. 1, pp. 153–167.
- [19]. Yuldashev T. K., Kadirkulov B.J. Inverse boundary value problem for a fractional differential equation of mixed type with integral redefinition conditions. Lobachevskii Journal of Mathematics. 2021. Vol. 42, No. 3, pp. 649–662.

On the accuracy of the 2nd and 3rd order Runge-Kutta methods for the quadratic dynamical systems

O. S. Axmedov, M.A. Muhammadjonova

Andijan state university, 170100 Andijan, Uzbekistan

Аннотация. С математической точки зрения, строгое определение верхних границ разных между точными и приближенными решениями для задачи Коши является важной задачей. В данной статье проводятся эти верхние границы для методов Рунге-Кутты для квадратичных динамических систем.

Ключевые слова: Численное интегрирование, метод Рунге-Кутты, метод DN-слежения, ряд Тейлора.

Abstract. From a mathematical point of view, rigorous determination of upper bounds between exact and discrete solutions for the Cauchy problem is an important problem. In this paper, these upper bounds are given for Runge-Kutta methods for quadratic dynamical systems.

Keywords: Numerical integration, Runge-Kutta method, DN-tracking method, Teylor series.

Annotatsiya. Matematik nuqtai nazardan, Koshi muammosining aniq va taqribiy yechimlari o'rtasidagi farqni yuqori chegarasini qat'iy aniqlash muhim masala hisoblanadi. Ushbu maqolada Runge-Kutti usullari uchun bu yuqori chegaralar kvadratik dinamik sistemalar uchun topilgan.

Kalit so'zlar: Sonli integrallash, Runge-Kutta usuli, DN-kuzatuv usuli, Teylor qatori.

I. Introduction

One of the main and effective methods for numerical integration of systems of differential equations are the well-known Runge-Kutta methods [1-4]. The corresponding difference scheme is given in almost all textbooks and monographs on numerical analysis.

An estimate of the solution error is also known, which has the form

$$|z(t) - z_n| \leq Cte^{LX}h^s \quad (1)$$

where $z(t)$ - exact solution of the Cauchy problem

$$\dot{z} = f(z), z(0) = z_0$$

z_n - corresponding approximate solution, i.e. $z_n \approx z(nh)$.

But, the justification for assessment (1) in all the literature available to us is carried out only at a heuristic point of view. For example, in [1] an estimate of type (1) is based on the definition

$$L = \max_{x_0 \leq x \leq x_0 + X} |f'_y(x, y)|,$$

which is difficult to acceptable, because the value of L will turn out to depend on the solution $y = y(x)$, and it is, generally, unknown. Moreover, there is no guarantee that on a given interval of values of the argument $[x_0, x_0 + X]$ the point $(x, y(x))$ remains within some limited area, and in nonlinear systems, as a rule, there are solutions that go to infinity in a finite time.

In the paper [2], the definition of L is based on the set $U = \{(x, y(x)) | x_0 \leq x \leq X\}$, therefore remains undefined for the same reason.

In practice, this circumstance doesn't usually cause significant concern. This is because both the existence of a solution within a specific

range of the independent variable and a preliminary (a priori) estimate for $|y(x)|$ can often be determined through physical considerations. Furthermore, the accuracy of the approximation can be evaluated, for instance, by observing the stabilization of solution values as the integration step size is reduced. However, assessments like (1) are often not very effective due to the the e^{LX} multiplier.

In 2008, A. Azamov proposed a new method [5] for qualitative research of dynamic systems, called the discrete-numerical tracking method (abbreviated DN-tracking from the words discrete-numerical). The essence of the method is to use a numerical solution not for approximate integration of the system, but to prove that the dynamic system has one or another property, for example, it has a closed trajectory. In this case, naturally, one can rely on inequalities of the form (1) only if there is a proof for it with the rigor that is acceptable in mathematics.

This work is devoted to a rigorous proof of an inequality of the form (1) for the 2nd and 3rd orders Runge-Kutta methods.

II. Materials and methods

Now, we consider the following Cauchy problem given by a quadratic dynamical system

$$\dot{z} = f(z), z(0) = z_0 \quad (2)$$

where f is a quadratic polynomial and $z \in \mathbb{R}^n$.

Assume that the solution $z(t)$ of system (2) exists within the interval $[0, T]$ and remains within a pre-defined convex compact region K .

If system (2) is not integrable and lacks symmetry, numerical methods must be employed to

analyze the qualitative behavior of the system. Mathematically, determining the upper bound of the accuracy of these numerical methods is crucial for making rigorous mathematical conclusions.

In this work, we provide upper bounds for the accuracy of the well-known second and third order Runge-Kutta methods with integration step $h = T/N$, example, for 2nd order: $z_{n+1} = z_n + c_1 k_1 + c_2 k_2$ (3)

where $k_1 = hf(z_n), k_2 = hf(z_n + \alpha k_1), c_1 + c_2 = 1, 2\alpha c_2 = 1, n = \overline{0, N-1}$;

We make some notations

$$m_0 = \max_{z \in K} \|f(z)\|, m_1 = \max_{z \in K} \|\partial f(z)/\partial z\|, m_2 = \max_{z \in K} \|\partial^2 f(z)/\partial z^2\|,$$

where $\|\cdot\|$ is Euclidean norm sign.

III. Results and discussion

Theorem 1. It holds

$$|z(h) - z_1| < Ch^3$$

where $C = \frac{2 \cdot m_0 \cdot m_1^2 + |3\alpha - 2| \cdot m_0^2 \cdot m_2}{12}$.

Proof.

k_1 is defined, thus we know define k_2 as follows:

$$\begin{aligned} k_2 &= hf(z + \alpha k_1) = h \left(f(z) + f'(z) \alpha k_1 + \frac{f''(z) \cdot (\alpha k_1)^2}{2} \right) = \\ &= hf(z) + \alpha f'(z) f(z) h^2 + \frac{\alpha^2}{2} f''(z) [f(z), f(z)] h^3 \end{aligned}$$

For $0 \leq t \leq h$, we consider $\varphi(t) = z(t) - \tilde{z}(t)$ function, where

$$\begin{aligned} \tilde{z} &= z_0 + c_1 k_1(z_0, t) + c_2 k_2(z_0, t) = z_0 + c_1 f(z_0) t + \\ &+ c_2 \left(f(z_0) t + \alpha f'(z_0) f(z_0) t^2 + \frac{\alpha^2}{2} f''(z_0) [f(z_0), f(z_0)] t^3 \right) \end{aligned}$$

In general, we should estimate $|\varphi(t)|$ function. To do this, we use the Taylor series formula

$$\varphi(t) = z(t) - \tilde{z}(t) = \varphi(0) + \varphi'(0)t + \frac{\varphi''(0)}{2!}t^2 + \int_0^t \frac{\varphi'''(\theta)}{2!}(t-\theta)^2 d\theta \quad (4)$$

From (4), to estimate $\varphi(t)$, we find $\varphi(0), \varphi'(0), \varphi''(0)$ and $\varphi'''(\theta)$

$$\begin{aligned} \varphi(0) &= z(0) - \tilde{z}(0) = 0 \\ \varphi'(t) &= \dot{z}(t) - \dot{\tilde{z}}(t) \Rightarrow \varphi'(0) = \dot{z}(0) - \dot{\tilde{z}}(0) = f(z_0) - \dot{\tilde{z}}(0) = \\ &= f(z_0) - c_1 f(z_0) - c_2 f(z_0) = 0 \\ \varphi''(t) &= \ddot{z}(t) - \ddot{\tilde{z}}(t) \Rightarrow \varphi''(0) = \ddot{z}(0) - \ddot{\tilde{z}}(0) = \\ &= f'(z_0) f(z_0) - 2\alpha c_2 f'(z_0) f(z_0) = 0 \\ \varphi'''(t) &= \ddot{\tilde{z}}(t) - \ddot{\tilde{z}}(t) = \\ &= f''(t) [f(t), f(t)] + (f'(t))^2 f(t) - 3C_2 \alpha^2 f''(z_0) [f(z_0), f(z_0)] \end{aligned}$$

Therefore, we have

$$\begin{aligned} \varphi(t) &= z(t) - \tilde{z}(t) = \varphi(0) + \varphi'(0)t + \frac{\varphi''(0)}{2!}t^2 + \int_0^t \frac{\varphi'''(\theta)}{2!}(t-\theta)^2 d\theta = \\ &= \int_0^t \frac{\varphi'''(\theta)}{2}(t-\theta)^2 d\theta \end{aligned}$$

Now, it is time to estimate $|\varphi(t)|$

$$\begin{aligned} |\varphi(t)| &= \left| \int_0^t \frac{\varphi'''(\theta)}{2}(t-\theta)^2 d\theta \right| \leq \int_0^t \frac{|\varphi'''(\theta)|}{2}(t-\theta)^2 d\theta = \\ &= \int_0^t \frac{1}{2} \cdot \left| f''(\theta) [f(\theta), f(\theta)] + (f'(\theta))^2 f(\theta) - 3C_2 \alpha^2 f''(z_0) [f(z_0), f(z_0)] \right| (t-\theta)^2 d\theta \leq \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &\leq \int_0^t \frac{1}{2} \cdot \left(\left| 1 - \frac{3\alpha}{2} \right| \cdot m_2 \cdot m_0^2 + m_1^2 \cdot m_0 \right) (t - \theta)^2 d\theta = \\ &= \left(\frac{|3\alpha - 2|}{12} m_0^2 \cdot m_2 + \frac{1}{6} \cdot m_0 \cdot m_1^2 \right) \cdot t^3 = \\ &= \frac{2 \cdot m_0 \cdot m_1^2 + |3\alpha - 2| \cdot m_0^2 \cdot m_2}{12} \cdot t^3 \end{aligned}$$

by the condition $0 \leq t \leq h$, $|\varphi(t)| \leq Ch^3$, where $C = \frac{2 \cdot m_0 \cdot m_1^2 + |3\alpha - 2| \cdot m_0^2 \cdot m_2}{12}$.

Theorem is proved.

Using Gronwall-Bellman inequality one can estimate the global error of Runge-Kutta 2nd order.

Theorem 2. Assume that $z_n \in K$. It holds

$$|z(nh) - z_n| < C \frac{e^{m_1 T} - 1}{m_1} h^2.$$

Let consider 3rd order Runge-Kutta methods with integrating step $h = \frac{T}{N}$:

$$\begin{aligned} z_{n+1} &= z_n + c_1 k_1 + c_2 k_2 + c_3 k_3 \\ k_1 &= hf(z_n), \quad k_2 = hf(z_n + \alpha k_1), \quad k_3 = hf(z_n + \beta k_1 + \gamma k_2), \\ c_1 + c_2 + c_3 &= 1, \quad 6\alpha\gamma c_3 = 1, \\ 2\alpha c_2 + 2(\beta + \gamma)c_3 &= 1, \quad 3\alpha^2 c_2 + 3(\beta + \gamma)^2 c_3 = 1, \quad n = \overline{0, N-1}; \end{aligned}$$

Theorem 3. It holds

$$|z(h) - z_1| < (C + 1, (01)C_* h)h^4$$

where

$$\begin{aligned} C &= \frac{m_0 m_1^3 + 2|\alpha + 2\beta + 2\gamma - 2|m_0^2 m_1 m_2}{24} \\ C_* &= \max \left\{ \frac{10|\alpha\gamma|m_0^2 m_1^2 m_2 + 10|\alpha(\beta + \gamma)|m_0^3 m_2^2}{120}, \right. \\ &\quad \left. \frac{\alpha^2 |\gamma| m_0^3 m_1 m_2^2}{12}, \right. \\ &\quad \left. \frac{|\alpha^3 \gamma| m_0^4 m_2^3}{48} \right\} \end{aligned}$$

Proof. Similarly previous theorem for $0 \leq t \leq h$, we consider $\varphi(t) = z(t) - \tilde{z}(t)$ function, where $\tilde{z} = z_0 + c_1 k_1(z_0, t) + c_2 k_2(z_0, t) + c_3 k_3(z_0, t)$, $k_1(z_0; t) = tf(z_0)$, $k_2(z_0; t) = f(z_0)t +$

$\alpha f'(z_0)f(z_0)t^2 + \frac{\alpha^2}{2} f''(z_0)[f(z_0), f(z_0)]t^3$ and $k_3(z_0; t) = tf(z_0 + \beta k_1 + \gamma k_2) =$

$$\begin{aligned} &= t \left(f(z_0) + f'(z_0)(\beta k_1 + \gamma k_2) + \frac{f''(z_0)}{2} (\beta k_1 + \gamma k_2)^2 \right) = \\ &= f(z_0)t + (\beta + \gamma)f'(z_0)f(z_0)t^2 + \\ &+ \left\{ \alpha\gamma(f'(z_0))^2 f(z_0) + \frac{(\beta + \gamma)^2}{2} f''(z_0)[f(z_0), f(z_0)] \right\} t^3 + \\ &+ \left\{ \frac{\alpha^2 \gamma}{2} f'(z_0)f''(z_0)[f(z_0), f(z_0)] + \alpha\gamma(\beta + \gamma)f''(z_0)[f(z_0), f'(z_0)f(z_0)] \right\} t^4 \\ &+ \left\{ \frac{\alpha^2 \gamma^2}{2} f''(z_0)[f'(z_0)f(z_0), f'(z_0)f(z_0)] \right. \\ &+ \frac{\alpha^2 \gamma(\beta + \gamma)}{2} f''(z_0)[f(z_0), f''(z_0)[f(z_0), f(z_0)]] \left. \right\} t^5 + \\ &+ \frac{\alpha^3 \gamma^2}{2} f''(z_0)[f'(z_0)f(z_0), f''(z_0)[f(z_0), f(z_0)]] t^6 + \\ &+ \frac{\alpha^4 \gamma^2}{8} f''(z_0)[f''(z_0)[f(z_0), f(z_0)], f''(z_0)[f(z_0), f(z_0)]] t^7 \end{aligned}$$

It is easy to see that

$$\begin{aligned}\varphi(t) &= z(t) - \tilde{z}(t) = \\ &= \varphi(0) + \varphi'(0)t + \frac{\varphi''(0)}{2!}t^2 + \frac{\varphi'''(0)}{3!}t^3 + \int_0^t \frac{\varphi^{(4)}(\theta)}{3!}(t-\theta)^3 d\theta \\ \varphi(0) &= \varphi'(0) = \varphi''(0) = \varphi'''(0) = 0\end{aligned}$$

So, we have

$$\varphi(t) = \int_0^t \frac{\varphi^{(4)}(\theta)}{3!}(t-\theta)^3 d\theta$$

Hence,

$$\begin{aligned}\varphi^{(4)}(\theta) &= (f'(z))^3 f(z) + 2f'(z)f''(z)[f(z), f(z)] + 2f''(z)[f'(z)f(z), f(z)] \\ &\quad - \{2\alpha f'(z_0)f''(z_0)[f(z_0), f(z_0)] + 4(\beta + \gamma)f''(z_0)[f(z_0), f'(z_0)f(z_0)]\} \\ &\quad - \{10\alpha\gamma f''(z_0)[f'(z_0)f(z_0), f'(z_0)f(z_0)] + 10\alpha(\beta + \gamma)f''(z_0)[f(z_0), f''(z_0)[f(z_0), f(z_0)]]\}\theta \\ &\quad - 30\alpha^2\gamma f''(z_0)[f'(z_0)f(z_0), f''(z_0)[f(z_0), f(z_0)]]\theta^2 \\ &\quad - \frac{35}{2}\alpha^3\gamma f''(z_0)[f''(z_0)[f(z_0), f(z_0)], f''(z_0)[f(z_0), f(z_0)]]\theta^3 \\ |\varphi^{(4)}(\theta)| &\leq |(f'(z))^3 f(z)| + 2|f'(z)f''(z)[f(z), f(z)]| + 2|f''(z)[f'(z)f(z), f(z)]| \\ &\quad + |\{2\alpha f'(z_0)f''(z_0)[f(z_0), f(z_0)] + 4(\beta + \gamma)f''(z_0)[f(z_0), f'(z_0)f(z_0)]\}| \\ &\quad + |\{10\alpha\gamma f''(z_0)[f'(z_0)f(z_0), f'(z_0)f(z_0)] + 10\alpha(\beta + \gamma)f''(z_0)[f(z_0), f''(z_0)[f(z_0), f(z_0)]]\}\theta| \\ &\quad + |30\alpha^2\gamma f''(z_0)[f'(z_0)f(z_0), f''(z_0)[f(z_0), f(z_0)]]\theta^2| \\ &\quad + \left|\frac{35}{2}\alpha^3\gamma f''(z_0)[f''(z_0)[f(z_0), f(z_0)], f''(z_0)[f(z_0), f(z_0)]]\theta^3\right|\end{aligned}$$

Therefore, upper bound for the function $\varphi(t)$ we obtain

$$\begin{aligned}|\varphi(t)| &= \int_0^t \left| \frac{\varphi^{(4)}(\theta)}{3!}(t-\theta)^3 \right| d\theta = \int_0^t \left| \frac{\varphi^{(4)}(\theta)}{6} \right| (t-\theta)^3 d\theta \\ &\leq \frac{1}{6} \int_0^t \left(m_0 m_1^3 + 2|\alpha + 2\beta + 2\gamma - 2|m_0^2 m_1 m_2 \right. \\ &\quad \left. + (10|\alpha\gamma|m_0^2 m_1 m_2 + 10|\alpha(\beta + \gamma)|m_0^3 m_2^2)\theta + 30\alpha^2|\gamma|m_0^3 m_1 m_2^2 \theta^2 \right. \\ &\quad \left. + \frac{35}{2}|\alpha^3\gamma|m_0^4 m_2^3 \theta^3 \right) (t-\theta)^3 d\theta = \\ &= \frac{m_0 m_1^3 + 2|\alpha + 2\beta + 2\gamma - 2|m_0^2 m_1 m_2}{6} \int_0^t (t-\theta)^3 d\theta + \\ &\quad + \frac{10|\alpha\gamma|m_0^2 m_1^2 m_2 + 10|\alpha(\beta + \gamma)|m_0^3 m_2^2}{6} \int_0^t \theta(t-\theta)^3 d\theta + \\ &\quad + 5\alpha^2|\gamma|m_0^3 m_1 m_2^2 \int_0^t \theta^2(t-\theta)^3 d\theta + \frac{35}{12}|\alpha^3\gamma|m_0^4 m_2^3 \int_0^t \theta^3(t-\theta)^3 d\theta = \\ &= \frac{m_0 m_1^3 + 2|\alpha + 2\beta + 2\gamma - 2|m_0^2 m_1 m_2}{24} t^4 + \\ &\quad + \frac{10|\alpha\gamma|m_0^2 m_1^2 m_2 + 10|\alpha(\beta + \gamma)|m_0^3 m_2^2}{120} t^5 + \frac{\alpha^2|\gamma|m_0^3 m_1 m_2^2}{12} t^6 + \\ &\quad + \frac{|\alpha^3\gamma|m_0^4 m_2^3}{48} t^7 \leq Ct^4 + C_*(1+t+t^2)t^5 \leq (C + C_* \cdot t \cdot 1, (01))t^4\end{aligned}$$

$$|\varphi(h)| \leq (C + C_* \cdot h \cdot 1, (01))h^4$$

where

$$C = \frac{m_0 m_1^3 + 2|\alpha + 2\beta + 2\gamma - 2|m_0^2 m_1 m_2}{24}$$

$$C_* = \max \left\{ \frac{10|\alpha\gamma|m_0^2 m_1^2 m_2 + 10|\alpha(\beta + \gamma)|m_0^3 m_2^2}{120}, \frac{\alpha^2 |\gamma| m_0^3 m_1 m_2^2}{12}, \frac{|\alpha^3 \gamma| m_0^4 m_2^3}{48} \right\}$$

Theorem is proved.

Theorem 4. Assume that $z_n \in K$. It holds

$$|z(nh) - z_n| < (C + 1, (01)C_* h) \frac{e^{m_1 T} - 1}{m_1} h^2$$

IV. Conclusion

The global error arising from the approximate solution of the Cauchy problem for quadratic dynamical systems using Runge-Kutta methods is estimated. This estimate can be used to rigorously prove the existence of qualitative properties of dynamical systems, potentially leading to new directions in the theory of dynamical systems.

References

- [1].Baxvalov N.C., Numerical methods, Nauka Publi., Moscow, 1975.
- [2].Khairer E., Nersett S., Vanner G., Solving ordinary differential equations. Nonstiff problems, Mir, Moscow, page 512, 1990.
- [3].Dekker K., Verwer J. G., Stability of Runge-Kutta methods for stiff nonlinear differential equations, Mir, Moscow, 1988.
- [4].Butcher J. C. Numerical Methods for Ordinary Differential Equations, 3rd ed. New York: John Wiley& Sons Ltd., 2016. 538 p.
- [5].Azamov A.A., The DN-tracking method for proving the existence of limit cycles. In "Differential Equations and Topology. Abstracts of the international conference "Differential Equations and Topology" dedicated to the 100th birthday of L.S. Pontryagin", Moscow, pp: 87-88, 17-22 June, 2008.

About the authors

Muslima Akramjon qizi Muhammadjonova – Andijan state university, 170100 Andijan, Uzbekistan, 3rd-year student in the mathematics at the faculty of mathematics and mechanics of Andijan state university. Email: muslimamuhammadjonova8914@gmail.com. Contacting phone number: +998933558914.

Odiljon Soxibjonovich Axmedov – Andijan state university, 170100 Andijan, Uzbekistan, head of the department "Applied mathematics and mechanics", odiljon.axmedov@gmail.com, +998935411826

Kompleks sohada yo'nalish bo'yicha quvish masalasi

T. T. Ibaydullayev

Z. M. Bobur nomidagi Andijon davlat universiteti, O'zbekiston, 170100, Andijan sh, Universitet ko'chasi 129 uy

Annotatsiya: Ushbu maqolada kompleks o'zgaruvchili tenglamalar bilan berilgan sodda differensial o'yinda yo'nalish bo'yicha quvish masalasi o'rganilgan. Maqola so'ngida qochish masalasi ham qaralgan.

Kalit so'zlar: Differensial o'yin, quvish masalasi, qochish masalasi, strategiya, kompleks soha.

Annotation: In this paper, the pursuit problem along a direction is studied in a simple differential game described by equations with complex variables. At the end of the paper, the evasion problem is also considered.

Keywords: Differential game, pursuit problem, evasion problem, strategy, complex domain.

Аннотация: В данной статье рассматривается задача преследования по направлению в дифференциальной игре заданный простейшими уравнениями комплексного вида. В конце работы рассмотрена задача убегания

Ключевые слова: Дифференциальная игра, задача преследования, задача убегания, стратегия, комплексная область.

I. Kirish

Differensial o'yinlar nazariyasidagi masalalar asosan haqiqiy sohalarida o'rganilgan va ko'plab juda muhim natijalarga erishilgan. Bunda R. Ayzeks, N.N.Krasovskiy hamda L.S.Pontryagin va uning qator atoqli shogirdlarining xizmatlari beqiyosdir. 2000-yillarning boshlarida, L.S.Pontryaginining izdoshlaridan bo'lmish atoqli olim, Akademik N.Yu.Satimov qator ilmiy anjumanlarda mutaxassislar e'tiborini avvalgilardan keskin farq qiluvchi masalalarga, xususan, kompleks sohadagi o'yinlarni tadqiq qilish masalalariga jalb qiluvchi ma'ruzalar bilan chiqqan, qator ilmiy maqolalar e'lon qildi. Bunday masalalar jam bo'lgan yo'nalishlarni differensial o'yinlar nazariyasining istiqbolli yo'nalishlari deb atagan. Kompleks soha uchun ular professor G'.Mo'minov bilan hammualliflikda ikkita ([1],[2]) maqola e'lon qilganlar. Ular tegishli differensial o'yinlarning kompleks analogi bo'lsada, lekin olingan natijalar u qadar analogik emas, masalan, haqiqiy sohada sodda quvish masalasida quvlovchining tezligi qochuvchining tezligidan katta bo'lganda o'yin ma'lum vaqtda tugaydi, lekin kompleks sohada quvlovchining tezligi qochuvchining tezligidan katta bo'lganda ham qo'shimcha shartlarda o'yin tugamaydigan strategiya qursa bo'lishi kelib chiqqan. Umuman N.Yu.Satimov ta'kidlaganidek, kompleks sohadagi o'yinlarni tadqiq qilish ko'p jihatdan qulay, masalan, bir nechta xususiy hosilali tenglamalar sistemasi bilan berilgan murakkab

o'yin bitta kompleks differensial tenglama bilan ifodalanuvchi o'yinga keladi.

Bu sohadagi eng so'nggi natija ushbu ishda keltirilgan bo'lib, unda [2] dagi natijalar ancha yaxshilangan. Bu uchchala ishdan boshqa ish ham mavjud emas va ularning barchasida quvlovchining strategiyasi qurilayotganda raqib boshqaruvining har bir nuqtadagi qiymatlaridan foydalanilgan.

Mazkur ishda esa sodda differensial o'yinning kompleks analogi o'rganilgan bo'lib, unda quvish masalasi qaralgan, quvlovchining boshqaruvi qurilayotganda esa, qochuvchi boshqaruvining har bir nuqtadagi qiymatidan emas, balki uning ayrim nuqtalaridagi holatlaridan foydalanilgan, ya'ni yo'nalish bo'yicha quvish masalasi yechilgan. Bunda N.Yu.Satimovning haqiqiy sohadagi ishlaridan keng foydalanilgan. Albatta, kam informatsiya bilan o'yin tashkil qilinganda natijada ham biroz kamchilik bo'ladi. Kamchilik shundaki, quvlovchi qochuvchining ustiga emas balki, uning istalgancha kichik atrofiga tushadi, ya'ni reduktiv koordinatalar sistemasida aytadigan bo'lsak, boshqarilayotgan nuqta «0» ning ustiga tushmaydiyu, ammo uning istalgancha kichik ε atrofiga tushishi ko'rsatilgan.

II. Masalaning qo'yishi va asosiy natija. quvish masalasi

Sodda bo'lishi uchun bir yo'la eng sodda differensial o'yinning reduktiv koordinatalar sistemasidagi kompleks analogini bayon qilamiz.

Aytaylik kompleks tekislikda differensial o'yin q'uyidagi eng sodda kompleks argumentli differensial tenglama bilan ifodalangan bo'lsin:

$$\dot{w} = -u + v, w(z_0) = w_0, \quad (1)$$

bu yerda, $w = w(z)$ butun C - kompleks tekislikda (z lar tekisligida) aniqlangan analitik funksiya, $z, z_0 \in C$ ($z_0 = 0$ deb olamiz), w_0 -boshlang'ich holat, $w_0 \neq 0$; u va v - boshqaruv parametrlari, u -quvish parametri, v - qochish parametri bo'lib, u va v - boshqaruv parametrlari deganda, mos ravishda butun C - kompleks tekislikda aniqlangan $u = u(z)$ va $v = v(z)$, $z \in C$ analitik funksiyalarni tushinamiz. Shu munosabat bilan ularni boshqaruv funksiyalari deb ayaymiz. Ular quyidagi tengsizliklarni, ya'ni chegaralanishlarni qanoatlantirsiz:

$$|u(z)| \leq \rho, |v(z)| \leq \sigma \quad z \in C, \quad (2)$$

Geometrik nuqtai nazardan bu tengsizliklar funksiyalar tekisligida markazlari koordinatalar boshida bo'lgan, radiuslari mos ravishda ρ va σ bo'lgan doiralarni ifodalaydi [3]. Shuning uchun ularni geometrik chegaralanishlar deb ataymiz.

Agar z argumentning z lar tekisligining biror chegaralangan E sohasidagi uzluksiz o'zgarishlari uchun, $w(z)$ funksiya ham w lar tekisligida uzluksiz o'zgarib [3], biror $z = z' \in E$ da $w(z') = 0$ bo'lsa, u holda (1) o'yin tugagan hisoblanadi, yoki o'yin quvlovchining foydasiga hal bo'ldan bo'ladi. Yoki, yeterlicha kichik $\varepsilon > 0$ soni olinganida ham shunday $z = z' \in E$ topilsaki, natijada $|w(z')| < \varepsilon$ tengsizlik o'rinli bo'lsa, ya'ni w nuqta 0 nuqtaning ustiga emas, balki yetarlicha kichik atrofiga tushsa ham o'yin tugagan hisoblanadi. O'yinning tugashi o'rganiladigan masala quvish masalasi deb yuritiladi. Bu-quvlovchining maqsadi. Aksincha, agar birorta ham $z \in C$ da $w(z) \neq 0$ bo'lsa, u holda o'yin tugamaydi, yoki o'yin qochuvchining foydasiga hal bo'ldi deb hisoblanadi. O'yinning tugamasligi o'rganiladigan masala qochsh masalasi deb yuritiladi. Bu esa-qochuvchining maqsadi. Buning uchun quvlovchining ixtiyorida u boshqaruv parametri, qochuvchining ixtiyorida esa v boshqaruv parametri mavjud bo'lib, o'yinchilar (1) sistema orqali $w(z)$ funksiya o'zgarishlariga o'zlarining maqsadlariga muvofiq ta'sir qiladilar. Quvish masalasida boshlang'ich holat va qochuvchining boshqaruviga bog'liq quvlovchining (2) cheklovlarni qanoatlantiruvchi shunday boshqaruvi

quriladiki, va yana chegaralangan E sohada shunday nuqta topiladiki, qochuvchining (2) cheklovlarni qanoatlantiruvchi ixtiyoriy boshqaruvida, w nuqta 0 ga kelib tushsin yoki uning istalgancha kichik atrofiga kelib tushsin. Quvlovchining bu boshqaruvi odatda strategiya deb yuritiladi. Qochish masalasida esa boshlang'ich holat va quvlovchining boshqaruviga bog'liq qochuvchining (2) cheklovlarni qanoatlantiruvchi shunday boshqaruvi quriladiki, argumentlar tekisligining ixtiyoriy nuqtasida, quvlovchining (2) cheklovlarni qanoatlantiruvchi ixtiyoriy boshqaruvida, w nuqta 0 ga kelib tushmasligi ko'rsatiladi. Albatta, o'yinning tugashi yoki tugamasligi to'g'rsidagi bu tushunchalarga qat'iy ta'riflar ham keltirish mumkin.

Ushbu maqolada quvush masalasi qaralgan bo'lib, unda quvlovchining strategiyasini qurishda qochuvchining boshqaruvlaridan uzluksiz foydalanilmaydi, balki chekli sondagi vaziyatlardan foydalaniladi va bu o'yinlar nazariyasida yo'nalish bo'yicha quvish deb yuritiladi. Yo'nalish bo'yicha quvish strategiyasi quvish masalasining qimmatini oshiradi, biroq shunga yarasha kamchiliklari ham bo'ladi, bu masalan, ushbu o'yinda tekshirilayotgan w nuqtaning aynan 0 ning ustiga tushmayotganligidan iborat. Maqolaning so'ngida qochish masalasining sodda yechimi ham keltirilgan.

$u = u(z)$ va $v = v(z)$, $z \in C$ analitik funksiyalar uchun (1) sistema kompleks sohada Koshi masalasini ifodalaydi.

Lemma: Kompleks sohada (1) Koshi masalasining yechimi ushbu

$$w(z) = w_0 + \int_0^z (-u(z) + v(z)) dz \quad (3)$$

formula bilan ifodalanadi va bu yechim yagona ($z_0 = 0$ deb olganmiz !).

Isboti: $u(z), v(z)$ funksiyalar butun kompleks tekislikda analitik funksiyalar bo'lgani uchun integralning qiymati integrallash yo'liga bog'liq emas [3] va

$$\frac{d}{dz} \left(\int_{z_0}^z (-u(z) + v(z)) dz \right) = -u(z) + v(z).$$

Bunga ko'ra (3) ning har ikki tomonini differensiallasak, uning (1) ni qanoatlantirishi kelib chiqadi. Boshlang'ich shartning bajarilishi esa ravshan.

Teorema 1: Agar (1) o'yinda $\rho > \sigma$ bo'lsa, u holda $|z| < \frac{|w_0|}{\rho - \sigma}$ doirada yo'nalish bo'yicha w nuqtani 0 nuqtaning istalgancha kichik ε atrofiga tushurish mumkun.

Isbot. Quvlovchi strategiyasi qadamma-qadam quriladi.

Birinchi qadamda $v(z)$ funksiyani ixtiyoriy analitik funksiya bo'lsin deb, o'yinni $|z| < \frac{|w_0|}{\rho}$ sohada qaraymiz, quvlovchining boshqaruvini esa w_0 yo'nalish bo'yicha quramiz:

$$u(z) = \rho \frac{w_0}{|w_0|}$$

Natijada, (1) ni yechib, ushbuni hosil qilamiz:

$$w(z) = w_0 - \rho \frac{w_0}{|w_0|} z + \int_0^z v(z) dz \quad (4)$$

(4) ni $z = z_1 = \frac{|w_0|}{\rho}$ nuqtada hisoblaymiz va uni baholaymiz:

$$w(z_1) = w_0 - \rho \frac{w_0}{|w_0|} z_1 + \int_0^{z_1} v(z) dz = \int_0^{z_1} v(z) dz = w_1,$$

$$|w_1| \leq \int_0^{z_1} |v(z)| dz \leq \sigma z_1 = \frac{\sigma}{\rho} |w_0|.$$

Endi ikkinchi qadamga o'tamiz, bunda w nuqta yangi w_1 vaziyatni egallagan deb, barchasini yana boshidan qaytaramiz. Bunlda (1) tenglama quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$\dot{w} = -u + v, w(0) = w_1. \quad (5)$$

(5) da aslida boshlang'ich nuqta 0 nuqta emas, balki $z = z_1 = \frac{|w_0|}{\rho}$ nuqta. Biz hisoblashlarni ixcham bo'lishi uchun boshlang'ich nuqta sifatida 0 ni olyapmiz. Hisoblashlar nihoyasida albatta, chekli doiradan chiqib ketmayotganimizni boshlang'ich nuqtalar yig'indisini topish bilan tekshiramiz.

Bunda $v(z)$ funksiyani yana ixtiyoriy analitik funksiya bo'lsin deb, o'yinni $|z| < \frac{|w_1|}{\rho}$ sohada qaraymiz, quvlovchining boshqaruvini esa w_1 yo'nalish bo'yicha quramiz:

$$u(z) = \rho \frac{w_1}{|w_1|}$$

Natijada, (5) ni yechib, ushbuni hosil qilamiz:

$$w(z) = w_1 - \rho \frac{w_1}{|w_1|} z + \int_0^z v(z) dz. \quad (6)$$

(6) ni $z = z_2 = \frac{|w_1|}{\rho}$ nuqtada hisoblaymiz va uni baholaymiz:

$$w(z_2) = w_1 - \rho \frac{w_1}{|w_1|} z_2 + \int_0^{z_2} v(z) dz = \int_0^{z_2} v(z) dz = w_2,$$

$$|w_2| \leq \int_0^{z_2} |v(z)| dz \leq \sigma z_2 = \sigma \frac{|w_1|}{\rho} = \left(\frac{\sigma}{\rho}\right)^2 |w_0|.$$

Shu kabi n -qadamda w nuqta yangi w_1 vaziyatni egallagan deb, barchasini yana boshidan qaytaramiz. Bunlda (1) tenglama quyidagi ko'rinishda bo'ladi

$$\dot{w} = -u + v, w(0) = w_{n-1}. \quad (7)$$

Bunda ham $v(z)$ funksiyani ixtiyoriy analitik funksiya bo'lsin deb, o'yinni $|z| < \frac{|w_{n-1}|}{\rho}$ sohada qaraymiz, quvlovchining boshqaruvini esa w_{n-1} yo'nalish bo'yicha quramiz:

$$u(z) = \rho \frac{w_{n-1}}{|w_{n-1}|}$$

Natijada, (7) ni yechib, ushbuni hosil qilamiz:

$$w(z) = w_{n-1} - \rho \frac{w_{n-1}}{|w_{n-1}|} z + \int_0^z v(z) dz \quad (8)$$

(8) ni $z = z_n = \frac{|w_{n-1}|}{\rho}$ nuqtada hisoblaymiz va uni baholaymiz:

$$w(z_n) = w_{n-1} - \rho \frac{w_{n-1}}{|w_{n-1}|} z_n + \int_0^{z_n} v(z) dz = \int_0^{z_n} v(z) dz = w_n,$$

$$|w_n| \leq \int_0^{z_n} |v(z)| dz \leq \sigma z_n = \sigma \frac{|w_{n-1}|}{\rho} = \dots = \left(\frac{\sigma}{\rho}\right)^n |w_0|.$$

Vahokazo, $\frac{\sigma}{\rho} < 1$ ekanidan w nuqta 0 nuqtaning yetarlicha kichik ε atrofiga tushguniga qadar ishni davom ettiraveramiz, ya'ni chekli n qadamdan so'ng w nuqta 0 nuqtaning istalgancha kichik ε atrofiga tushadi:

$$|w_{n-1}| \leq \left(\frac{\sigma}{\rho}\right)^n |w_0| = \varepsilon, \quad n = \left\lceil \frac{\ln \frac{\varepsilon}{|w_0|}}{\ln \frac{\sigma}{\rho}} \right\rceil + 1,$$

bu yerda $\lceil \cdot \rceil$ -sonnong butun qismi (yetarlicha kichik ε larda $\frac{\varepsilon}{|w_0|} < 1$ va kasrdagi logarifmlar musbat).

Endi barcha boshlang'ich nuqtalarning yig'indisining chegaralanganligini ko'rsatamiz:

$$z' = \sum_{k=1}^n z_k < \sum_{n=1}^{\infty} z_n \leq \sum_{n=1}^{\infty} \frac{|w_{n-1}|}{\rho} \leq \frac{1}{\rho} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{\sigma}{\rho}\right)^{n-1} |w_0| = \frac{|w_0|}{\rho - \sigma},$$

ya'ni, z' ($< \frac{|w_0|}{\rho - \sigma}$) nuqtada o'yin yakunlanyapti.

Demak, $|z| < \frac{|w_0|}{\rho - \sigma}$ ochiq chegaralangan sohaning ichidan chiqib ketmasdan, chekli, $n = \left\lceil \frac{\ln \frac{\varepsilon}{|w_0|}}{\ln \frac{\sigma}{\rho}} \right\rceil + 1$ qadamdan so'ng w nuqtani yo'nalish bo'yicha boshqarib, 0 nuqtaning istalgancha kichik ε atrofiga tushurish mumkin ekan.

Teorema isbotlanadi.

z va w nuqtalar haqiqiy bo'ganda ushbu o'yinning haqiqiy sohadagi analogi hosil bo'ladi va olingan natijalar ham ustma-ust tushadi, bunda z nuqta vaqtini ifodalaydi.

III. Qochish masalasining yechimi

Teorema 2: Agar (1) o'yinda $\rho \leq \sigma$ bo'lsa, u holda ixtiyoriy $z \in C$ da $w(z) \neq 0$ bo'ladi, ya'ni o'yin qochuvchining foydasiga hal bo'ladi.

Isbot. Qochuvchining strategiyasi quyidagicha quriladi:

$$v(z) = u(z), \quad z \in C. \quad (9)$$

Bu joiz boshqaruv:

$$|v(z)| = |u(z)| \leq \rho \leq \sigma, \quad z \in C.$$

(9) ni (3) ga qo'ysak,

$$w(z) \equiv w_0 \neq 0.$$

Teorema isbotlanadi.

Adabiyotlar

- [1]. Сатимов Н.Ю., Мўминов Г.М. Задача об отклонении в единичном круе. Проблемы управления и информатики, 2001 г., №3, с. 70-75.
- [2]. Сатимов Н. Ю., Мўминов Г.М. Задача о встрече управляемых комплексных точек. Уз.мат. журнал 1999 г., №5, с. 65-70.
- [3]. Хапланов М.Г. Теория функции комплексного переменного. Издательство "Просвещение". Москва, 1965 г. 210-стр.

An example for optimal control problem for binary infinite system

M.A. Muhammadjonova

Andijan state university, 170100 Andijan, Uzbekistan

Аннотация. Эта статья посвящена анализу конкретного примера, который служит в качестве тематического исследования для изучения задачи оптимального управления. Система, рассматриваемая в данной работе, является бесконечномерной и описывается бинарными дифференциальными уравнениями. Задача управления исследуется в рамках гильбертова пространства l_2 . Одной из ключевых особенностей данной задачи является то, что функция управления подчиняется интегральному ограничению. В результате анализа динамики системы выводится уравнение, определяющее оптимальное время, необходимое для достижения желаемой цели. Кроме того, явно конструируется структура оптимального управления, что позволяет получить полное решение задачи.

Ключевые слова: Оптимальное управление, бесконечная система дифференциальных уравнений, оптимальное время, интегральное ограничение, допустимое управление, гильбертово пространство.

Abstract. This paper is devoted to an analysis of a specific example that serves as a case study for investigating an optimal control problem. The system under consideration is infinite-dimensional and is described by binary differential equations. The control problem is examined within the framework of the Hilbert space l_2 . A key feature of this problem is that the control function of the system is subject to an integral constraint. By analyzing the system dynamics, we derive an equation that determines the optimal time required to achieve the desired objective. Additionally, the structure of the optimal control is explicitly constructed, providing a complete solution to the problem.

Keywords: Optimal control, infinite system of differential equations, optimal time, integral constraint, admissible control, Hilbert space.

I. Introduction

Optimal control problems for infinite systems of differential equations have obtained significant attention in mathematical research due to their broad applications in physics, engineering, and economics. Among these, systems described by binary differential equations hold a special place because they provide a simplified yet powerful framework for studying complex dynamical behaviors. Such systems are often analyzed in the context of Hilbert spaces, where the state variables are represented as infinite sequences, allowing for the application of advanced functional analysis techniques.

In particular, optimal control problems for infinite systems aim to determine control strategies that minimize a given cost functional or achieve a desired state transition in the shortest possible time, subject to constraints on the control functions. The study of such problems is closely related to the decomposition method, which transforms partial differential equations into infinite systems of

ordinary differential equations [1,2,5-7]. Moreover, the imposition of integral constraints on the control functions, as seen in [3,4,8,9], adds another layer of complexity, requiring sophisticated mathematical tools to address the challenges posed by the infinite-dimensional setting. For example, Azamov et al. [1] investigated the time-optimal problem for the heat conductivity equation.

This paper sets the stage for examining an example of an optimal control problem for a binary infinite system. The focus will be on understanding how the system's dynamics can be steered from a given initial state to the origin of the Hilbert space l_2 in the shortest time, under integral constraints on the control functions. By drawing on the theoretical frameworks and methodologies presented in works such as [1,4,5-7], this example will illustrate the intricate interplay between infinite-dimensional systems, optimal control theory, and practical applications.

II. Materials and methods

An optimal control problem for the following infinite system of binary differential equations under integral constraint on the control function

$$\begin{cases} \dot{x}_i = -x_i + \omega_{i1}, & x_i(0) = x_{i0}, \\ \dot{y}_i = -2y_i + \omega_{i2}, & y_i(0) = y_{i0}, \end{cases} \quad i = 1, 2, \dots, \quad (1)$$

is studied in the Hilbert space l_2 , where $\omega = (\omega_{11}, \omega_{12}, \omega_{21}, \omega_{22}, \dots)$ is the control parameter.

Let

$$\begin{aligned} z(t) &= (z_1(t), z_2(t), \dots) = (x_1(t), y_1(t), x_2(t), y_2(t), \dots), \\ z_i(t) &= (x_i(t), y_i(t)), |z_i(t)| = \sqrt{x_i^2(t) + y_i^2(t)}, i = 1, 2, \dots, \\ \|z(t)\| &= \left(\sum_{i=1}^{\infty} (x_i^2(t) + y_i^2(t)) \right)^{1/2}, \|z_0\| = \left(\sum_{i=1}^{\infty} (x_{i0}^2 + y_{i0}^2) \right)^{1/2}. \end{aligned}$$

Definition 1. We call the function $\omega: [0; T] \rightarrow l_2$,

$$\omega(\cdot) = (\omega_{11}(\cdot), \omega_{12}(\cdot), \omega_{21}(\cdot), \omega_{22}(\cdot), \dots),$$

an admissible control if its coordinates $\omega_{k1}(t), \omega_{k2}(t), 0 \leq t \leq T, k = 1, 2, \dots$, are measurable and satisfy the following integral constraint

$$\sum_{k=1}^{\infty} \int_0^T (\omega_{k1}^2(s) + \omega_{k2}^2(s)) ds \leq \mu^2,$$

where μ is a given positive number.

We denote the set of all admissible controls as $S(\mu)$.

Problem. Determine an equation for the optimal time required to transfer the state of the system (1) from the given initial state z_0 to the origin of the Hilbert space l_2 . Additionally, construct the optimal control.

III. Results and discussion

For the matrices $A_i = \begin{bmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -2 \end{bmatrix}, i = 1, 2, \dots$, of (1), the following property holds

$$e^{A_i t} = \begin{bmatrix} e^{-t} & 0 \\ 0 & e^{-2t} \end{bmatrix}, \quad (2)$$

which will be used later.

We know from [10] that if $\omega(\cdot) \in S(\mu)$, then the given infinite system (1) has the following unique solution for any positive number T

$$z_i(t) = e^{tA_i} z_{i0} + \int_0^t e^{A_i(t-s)} \omega_i(s) ds, \quad i = 1, 2, \dots, \quad (3)$$

This solution needs to belong to the space $C(0, T; l_2)$.

Let

$$\begin{aligned} W_i(t) &= \int_0^t e^{-sA_i} e^{-sA_i^*} ds = \int_0^t \begin{bmatrix} e^s & 0 \\ 0 & e^{2s} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} e^s & 0 \\ 0 & e^{2s} \end{bmatrix} ds = \\ &= \int_0^t \begin{bmatrix} e^{2s} & 0 \\ 0 & e^{4s} \end{bmatrix} ds = \begin{bmatrix} \frac{e^{2t} - 1}{2} & 0 \\ 0 & \frac{e^{4t} - 1}{4} \end{bmatrix}. \end{aligned}$$

Where A_i^* is the transpose matrix of A_i . The matrix $W_i(t)$ has its inverse for all $t > 0$. Indeed,

$$|W_i(t)| = \begin{vmatrix} \frac{e^{2t}-1}{2} & 0 \\ 0 & \frac{e^{4t}-1}{4} \end{vmatrix} = \frac{(e^{2t}-1)(e^{4t}-1)}{8} > 0.$$

Thus, its inverse is

$$W_i^{-1}(t) = \frac{8}{(e^{2t}-1)(e^{4t}-1)} \begin{bmatrix} \frac{e^{4t}-1}{4} & 0 \\ 0 & \frac{e^{2t}-1}{2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{2}{e^{2t}-1} & 0 \\ 0 & \frac{4}{e^{4t}-1} \end{bmatrix}.$$

The equation

$$\sum_{i=1}^{\infty} z_{i0} W_i^{-1}(t) z_{i0}^* = \mu^2 \quad (4)$$

is important to solve the Problem 1. The following theorem is the main result of this paper.

Theorem. The equation (4) has a unique root $t = \tau$. The number τ is the required optimal time to steer the state z of the system (1) from z_0 to the origin of the space l_2 .

Proof. First, we denote

$$f_i(t) = z_{i0} W_i^{-1}(t) z_{i0}^* = \frac{2x_{i0}^2 + 4y_{i0}^2}{(e^{2t}-1)(e^{4t}-1)}. \quad (5)$$

Due to the following inequality

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^{\infty} f_i(t) &= \sum_{i=1}^{\infty} \frac{2x_{i0}^2 + 4y_{i0}^2}{(e^{2t}-1)(e^{4t}-1)} \leq \sum_{i=1}^{\infty} \frac{4x_{i0}^2 + 4y_{i0}^2}{(e^{2t}-1)(e^{4t}-1)} = \\ &= \frac{4}{(e^{2t}-1)(e^{4t}-1)} \sum_{i=1}^{\infty} (x_{i0}^2 + y_{i0}^2) = \frac{4}{(e^{2t}-1)(e^{4t}-1)} \cdot \|z_0\|^2, \end{aligned}$$

we can conclude the obtained series is convergent for $z_{i0} \neq 0, t > 0$, where $\sum_i^{\infty} |z_{i0}|^2 = \|z_0\|^2$. In other words, the series is uniformly convergence to some function.

Secondly, every term of this series $f_i(t)$ is strictly decreasing function according to the (5), thus $\sum_{i=1}^{\infty} z_{i0} W_i^{-1}(t) z_{i0}^*$ is also strictly decreasing on $(0, +\infty)$.

Thirdly, for $z_{i0} \neq 0$

$$\lim_{t \rightarrow 0+} f_i(t) = \lim_{t \rightarrow 0+} \frac{2x_{i0}^2 + 4y_{i0}^2}{(e^{2t}-1)(e^{4t}-1)} = +\infty.$$

And lastly,

$$\lim_{t \rightarrow +\infty} \sum_{i=1}^{\infty} z_{i0} W_i^{-1}(t) z_{i0}^* = \lim_{t \rightarrow +\infty} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{2x_{i0}^2 + 4y_{i0}^2}{(e^{2t}-1)(e^{4t}-1)} \leq$$

$$\leq \lim_{t \rightarrow +\infty} \frac{4}{(e^{2t} - 1)(e^{4t} - 1)} \sum_{i=1}^{\infty} (x_{i0}^2 + y_{i0}^2) = \lim_{t \rightarrow +\infty} \frac{4\|z_0\|^2}{(e^{2t} - 1)(e^{4t} - 1)} = 0.$$

To conclude, we proved that the series left-hand side of the equation (4) approaches $+\infty$ as $t \rightarrow 0^+$, is strictly decreasing on the interval $(0, +\infty)$, approaches 0 as $t \rightarrow +\infty$. Therefore, this implies that the equation (4) has a unique root $t = \tau$.

This completes the first part of the theorem.

Now, we prove the second part of it, which is that we will prove the time $t = \tau$ is the optimal time to steer the state z of the system (1) from z_0 to the origin of the space l_2 . First of all, we present following lemma without its proof to use later.

Lemma 1. Let $B(t)$, $0 \leq t \leq \theta$, be a continuous matrix-function of the order n , and its determinant be not identically 0 on $[0, \theta]$. Then, among the measurable functions $\omega(\cdot)$, $\omega: [0, \theta] \rightarrow R^n$, satisfying the condition

$$\int_0^\theta B(s)\omega(s) ds = z$$

the control defined at almost everywhere on $[0, \theta]$ by the formula

$$\omega_0(s) = B^*(s)F^{-1}(\theta)z, 0 \leq s \leq \theta, F(\theta) = \int_0^\theta B(s)B^*(s) ds,$$

gives the minimum to the functional $\int_0^\theta |\omega(s)|^2 ds$.

We construct the following control

$$\omega_i(t) = -e^{-A_i^*t}W_i^{-1}(\tau)z_{i0}, i = 1, 2, \dots, 0 \leq t \leq \tau. \quad (6)$$

This shows that

$$\begin{aligned} z_i(\tau) &= e^{A_i\tau} \left(z_{i0} + \int_0^\tau e^{-A_i s} \omega_i(s) ds \right) = \\ &= e^{A_i\tau} \left(z_{i0} - \int_0^\tau e^{-A_i s} e^{-A_i^* s} W_i^{-1}(\tau) z_{i0} ds \right) = \\ &= z_{i0} - W_i(\tau) W_i^{-1}(\tau) z_{i0} = z_{i0} - z_{i0} = 0, i = 1, 2, \dots \end{aligned}$$

Thus, by using the control (6), we have $z_i(\tau) = 0$, which means we can steer the state of the system from z_0 to the origin l_2 . Next task is to show admissibility of the control (6). Since the equation (4), we have

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^{\infty} \int_0^\tau |\omega_i(s)|^2 ds &= \sum_{i=1}^{\infty} \int_0^\tau |e^{-A_i^* s} W_i^{-1}(\tau) z_{i0}|^2 ds = \\ &= \sum_{i=1}^{\infty} \int_0^\tau (e^{-A_i s} e^{-A_i^* s} W_i^{-1}(\tau) z_{i0}, W_i^{-1}(\tau) z_{i0}) ds = \sum_{i=1}^{\infty} z_{i0} W_i^{-1}(\tau) z_{i0}^* = \mu^2. \end{aligned}$$

The last task is to show for other controls except from (6), we have $z(t) \neq 0, 0 \leq t < \tau$, for the solution $z(t)$ of the system (1). To do this, we assume contrary that there exists an admissible control $\hat{\omega}(t) = (\hat{\omega}_1(t), \hat{\omega}_2(t), \dots)$, defined for $0 \leq t \leq \tau$ such that $z(\tau) = 0$, where $0 < \theta < \tau$, i.e.,

$$\int_0^\theta e^{-A_i s} \hat{\omega}_i(s) ds = -z_{i0}. \quad (7)$$

Now consider the control $\omega^0(t) = (\omega_1^0(t), \omega_2^0(t), \dots)$, defined for $0 \leq t \leq \theta$, where

$$\omega_i^0 = -e^{-A_i^* t} W_i^{-1}(\theta) z_{i0}, W_i(\theta) = \int_0^\theta e^{-s A_i} e^{-s A_i^*} ds, i = 1, 2, \dots \quad (8)$$

This control satisfies equation (7). By lemma 1, it minimizes the functional

$$I(\omega(\cdot)) = \sum_{i=1}^{\infty} \int_0^\theta |\omega_i(s)|^2 ds.$$

Substituting (9) into the functional I and using the fact that the series in (4) strictly decreases on the interval $(0, +\infty)$, we obtain

$$I(\hat{\omega}(\cdot)) \geq I(\omega^0(\cdot)) = \sum_{i=1}^{\infty} z_{i0} W_i^{-1}(\theta) z_{i0}^* > \sum_{i=1}^{\infty} z_{i0} W_i^{-1}(\tau) z_{i0}^* = \mu^2.$$

This shows that the control $\hat{\omega}(t) = (\hat{\omega}_1(t), \hat{\omega}_2(t), \dots)$, is not admissible, leading to a contradiction. This completes the proof of the theorem.

In this study, we solved an important problem related to controlling an infinite system described by binary differential equations. The main goal was to find the optimal time needed to bring the system from its starting state to the origin of the Hilbert space l_2 . We also constructed the optimal control strategy to achieve this. The key result is that we found a unique equation for the optimal time. This equation helps us calculate exactly how long it will take to control the system efficiently. We proved that this time is the shortest possible under the given conditions, especially when there are limits on the control function (called integral constraints). To construct the optimal control, we used a special formula. This formula ensures that the system moves from its initial state to the desired final state (the origin) in the shortest time. We also checked that this control satisfies all the rules, like the integral constraint. Additionally, we showed that no other control can do a better job than the one we constructed. If someone tries to use a different control, it either won't work or will take longer, which is not optimal. This proves that our solution is the best possible one.

IV. Conclusion

In this paper, we have analyzed an example of an optimal control problem for an infinite system described by binary differential equations in the Hilbert space l_2 . The study focused on determining the optimal time required to steer the system's state

from a given initial condition to the origin under integral constraints imposed on the control functions. By leveraging advanced mathematical techniques and theoretical frameworks from prior works, we derived an equation for the optimal time and constructed the corresponding optimal control. This research highlights the intricate relationship between infinite-dimensional systems and optimal control theory.

References

- [1] A.A.Azamov and M.B.Ruzibaev, "The time-optimal problem for evolutionary partial differential equations," J. Appl. Math. Mech. 77, 220–224 (2013).
- [2] F.L.Chernous'ko, "Bounded controls in distributed-parameter systems," J. Appl. Math. Mech. 56, 707–723 (1992).
- [3] G.I. Ibragimov, M. Ferrara, M. Ruziboev, and B. A. Pansera, "Linear evasion differential game of one evader and several pursuers with integral constraints," Int. J. Game Theory 50, 729–750 (2021).
- [4] G. I. Ibragimov and Y. Salleh, "Simple motion evasion differential game of many pursuers and one evader with integral constraints on control functions of players," J. Appl. Math. 2012, 748096 (2012).
- [5] G. I. Ibragimov, F. Allahabi, and A. Sh. Kuchkarov, "A pursuit problem in an infinite system of second-order differential equations," Ukr. Math. J. 65, 1203–1216 (2014).

- [6] G.I. Ibragimov, "The optimal pursuit problem reduced to an infinite system of differential equation," J. Appl. Math. Mech. 77, 470–476 (2013).
- [7] G. I. Ibragimov, "Optimal pursuit time for a differential game in the Hilbert space l_2 ," Sci. Asia 39, 25–30 (2013).
- [8] M. Tukhtasinov and M. Sh. Mamatov, "On pursuit problems in controlled distributed parameters systems," Math. Notes 84, 256–262 (2008).
- [9] B.T. Samatov, "Problems of group pursuit with integral constraints on controls of the players," Cybern. Syst. Anal. 49, 756–767 (2013).
- [10] G.I. Ibragimov and H. Sh. Qushaqov, "Infinite system of 2-systems of differential equations in Hilbert space l_2 ," Uzbek Math. J. 60, 98–106 (2022).

Unique solvability of an inverse problem for a fourth order degenerate partial differential equation

A. Rafikov¹, S. Mirzagʻiyosova²

^{1,2}Fergana State University, Murabbiylar Str.19, 150100, Fergana Uzbekistan

Annotation. In this work, in a rectangular domain, we study an inverse problem for a fourth order differential equation degenerating on the bound of the domain. By applying the method of separation of variables to the considered problem, a spectral problem for an ordinary differential equation has been obtained and the existence of eigenvalues and eigenfunctions of the spectral problem, which was proven earlier, was used to find the solution of the inverse problem. The solution to the inverse source problem is expressed as the sum of a Fourier series over the system of eigenfunctions of the spectral problem. The uniform convergence of the series of solution was also proven.

Keywords: degenerate equation, an inverse problem, spectral method, the uniqueness of the solution.

Annotatsiya. Ushbu maqolada toʻgʻri toʻrtburchak sohada, sohaning chegarasida buziladigan toʻrtinchi tartibli differensial tenglama uchun teskari masala oʻrganilgan. Oʻzgaruvchilarni ajratish usulidan foydalanib, oddiy differensial tenglama uchun spektral masala hosil qilingan va ilgariroq isbotlangan spektral masalaning xos sonlari va xos funksiyalarining mavjudligidan teskari masala yechimini topishda foydalanilgan. Teskari masalaning yechimi, spektral masalaning xos funksiyalar sistemasi orqali Fure qatorlariga yoyilgan. Yechimning bir qiymatli yechilishi isbotlangan.

Kalit soʻzlar: buziladigan tenglama, teskari masala, spektral metod, yechim yagonaligi.

1.Introduction

The theory of inverse problems is a highly modern and dynamic area within the field of partial differential equations in mathematical physics. Research in disciplines such as seismology, geology, biology, and medicine is closely connected to partial differential equations and the inverse problems associated with them. These inverse problems can involve determining unknown coefficients, sources, or boundary conditions. In recent years, many studies have been devoted to exploring various inverse problems for different types of equations in mathematical physics. Several key works provide insights into the main categories of inverse problems and the methods used to solve them [1–5]. Additionally, more recent studies have focused on inverse problems for non-classical partial differential equations involving nonlocal conditions [6–14]. For example, in [15], an inverse problem with an integral overdetermination condition is examined for complex heat transfer equations, including the P1 approximation of the stationary radiative transfer equation, where

$$u_t + u_{xxxx} + \lambda u + q(x)u = f(x, t), \quad u_t + q(x)u_{xxxx} + \lambda u = f(x, t).$$

Such inverse problems have been the focus of several studies. In [19], an inverse problem with an integral condition is formulated for the equation

$$p(t)u_t + u_{xxxx} + c(x, t)u = f(x, t),$$

where both the solution $u(x, t)$ and the coefficient $p(t)$ are to be determined. Inverse source problems have also been explored in [20, 21]. Specifically, in [20], an inverse source problem is studied for the equation

$$u_t + u_{xxxx} + c(x, t)u = f(x, t) + q(t)h(x, t),$$

sufficient conditions for unique solvability under nonlocal constraints are established. In [16], an inverse problem is studied for identifying a time-dependent coefficient in a two-dimensional heat equation with Ionkin boundary conditions and an integral energy overdetermination condition; the problem's global well-posedness is demonstrated using a generalized Fourier method and solvability of a Volterra integral equation of the second kind. Furthermore, in [17], inverse problems are investigated for a beam vibration equation to determine both the source of vibrations and initial conditions, with solutions expressed as series and accompanied by proofs of existence and uniqueness.

Let us now highlight studies on inverse problems related to higher-order parabolic differential equations, which are associated with phenomena such as fire turbulence and chemical reactions. In [18], inverse problems are considered where both the unknown coefficient $q(x)$ and the solution $u(x, t)$ need to be determined for the equations:

where both $u(x, t)$ and the unknown function $q(t)$ must be found. In [21], a more general form of the source is considered, leading to the equation

$$u_t + u_{xxxx} + a(x, t)u = f(x, t) + \sum_{k=1}^m q_k(t)h(x, t).$$

In these studies, the author obtained both the solution $u(x, t)$ and the unknown source functions $q_k(t)$ for $k = 1, \dots, m$. Inverse coefficient problems, where the goal is to determine both the solution $u(x, t)$ and the unknown coefficient $a(t)$, have been investigated for the following equations:

$$u_{tt} - u_{txx} - u_{xx} = a(t)u + f(x, t), \quad u_{tt} - \alpha u_{txx} + u_{xxxx} = a(t)u + f(x, t)$$

as discussed in [6, 22], respectively. In [7], an inverse problem was studied concerning the determination of both the coefficient $a(t)$ and a partial source term $b(t)$ for the equation:

$$u_{tt} - u_{xx} + \alpha u_{xxxx} - \beta u_{xxtt} = a(t)u + b(t)g(x, t) + f(x, t)$$

with a focus on establishing unique solvability.

In this paper, the aim is to study the uniqueness of the solution to the inverse problem for fourth-order degenerate partial differential equations based on the works mentioned above.

II. Formulation of the problem

In the domain $\Omega = \{(x, t) : 0 < x < 1, 0 < t < T\}$, we consider the following equation

$${}_C D_{0t}^\alpha u(x, t) + [x^\beta u_{xx}(x, t)]_{xx} = f(x), \quad (1)$$

where ${}_C D_{0t}^\alpha$ is Caputo fractional differential operator α order [1]

$${}_C D_{0t}^\gamma g(t) = \frac{1}{\Gamma(n - \alpha)} \int_0^t \frac{g^{(n)}(z) dz}{(t - z)^{\gamma - n + 1}}, \quad (n = [\operatorname{Re}(\gamma)] + 1, t > 0),$$

α, β, T are given real numbers, such that $0 < \alpha < 1, 0 < \beta < 1, T > 0$; $f(x)$ is an unknown function on Ω .

First, we introduce the definition of the regular solution of the equation (1).

Definition 1. A function $u(x, t)$ satisfying in the domain Ω equation (1) and the following conditions $u(x, t), u_x(x, t), x^\beta u_{xx}(x, t), \frac{\partial}{\partial x}(x^\beta u_{xx}(x, t)) \in C(\bar{\Omega}), {}_C D_{0t}^\alpha u(x, t), (x^\beta u_{xx})_{xx} \in C(\Omega)$ is called regular in the domain Ω solution of the equation (1).

In the domain Ω , we study the existence and uniqueness of the solution of the following inverse source problem for the equation (1):

Inverse problem. Show the existence and uniqueness of a pair of functions $\{u(x, t), f(x)\}$ with the following properties:

1. $u(x, t), u_x(x, t), x^\beta u_{xx}(x, t), \frac{\partial}{\partial x}(x^\beta u_{xx}(x, t)) \in C(\bar{\Omega}), {}_C D_{0t}^\alpha u(x, t), [x^\beta u_{xx}(x, t)]_{xx} \in C(\Omega), f(x) \in C(0, 1)$;
2. They satisfy equation (1);
3. Satisfies the following initial condition, the boundary condition

$$u(x, 0) = \varphi(x), \quad x \in [0, 1] \quad (2)$$

$$u(1, t) = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial x}(0, t) = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial x}(1, t) = 0, \quad \lim_{x \rightarrow 0} \frac{\partial}{\partial x} \left(x^\beta \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right) = 0, \quad 0 < t \leq T, \quad (3)$$

where $\varphi(x)$ is a given function continuous on $[0,1]$, such that $\varphi(1)=0$, $\varphi'(0)=0$, $\varphi'(1)=0$,

$\lim_{x \rightarrow 0} [x^\beta \varphi''(x)]' = 0$ and the following over-determination condition

$$u(x, T) = \psi(x), \quad x \in [0, 1] \quad (4)$$

where $\psi(x)$ is a given function.

We considered homogeneous equation of the equation (1):

$${}_C D_{0t}^\alpha u(x, t) = -[x^\beta u_{xx}(x, t)]_{xx}, \quad (x, t) \in \Omega.$$

and we have sought a solution of the homogeneous equation satisfying the conditions (3) in the form $u(x, t) = v(x)T(t)$. Then, with respect to the function $T(t)$, we get the following equation

$${}_C D_{0t}^\alpha T(t) + \lambda T(t) = 0 \quad (5)$$

and with respect to $v(x)$, we get the following spectral problem:

$$Lv = [x^\beta v''(x)]'' = \lambda v(x), \quad x \in (0, 1); \quad (6)$$

$$v(1) = 0, \quad v'(0) = 0, \quad v'(1) = 0, \quad \lim_{x \rightarrow 0} \frac{d}{dx} \left(x^\beta \frac{d^2 v}{dx^2} \right) = 0, \quad (7)$$

i.e. a problem finding those values of the parameter λ for which there exist nontrivial solution of equation (6) satisfying conditions (7).

Now we consider the following lemmas that are necessary to find the solution of the inverse problem. These lemmas have been proved.

Lemma 1. Suppose the following conditions hold:

$$f(x), \quad f'(x) \in C[0, 1], \quad x^{\beta/2} f''(x) \in L_2[0, 1], \quad f(1) = f'(1) = f'(0) = 0.$$

Then the following Bessel type equality is valid:

$$\sum_{k=1}^{\infty} \lambda_k f_k^2 \leq \int_0^1 x^\beta [f''(x)]^2 dx. \quad (8)$$

Particularly, it is possible to assert convergence of the series in (8).

Here in after f_k denotes Fourier coefficient of the function $f(x)$ by the system of eigenfunctions $v_k(x)$.

Lemma 2. Suppose that the following conditions hold:

$$f(x), \quad f'(x), \quad x^\beta f''(x), \quad [x^\beta f''(x)]' \in C[0, 1], \quad [x^\beta f''(x)]'' \in L_2[0, 1],$$

$$f(1) = f'(0) = f'(1) = 0, \quad \lim_{x \rightarrow 0} \frac{d}{dx} \left(x^\beta \frac{d^2 f}{dx^2} \right) = 0.$$

Then the following Bessel type equality is valid:

$$\sum_{k=1}^{\infty} \lambda_k^2 f_k^2 \leq \int_0^1 \left[(x^\beta f''(x))'' \right]^2 dx. \quad (9)$$

Particularly, it is possible to assert convergence of the series in (9).

III. Study of the inverse problem

Let $\{v_k(x)\}_{k=1}^{\infty}$ and $\{\lambda_k(x)\}_{k=1}^{\infty}$ be the eigenfunctions and eigenvalues of the spectral problem $\{(6), (7)\}$.

We will expand the functions $u(x, t)$, $\varphi(x)$, f into series with respect to the system of functions $\{v_k(x)\}_{k=1}^{\infty}$ by following formulas $\{(10), (11)\}$

$$\varphi(x) = \sum_{k=1}^{+\infty} \varphi_k v_k(x), \quad f(x) = \sum_{k=1}^{+\infty} f_k v_k(x) \quad (10)$$

where φ_k and f_k are the Fourier coefficients of the functions $\varphi(x)$ and $f(x)$, respectively,

$$\varphi_k = \int_0^1 \varphi(x) v_k(x) dx, \quad f_k = \int_0^1 f(x) v_k(x) dx.$$

We will seek a solution of the inverse problem in the following form

$$u(x, t) = \sum_{k=1}^{+\infty} T_k(t) v_k(x), \quad (11)$$

where $T_k(t)$ is an unknown function.

Moreover, we expand the function $\psi(x)$ by this system as follows

$$\psi(x) = \sum_{k=1}^{+\infty} \psi_k v_k(x), \quad (12)$$

where $\psi(x) = \sum_{k=1}^{+\infty} \psi_k v_k(x)$.

Substituting (10), (11) and (12) into the equation (1), initial condition (2) and over-determination condition (4), for defining $T_k(t)$ and f_k , we will have the following problem

$${}_C D_{0t}^\alpha T_k(t) + \lambda_k T_k(t) = f_k, \quad T_k(0) = \varphi_k, \quad T_k(T) = \psi_k. \quad (13)$$

It is easy to verify that from the (13), $T_k(t)$ and f_k can be found in the following forms

$$T_k(t) = \frac{E_{\alpha,1}(-\lambda_k t^\alpha)(\varphi_k - \psi_k)}{1 - E_{\alpha,1}(-\lambda_k T^\alpha)} + \frac{f_k}{\lambda_k}, \quad f_k = \lambda_k \varphi_k - \frac{\lambda_k(\varphi_k - \psi_k)}{1 - E_{\alpha,1}(-\lambda_k T^\alpha)}.$$

Then, the formal solution to the inverse source problem is given by

$$u(x, t) = \sum_{k=1}^{+\infty} \left[\frac{(E_{\alpha,1}(-\lambda_k t^\alpha) - 1)}{1 - E_{\alpha,1}(-\lambda_k T^\alpha)} (\varphi_k - \psi_k) + \varphi_k \right] v_k(x), \quad (14)$$

$$f(x) = \sum_{k=1}^{+\infty} \left[\lambda_k \varphi_k - \frac{\lambda_k(\varphi_k - \psi_k)}{1 - E_{\alpha,1}(-\lambda_k T^\alpha)} \right] v_k(x). \quad (15)$$

Theorem 1. Let the functions φ and ψ satisfy the conditions of Lemma 1 and Lemma 2. Then, the series defined by (14) and (15) will be the solution to the inverse source problem.

Proof. First, we consider the series (14). The following estimate for the Mittag-Leffler function is proved, when $0 < \alpha < 1$

$$\frac{1}{1 + \Gamma(1 - \alpha)z} \leq E_{\alpha,1}(-z) \leq \frac{1}{1 + \Gamma(1 + \alpha)^{-1}z}, \quad z > 0.$$

Considering the above estimate, from (14), we have

$$|u(x, t)| \leq \sum_{k=1}^{+\infty} \left(\left| \frac{E_{\alpha,1}(-\lambda_k t^\alpha) - 1}{1 - E_{\alpha,1}(-\lambda_k T^\alpha)} \right| |\varphi_k - \psi_k| + |\varphi_k| \right) |v_k(x)| \leq \\ \leq 2 \sum_{k=1}^{+\infty} |\varphi_k| |v_k(x)| + \sum_{k=1}^{+\infty} |\psi_k| |v_k(x)| = 2 \sum_{k=1}^{+\infty} \sqrt{\lambda_k} |\varphi_k| \frac{|v_k(x)|}{\sqrt{\lambda_k}} + \sum_{k=1}^{+\infty} \sqrt{\lambda_k} |\psi_k| \frac{|v_k(x)|}{\sqrt{\lambda_k}}.$$

Applying the Cauchy-Schwarz inequality, we have

$$\sum_{k=1}^{+\infty} \sqrt{\lambda_k} |\varphi_k| \frac{|v_k(x)|}{\sqrt{\lambda_k}} \leq \left(\sum_{k=1}^{+\infty} \lambda_k \varphi_k^2 \sum_{k=1}^{+\infty} \frac{v_k^2(x)}{\lambda_k} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad \sum_{k=1}^{+\infty} \sqrt{\lambda_k} |\psi_k| \frac{|v_k(x)|}{\sqrt{\lambda_k}} \leq \left(\sum_{k=1}^{+\infty} \lambda_k \psi_k^2 \sum_{k=1}^{+\infty} \frac{v_k^2(x)}{\lambda_k} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

The series on the right-hand side of these inequalities converges uniformly in $x \in [0, 1]$ due to Lemma 2 and Lemma 3. Hence, the series on the left-hand side also converges uniformly in x on $[0, 1]$. Therefore, the (14) series will be absolutely and uniformly convergent in $\bar{\Omega}$.

Now, we consider the series corresponding to the function $\left[x^\beta u_{xx}(x, t) \right]_{xx}$. From (14), considering (6), we get

$$\left| \left[x^\beta u_{xx}(x, t) \right]_{xx} \right| \leq \sum_{k=1}^{+\infty} \left| \frac{E_{\alpha,1}(-\lambda_k t^\alpha) - 1}{1 - E_{\alpha,1}(-\lambda_k T^\alpha)} (\varphi_k - \psi_k) + \varphi_k \right| \left| \left[x^\beta v_k''(x) \right]'' \right| = \\ = \sum_{k=1}^{+\infty} \lambda_k \left(\left| \frac{E_{\alpha,1}(-\lambda_k t^\alpha) - 1}{1 - E_{\alpha,1}(-\lambda_k T^\alpha)} \right| (|\varphi_k - \psi_k| + |\varphi_k|) \right) |v_k(x)| \leq 2 \sum_{k=1}^{+\infty} \lambda_k |\varphi_k| |v_k(x)| + \sum_{k=1}^{+\infty} \lambda_k |\psi_k| |v_k(x)|, \\ \left| \left[x^\beta v_k''(x) \right]'' \right| \leq 2 \sum_{k=1}^{+\infty} \lambda_k^{3/2} |\varphi_k| \frac{|v_k(x)|}{\sqrt{\lambda_k}} + \sum_{k=1}^{+\infty} \lambda_k^{3/2} |\psi_k| \frac{|v_k(x)|}{\sqrt{\lambda_k}}.$$

Using the Cauchy-Schwarz inequality, we obtain

$$\sum_{k=1}^{+\infty} \lambda_k^{3/2} |\varphi_k| \frac{|v_k(x)|}{\sqrt{\lambda_k}} \leq \left(\sum_{k=1}^{+\infty} \lambda_k^3 \varphi_k^2 \sum_{k=1}^{+\infty} \frac{v_k^2(x)}{\lambda_k} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad \sum_{k=1}^{+\infty} \lambda_k^{3/2} |\psi_k| \frac{|v_k(x)|}{\sqrt{\lambda_k}} \leq \left(\sum_{k=1}^{+\infty} \lambda_k^3 \psi_k^2 \sum_{k=1}^{+\infty} \frac{v_k^2(x)}{\lambda_k} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

Considering the series corresponding to the function f from (15), we get

$$|f(x)| \leq \sum_{k=1}^{+\infty} |\lambda_k \varphi_k v_k(x)| + \sum_{k=1}^{+\infty} \frac{\lambda_k |\varphi_k - \psi_k|}{1 - E_{\alpha,1}(-\lambda_k T^\alpha)} |v_k(x)| \leq 2 \sum_{k=1}^{+\infty} |\varphi_k| |v_k(x)| + \sum_{k=1}^{+\infty} |\psi_k| |v_k(x)|.$$

We have already proven the convergence of the series above.

IV. CONCLUSION

In this paper, we investigate an inverse problem for a fourth-order degenerate partial differential equation defined in a rectangular domain. By employing the method of separation of variables, we reduce the problem to a spectral problem for an ordinary differential equation. Due

to the presence of a degenerate coefficient, it is not possible to explicitly determine the eigenvalues and eigenfunctions of this spectral problem. Nevertheless, by utilizing the theory of integral equations with symmetric kernels, we demonstrate the existence and establish certain properties of the eigenvalues and eigenfunctions. These results then

allow us to prove both the existence and uniqueness of the solution to the inverse problem.

Literature

- [1]. Yu. E. Anikonov, Inverse Problems for Kinetic and other Evolution Equations (Utrecht, VSP, 2001).
- [2]. Yu. Ya. Belov, Inverse Problems for Partial Differential Equations (Utrecht, VSP, 2002).
- [3]. V. Isakov, Inverse Problems for Partial Differential Equations (Springer Science, New York, 2006).
- [4]. C. I. Kabanihin, Inverse and Incorrect Problems (Sib. Nauch. Izdat., Novosibirsk, 2009) [in Russian].
- [5]. V. G. Romanov, Sustainability in Reverse Problems (Nauch. Mir, Moscow, 2005) [in Russian].
- [6]. Ya. T. Megraliyev, "On the issue of solubility of one boundary-value problem for a pseudohyperbolic quartic with an additional integral condition," Izv. Vyssh. Uchebn. Zaved., Povolzh. Reg., Fiz. Mat. Nauki 1 (25), 19-33 (2013).
- [7]. Ya. T. Megraliyev and B. K. Velieva, "Inverse boundary value problem for the linearized Benney-Luke equation with nonlocal conditions," Vestn. Udmurt. Univ., Mat. Mekh. Komp. Nauki 29, 166-182 (2019).
- [8]. K. B. Sabitov and E. M. Safin, "Inverse problem for a parabolic-hyperbolic equation in rectangular domain," Dokl. Math. 80, 856 (2009). <https://doi.org/10.1134/S1064562409060192>
- [9]. K. B. Sabitov and E. M. Safin, "The inverse problem for an equation of mixed parabolic-hyperbolic type," Math. Notes 87, 880-889 (2010). <https://doi.org/10.1134/S0001434610050287>
- [10]. K. B. Sabitov and N. V. Martem'yanova, "An inverse problem for an equation of elliptic-hyperbolic type with a nonlocal boundary condition," Sib. Math. J. 53, 507-519 (2012). <https://doi.org/10.1134/S0037446612020310>
- [11]. T. K. Yuldashev, "Inverse problem for a nonlinear Benney-Luke type integro-differential equations with degenerate kernel," Russ. Math. (Iz. VUZ) 60 (9), 53-60 (2016). <https://doi.org/10.3103/S1066369X16090061>
- [12]. T. K. Yuldashev, "Determination of the coefficient and boundary regime in boundary value problem for integro-differential equation with degenerate kernel," Lobachevskii J. Math. 38 (3), 547-553 (2017). <https://doi.org/10.1134/S199508021703026X>
- [13]. T. K. Yuldashev, "On inverse boundary value problem for a Fredholm integro-differential equation with degenerate kernel and spectral parameter," Lobachevskii J. Math. 40 (1), 230-239 (2019). <https://doi.org/10.1134/S199508021902015X>
- [14]. T. K. Yuldashev, "Nonlocal inverse problem for a pseudohyperbolic-pseudoelliptic type integro-differential equations," Axioms 9 (2), 45 (2020). <https://doi.org/10.3390/axioms9020045>
- [15]. G. V. Grenkin and A. Y. Chebotarev, "Inverse problem for equations of complex heat transfer," Comput. Math. Math. Phys. 59, 1361-1371 (2019). <https://doi.org/10.1134/S0965542519080086>
- [16]. M. I. Ismailov and S. Erkov, "Inverse problem of finding the coefficient of the lowest term in twodimensional heat equation with Ionkin-type boundary condition," Comput. Math. Math. Phys. 59, 791-808 (2019). <https://doi.org/10.1134/S0965542519050087>
- [17]. K. B. Sabitov, "Inverse problems of determining the right-hand side and the initial conditions for the beam vibration equation," Differ. Equat. 56, 761-774 (2020). <https://doi.org/10.1134/S0012266120060099>
- [18]. A. I. Kozhanov and N. A. Kirillova, "About some inverse problems for fourth order parabolic equation," Mat. Zam. Yakut. Univ. 7 (1), 35-48 (2000).
- [19]. L. A. Telesheva, "On the solvability of an inverse problem for higher order parabolic equation with an unknown coefficient of the time derivative," Mat. Zam. Sev.-Vost. Fed. Univ. 18, 180-201 (2011).
- [20]. L. A. Telesheva, "On solvability of the linear inverse problem for a parabolic equation of higher order," Mat. Zam. Sev.-Vost. Fed. Univ. 20, 186-196 (2013).
- [21]. O. Yu. Nikolaev, "Solvability of a linear inverse problem for a higher-order parabolic equation," Mat. Zam. Sev.-Vost. Fed. Univ. 21 (2), 60-68 (2014).
- [22]. Ya. T. Megraliyev, "Inverse boundary problem for a partial differential equation of fourth order with integral condition," Vestn. Yu.-Ural. Univ., Ser. Mat. Mekh. 5, 51-56 (2011). <http://mi.mathnet.ru/vyurm238>.

Katta miqyosdagi kiberhujumning ta'sirini o'rganish

N.T.O'rinov, Sh.A.Alijonov

Andijon davlat universiteti, 170100. Andijon sh.Universitet ko'chasi 129. O'zbekiston

Annotatsiya: Zamonaviy dunyoda raqamlashtirishning jadal rivojlanishi kiberxavfsizlikka bo'lgan ehtiyojni oshirib, katta miqyosdagi kiberhujumlarning iqtisodiy, ijtimoiy, texnologik va siyosiy sohalarga ta'sirini dolzarb muammoga aylantirdi. Ushbu tadqiqot kiberhujumlarning ko'p qirrali oqibatlarini tahlil qilishga qaratilgan bo'lib, ularning moliyaviy zarari, infratuzilma barqarorligiga ta'siri, jamiyatdagi ishonch darajasiga salbiy effekti va davlat xavfsizligiga xavf-xatarlarini o'rganadi. Tadqiqot mavjud kiberxavfsizlik choralarning samaradorligini baholaydi va kelajakda bunday tahdidlarni oldini olish uchun strategik yondashuvlarni taklif etadi. Ushbu ish kiberxavfsizlik sohasidagi mutaxassislar, davlat idoralari va xususiy sektor uchun amaliy ahamiyatga ega bo'lib, global xavf-xatarlarga qarshi kurashda yangi yo'nalishlarni belgilaydi.

Kalit so'zlar: Kiberhujum, kiberxavfsizlik, iqtisodiy yo'qotishlar, statistik tahlil, ransomware, phishing, axborot ishonchliligi, texnologik tahdidlar, sun'iy intellekt, global hamkorlik.

Annotation:

In today's rapidly digitalizing world, the growing need for cybersecurity has turned the economic, social, technological, and political impacts of large-scale cyberattacks into a pressing issue. This research focuses on analyzing the multifaceted consequences of cyberattacks, including their financial damage, impact on infrastructure stability, negative effects on public trust, and threats to national security. The study evaluates the effectiveness of existing cybersecurity measures and proposes strategic approaches to prevent such threats in the future. This work holds practical significance for cybersecurity professionals, government agencies, and the private sector, paving the way for new directions in combating global threats.

Keywords: Cyberattack, cybersecurity, economic losses, statistical analysis, ransomware, phishing, information reliability, technological threats, artificial intelligence, global cooperation.

Аннотация:

В условиях стремительной цифровизации современного мира потребность в кибербезопасности значительно возросла, а экономические, социальные, технологические и политические последствия масштабных кибератак стали актуальной проблемой. Данное исследование направлено на анализ многосторонних последствий кибератак, включая их финансовый ущерб, влияние на стабильность инфраструктуры, негативное воздействие на уровень общественного доверия и угрозы национальной безопасности. В работе оценивается эффективность существующих мер кибербезопасности и предлагаются стратегические подходы к предотвращению подобных угроз в будущем. Исследование имеет практическое значение для специалистов в области кибербезопасности, государственных учреждений и частного сектора, определяя новые направления в борьбе с глобальными рисками.

Ключевые слова: Кибератака, кибербезопасность, экономические потери, статистический анализ, вымогательское ПО (ransomware), фишинг, надежность информации, технологические угрозы, искусственный интеллект, глобальное сотрудничество.

I.Kirish

Raqamli texnologiyalar insoniyat hayotining ajralmas qismiga aylandi. Bank operatsiyalaridan tortib, sog'liqni saqlash tizimlari, ta'lim platformalari va davlat boshqaruvi jarayonlarigacha bo'lgan sohalarda internet va axborot tizimlari keng qo'llanilmoqda. Biroq, bu rivojlanish kiberxavf-xatarlarning yangi shakllarini keltirib chiqardi, ulardan eng xavfli katta miqyosdagi kiberhujumlardir. Ushbu hujumlar yirik korporatsiyalar, davlat muassasalari va xalqaro tarmoqlarga qaratilgan bo'lib, ularning oqibatlari faqat moliyaviy yo'qotishlar bilan chegaralanmaydi, balki ijtimoiy barqarorlik, infratuzilma ishonchliligi va hatto davlatlararo munosabatlarga ham ta'sir qiladi.

Masalan, 2021-yilda AQShning Colonial Pipeline kompaniyasiga qarshi amalga oshirilgan ransomware hujumi mamlakatning sharqiy qismida yoqilg'i ta'minotidagi jiddiy uzilishlarga sabab bo'ldi va kompaniya 4.4 million dollar to'lov to'lashga majbur bo'ldi. Xuddi shunday, 2020-yilda SolarWinds tizimiga qilingan kiberhujum AQSh hukumat idoralari va yuzlab xususiy kompaniyalarning maxfiy ma'lumotlarini xavf ostiga qo'ydi, bu esa davlatlararo kiberurush xavfini

oshirdi. 2017-yilda NotPetya zararli dasturi global miqyosda 10 milliard dollardan ortiq zarar keltirib, yirik kompaniyalarning faoliyatini bir necha hafta davomida to'xtatdi.

Bu hodisalar kiberxavfsizlikning nafaqat texnologik, balki ijtimoiy, iqtisodiy va siyosiy muammo ekanligini ko'rsatadi. Kiberhujumlarning murakkablashib borishi, masalan, sun'iy intellektga asoslangan zararli dasturlarning paydo bo'lishi, davlatlar tomonidan qo'llab-quvvatlanadigan kiberoperatsiyalarning ko'payishi va shaxsiy ma'lumotlarni o'g'irlashga qaratilgan hujumlarning ortishi ushbu tahdidning global miqyosda o'rganilishi zarurligini ta'kidlaydi. Shu sababli, ushbu tadqiqot katta miqyosdagi kiberhujumlarning iqtisodiy, ijtimoiy, texnologik va siyosiy sohalarga ta'sirini chuqur tahlil qilishga qaratilgan.

Tadqiqotning asosiy maqsadlari quyidagicha:

- 1.Kiberhujumlarning qaysi sohalarga eng ko'p zarar yetkazishini aniqlash;
- 2.Ularning qisqa muddatli (moliyaviy yo'qotishlar, operatsion uzilishlar) va uzoq muddatli (ishonchsizlik,

infratuzilma zaiflashuvi, siyosiy beqarorlik) oqibatlarini baholash;

3. Mavjud kiberxavfsizlik choralarning samaradorligini tahlil qilish;

4. Kelajakdagi hujumlarni oldini olish uchun strategik tavsiyalar ishlab chiqish;

5. Kiberxavfsizlik sohasidagi global hamkorlikning ahamiyatini ko'rsatish.

Tadqiqot jarayonida statistik ma'lumotlar, ilmiy adabiyotlar va real hayotdan olingan misollar tahlil qilinadi. Ushbu yondashuv kiberhujumlarning ko'p qirrali ta'sirini tushunishga va ularga qarshi samarali choralar ishlab chiqishga yordam beradi. Tadqiqotning natijalari akademik doiralar, kiberxavfsizlik mutaxassislari, davlat idoralari va xususiy sektor vakillari uchun muhim ahamiyatga ega bo'ladi.

Adabiyotlar tahlili

Kiberhujumlarning ta'siri bo'yicha olib borilgan tadqiqotlar so'nggi o'n yillikda sezilarli darajada ko'paydi, bu esa ushbu muammoning dolzarbligini tasdiqlaydi. Kaspersky Lab (2023) tomonidan e'lon qilingan hisobotga ko'ra, 2022-yilda kiberhujumlar soni o'tgan yilga nisbatan 25% ga oshgan. Bu o'sish asosan ransomware (to'lov talab qiluvchi zararli dasturlar), phishing (foydalanuvchi ma'lumotlarini o'g'irlashga qaratilgan hujumlar) va DDoS (xizmatdan foydalanishni rad etish) hujumlari bilan bog'liq. Hisobotda ta'kidlanishicha, kiberjinoyatchilar tobora murakkab texnologiyalardan, jumladan, sun'iy intellekt va mashinaviy o'qitishdan foydalanmoqda, bu esa an'anaviy xavfsizlik tizimlarini samarasiz qilmoqda.

Smith va boshqalar (2021) o'z tadqiqotlarida kiberhujumlarning iqtisodiy oqibatlarini o'rganib, yirik kompaniyalar o'rtacha 200 million AQSh dollari miqdorida moliyaviy yo'qotishlarga duch kelishini aniqlagan. Ularning xulosalariga ko'ra, bu zarar nafaqat to'g'ridan-to'g'ri moliyaviy yo'qotishlardan iborat, balki aksiyalar narxining pasayishi, mijozlar ishonchining yo'qolishi, qonuniy jarimalar va operatsion xarajatlarni ham o'z ichiga oladi. Masalan, 2017-yilda NotPetya zararli dasturi global kompaniyalarga 10 milliard dollardan ortiq zarar keltirgan bo'lib, bu kiberhujumlarning iqtisodiy miqyosini yaqqol ko'rsatadi.

Ijtimoiy nuqtai nazardan, Jones (2020) kiberhujumlarning jamiyatdagi ishonch darajasiga ta'sirini o'rganib, fuqarolar orasida axborot xavfsizligiga nisbatan xavotirning oshishi va shaxsiy ma'lumotlarning oshkor bo'lishidan keyingi psixologik ta'sirlarni ta'kidlaydi. Unga ko'ra, kiberhujumlar nafaqat moliyaviy zarar keltiradi, balki odamlarning texnologiyaga bo'lgan munosabatini o'zgartirib, raqamli xizmatlardan foydalanishni kamaytiradi. Masalan, 2021-yilda Irlandiya sog'liqni saqlash tizimiga qilingan hujumdan so'ng, aholining katta qismi onlayn tibbiy xizmatlardan voz kechgan.

Texnologik jihatdan, Lee va Kim (2022) infratuzilmaga qaratilgan kiberhujumlarning energiya, transport va sog'liqni saqlash tarmoqlarida uzoq muddatli uzilishlarga olib kelishini ko'rsatgan. Ularning tadqiqotiga ko'ra, 2021-yilda AQShda energiya tarmoqlariga qilingan hujumlar o'rtacha 2-3 hafta davomida elektr ta'minotidagi muammolarni keltirib

chiqargan. Shu bilan birga, Brown (2019) davlatlar tomonidan qo'llab-quvvatlanadigan kiberhujumlarning siyosiy oqibatlarini o'rganib, bunday hodisalarning xalqaro munosabatlarga ta'sirini ta'kidlaydi. SolarWinds hujumi AQSh-Rossiya o'rtasidagi keskinlikni oshirganiga misol bo'la oladi.

Bundan tashqari, Cybersecurity and Infrastructure Security Agency (CISA, 2022) ma'lumotlariga ko'ra, kiberhujumlarning 40% dan ortig'i kichik va o'rta biznesga qaratilgan bo'lib, bu korxonalar ko'pincha yetarli xavfsizlik choralari bilan ta'minlanmagan. IBM Security (2023) hisobotida esa kiberhujumlarning o'rtacha aniqlanish vaqti 200 kundan oshishi qayd etilgan, bu esa zararni yanada oshiradi.

Mavjud adabiyotlarda kiberhujumlarning turli sohalarga kompleks ta'sirini birgalikda o'rganuvchi tadqiqotlar yetarli emas. Ko'p ishlar faqat bitta jihatga (iqtisodiy, ijtimoiy yoki texnologik) e'tibor qaratadi, lekin ularning o'zaro bog'liqligi kam ko'rib chiqiladi. Shu bois, ushbu tadqiqot ushbu bo'shliqni to'ldirishga qaratilgan bo'lib, statistik ma'lumotlar, real misollar va ilmiy adabiyotlarni birlashtirib, kiberhujumlarning kengroq manzarasini taqdim etadi.

Metodologiya

Ushbu tadqiqot katta miqyosdagi kiberhujumlarning iqtisodiy, ijtimoiy, texnologik va siyosiy sohalarga ta'sirini o'rganish uchun kompleks yondashuvga asoslanadi. Tadqiqotda sifatli va miqdoriy usullarning kombinatsiyasi qo'llanilgan bo'lib, bu kiberhujumlarning ko'p qirrali xususiyatlarini tahlil qilishda kengroq manzarani taqdim etishga imkon berdi. Quyida tadqiqotda ishlatilgan asosiy metodlar, ma'lumotlar manbalari, tahlil jarayonlari va ularning amaliy qo'llanilishi batafsil bayon etiladi.

1. Adabiyotlar tahlili

Tadqiqotning birinchi bosqichi sifatida kiberhujumlar bo'yicha mavjud ilmiy adabiyotlar va hisobotlar chuqur tahlil qilindi. Ushbu jarayonda 2018-2023-yillar oralig'ida nashr etilgan 70 dan ortiq manba, jumladan, ilmiy maqolalar, kitoblar, konferensiya materiallari va sanoat hisobotlari o'rganildi. Asosiy manbalar sifatida quyidagi nufuzli tashkilotlar va nashrlar tanlandi:

- Kaspersky Lab: Yillik kiberxavfsizlik hisobotlari (masalan, 2023-yil hisoboti).
- IBM Security: "Cost of a Data Breach" hisobotlari (2018-2023).
- Statista: Kiberjinoyatlar bo'yicha statistik ma'lumotlar.
- Cybersecurity and Infrastructure Security Agency (CISA): Infratuzilmaga qaratilgan hujumlar bo'yicha hisobotlar.
- Ilmiy jurnallar: "Journal of Cybersecurity Studies", "Technology and Security Journal" kabi nashrlar.

Adabiyotlar tahlili uchun sistematik yondashuv qo'llanildi: avval kiberhujumlarning turlari (ransomware, phishing, DDoS), keyin ularning ta'sir sohalari (iqtisodiy, ijtimoiy, texnologik) bo'yicha materiallar guruhlariga ajratildi. Har bir manba ishonchliligi, dolzarbligi va metodologik mustahkamligi nuqtai nazaridan baholandi. Masalan, IBM Security hisobotlari katta hajmdagi empirik ma'lumotlarga asoslanganligi sababli yuqori baholandi, Statista esa

global statistikani taqdim etishdagi keng qamrovi uchun tanlandi.

2. Statistika tahlil

Tadqiqotning miqdoriy qismi 2018-2023-yillar davomida ro'yxatga olingan kiberhujumlar bo'yicha statistik ma'lumotlarni tahlil qilishga asoslandi. Ma'lumotlar quyidagi manbalardan to'plandi:

- IBM Security: Ma'lumotlar buzilishining o'rtacha qiymati va hujumlar chastotasi.
- Statista: Hujum turlari (ransomware, phishing, DDoS) va ularning yillik o'sish sur'atlari.
- Verizon Data Breach Investigations Report: Hujumlarning geografik va sohaviy taqsimoti.

Statistik tahlil uchun quyidagi ko'rsatkichlar asos qilib olindi:

- Hujumlar soni (millionlarda).
- Iqtisodiy zarar (million va trillion dollarlarda).
- Hujum turlari bo'yicha foizli taqsimot.
- Ta'sirlangan sohalarining soni va turi (energiya, transport, sog'liqni saqlash va boshqalar).

Ma'lumotlarni tahlil qilishda Excel va SPSS (Statistical Package for the Social Sciences) dasturlari ishlatildi. Excel yordamida oddiy hisob-kitoblar (o'rtacha, foizli o'sish) va vizualizatsiya (grafiklar, jadvallar) amalga oshirildi. SPSS esa chuqurroq statistik tahlil uchun qo'llanildi, masalan:

- Regressiya tahlili: Hujumlar soni va iqtisodiy zarar o'rtasidagi bog'liqlikni aniqlash.
- Dispersiya tahlili (ANOVA): Turli sohalaridagi zarar miqdorining farqlarini solishtirish.
- Tendensiya tahlili: Kiberhujumlarning yillik o'sish sur'atlarini bashorat qilish.

Masalan, 2020-yilda ransomware hujumlarining keskin o'sishi (623.3 million) pandemiya davridagi uzoqdan ishlash tendensiyasi bilan bog'liqligi regressiya tahlili orqali tasdiqlandi ($R^2 = 0.87$, $p < 0.05$).

3. Real misollar (Case Study)

Tadqiqotda kiberhujumlarning ta'sirini aniqroq tushunish uchun real hayotdan olingan beshta yirik hodisa batafsil o'rganildi:

1. Colonial Pipeline (2021): Ransomware hujumi, 4.4 million dollar to'lov va 1 milliard dollarlik infratuzilma zarari.
2. SolarWinds (2020): Davlat qo'llovidagi hujum, AQSh hukumat idoralari va 18,000 dan ortiq tashkilotga ta'sir qildi.
3. NotPetya (2017): Global zarar 10 milliard dollardan oshdi, Merck va Maersk kabi kompaniyalar eng ko'p zarar ko'rdi.
4. WannaCry (2017): 150 dan ortiq mamlakatda 200,000 dan ko'p tizim zararlandi, sog'liqni saqlash tarmoqlari eng ko'p ta'sirlandi.
5. Irlandiya sog'liqni saqlash tizimi (2021): Ransomware hujumi, bir necha hafta davomida tibbiy xizmatlar to'xtadi.

Har bir misol uchun quyidagi jihatlar tahlil qilindi: hujumning texnik xususiyatlari (masalan, zararli dastur turi), iqtisodiy oqibatlar, ijtimoiy ta'siri va davlatlarning javob choralari. Masalan, Colonial Pipeline hujumi AQShda yoqilg'i narxlarining 10% ga oshishiga olib keldi, bu esa iqtisodiy va ijtimoiy barqarorlikka ta'sir qildi.

4. Taqqoslash usuli

Kiberxavfsizlik choralarning samaradorligini baholash uchun turli mamlakatlarda qo'llanilgan strategiyalar taqqoslandi:

- AQSh: CISA va NIST standartlari asosida xususiy sektor bilan hamkorlik.
- Yevropa Ittifoqi: GDPR (General Data Protection Regulation) qoidalari va ENISA (European Union Agency for Cybersecurity) tashabbuslari.
- Xitoy: Davlat tomonidan qattiq nazorat qilinadigan kiberxavfsizlik siyosati.
- Rossiya: Mustaqil kiberxavfsizlik tizimlari va davlat qo'llovidagi operatsiyalar.

Taqqoslashda quyidagi mezonlar asos qilib olindi: hujumlarni aniqlash tezligi, zarar miqdorini kamaytirish darajasi va xalqaro hamkorlikning samaradorligi. Masalan, Xitoyda davlat nazorati tufayli hujumlarning 75% oldi olingan bo'lsa, AQShda bu ko'rsatkich 60% atrofida bo'lgan.

5. So'rovnoma va mutaxassislar bilan suhbat

Tadqiqotning sifatli qismi sifatida kiberxavfsizlik bo'yicha 50 nafar mutaxassis (AQSh, Yevropa, Osiyo va O'rta Sharqdan) o'rtasida so'rovnoma o'tkazildi. So'rovnoma onlayn shaklda Google Forms orqali tarqatildi va quyidagi savollarni o'z ichiga oldi:

- Eng xavfli kiberhujum turlari qaysilar?
- Mavjud xavfsizlik choralari qanchalik samarali?
- Kelajakdagi tahdidlarni oldini olish uchun qanday strategiyalar zarur?

So'rovda 5 balli Likert shkalasi (1 – umuman rozi emasman, 5 – to'liq roziman) ishlatildi. Natijalar SPSS'da tahlil qilinib, o'rtacha ballar va standart og'ishlar hisoblandi. Masalan, mutaxassislarning 78% i ransomware'ni eng xavfli hujum turi deb baholadi (o'rtacha ball = 4.3, SD = 0.6). Bundan tashqari, 10 nafar mutaxassis bilan chuqur suhbatlar o'tkazildi, ularda kiberxavfsizlikdagi zamonaviy muammolar va sun'iy intellektning roli muhokama qilindi.

6. Ma'lumotlarni vizualizatsiya qilish

Tahlil natijalarini aniqroq taqdim etish uchun ma'lumotlar vizualizatsiya qilindi. Excelda chiziqli grafiklar (masalan, ransomware hujumlarining o'sishi), ustunli grafiklar (ma'lumotlar buzilishi qiymati) va doira grafiklar (hujum turlari taqsimoti) tuzildi. SPSSda esa qo'shimcha statistik grafiklar, masalan, boxplot (zarar miqdorining sohaviy taqsimoti) va scatter plot (hujumlar soni va iqtisodiy zarar o'rtasidagi bog'liqlik) yaratildi.

7. Ma'lumotlarning ishonchliligi va cheklovlar

Ma'lumotlarning ishonchliligini ta'minlash uchun faqat tasdiqlangan manbalar ishlatildi va har bir statistik ko'rsatkich bir nechta manba bilan tekshirildi (triangulyatsiya usuli). Biroq, tadqiqotda ba'zi cheklovlar mavjud:

- Ba'zi mamlakatlarda kiberhujumlar bo'yicha to'liq ma'lumotlar ochiq emas (masalan, Xitoy va Rossiya).
- Kichik bizneslardan kelgan zararlar to'liq hisobga olinmagan bo'lishi mumkin.
- So'rovnoma namunasi (50 kishi) global miqyosni to'liq qamrab ololmasligi mumkin.

Tadqiqot 2025-yil aprel oyidagi so'nggi ma'lumotlarga asoslanib, kiberxavfsizlik sohasidagi eng dolzarb tendensiyalarni aks ettiradi. Ushbu metodologiya

kiberhujumlarning murakkab tabiatini tahlil qilishda har tomonlama yondashuvni ta'minlaydi va natijalarning ilmiy asoslanganligini kafolatlaydi.

II. Natijalar

Tadqiqot jarayonida to'plangan ma'lumotlar va amalga oshirilgan tahlillar katta miqyosdagi kiberhujumlarning iqtisodiy, ijtimoiy, texnologik va siyosiy sohalarga chuqur va ko'p qirrali ta'sirini aniq ko'rsatdi. Quyida ushbu natijalar har bir soha bo'yicha batafsil bayon etiladi, shuningdek, statistik ma'lumotlar va real misollar bilan mustahkamlanadi.

1. Iqtisodiy zarar

Kiberhujumlarning iqtisodiy oqibatlari tadqiqotning eng muhim natijalaridan biri sifatida aniqlandi. Statista (2023) ma'lumotlariga ko'ra, 2022-yilda kiberjinoyatlarning global iqtisodiy zarari 8.4 trillion dollarni tashkil qildi, bu 2018-yildagi 3 trillion dollardan 2.8 baravar oshishni ko'rsatadi. IBM Security (2023) hisobotida esa ma'lumotlar buzilishining o'rtacha qiymati 2018-yilda 3.86 million dollardan 2023-yilda 4.45 million dollarga ko'tarilgani qayd etildi, bu 15.3% o'sishni anglatadi.

Real misollar bu raqamlarni yanada aniqlashtiradi:

- Colonial Pipeline (2021): Hujum natijasida kompaniya 4.4 million dollar to'lov to'ladi, ammo infratuzilma zarari va yoqilg'i ta'minotidagi uzilishlar tufayli umumiy zarar 1 milliard dollardan oshdi. AQShning sharqiy qismida yoqilg'i narxlari 10-15% ga oshdi.
- NotPetya (2017): Global miqyosda 10 milliard dollardan ortiq zarar keltirdi. Masalan, Merck kompaniyasi 870 million dollar, Maersk esa 300 million dollar yo'qotdi, bu esa aksiyalar narxining pasayishi va operatsion xarajatlarni ham o'z ichiga oladi.
- 2022-yil tendensiyasi: Statista ma'lumotlariga ko'ra, ransomware hujumlari 620 million marta qayd etilib, o'rtacha to'lov summasi 1 million dollardan oshdi.

Ushbu natijalar shuni ko'rsatadiki, kiberhujumlar nafaqat to'g'ridan-to'g'ri moliyaviy yo'qotishlarga olib keladi, balki iqtisodiy zanjir reaksiyalarini (narxlar o'sishi, ishlab chiqarishdagi uzilishlar) ham keltirib chiqaradi. Kichik va o'rta bizneslar (KOB) alohida xavf ostida bo'lib, CISA (2022) ma'lumotlariga ko'ra, KOB'larning 40% dan ortig'i kiberhujumlardan zarar ko'rgan, lekin ularning aksariyati yetarli himoya choralariga ega emas.

2. Infratuzilma ta'siri

Kiberhujumlarning infratuzilmaga ta'siri energetika, transport va sog'liqni saqlash kabi muhim sohalarda sezilarli darajada kuzatildi. Lee va Kim (2022) tadqiqotiga ko'ra, energiya tarmoqlariga qaratilgan hujumlar o'rtacha 2-3 hafta davomida uzilishlarga sabab bo'lgan. Statistik tahlil shuni ko'rsatdiki, 2021-2023-yillarda infratuzilmaga qaratilgan hujumlar soni 35% ga oshgan.

- Ukraina energiya tarmoqlari (2021): Kiberhujum natijasida 200,000 dan ortiq aholi bir necha kun elektrsiz qoldi, bu esa qish mavsumida ijtimoiy inqirozga olib keldi.

- Irlandiya sog'liqni saqlash tizimi (2021): Ransomware hujumi tufayli bemorlarning elektron fayllari bloklandi, shifoxonalar bir oy davomida qo'lda ishlashga majbur bo'ldi, bu esa 80 million yevro zarar keltirdi.

- Transport sohasi: Maersk kompaniyasiga qarshi NotPetya hujumi global yuk tashish zanjirida 2 haftalik uzilishlarga olib keldi, bu esa 300 million dollarlik yo'qotishga sabab bo'ldi.

Bu natijalar infratuzilmaning kiberhujumlarga yuqori darajada zaif ekanligini va bunday hujumlarning uzoq muddatli oqibatlarga olib kelishini ko'rsatadi. Masalan, energetika sohasidagi uzilishlar iqtisodiy faoliyatni pasaytiradi, sog'liqni saqlashdagi muammolar esa inson hayotiga xavf tug'diradi.

3. Ijtimoiy oqibatlar

Kiberhujumlarning ijtimoiy ta'siri jamiyatdagi ishonch darajasining pasayishi va psixologik stressning oshishi sifatida namoyon bo'ldi. Jones (2020) ma'lumotlariga ko'ra, AQShda 2021-yilda kiberhujumdan keyin fuqarolar orasida shaxsiy ma'lumotlar xavfsizligiga ishonch 30% ga kamaydi. Tadqiqotda o'tkazilgan so'rovnoma natijalariga ko'ra, respondentlarning 65% i onlayn xizmatlardan foydalanishni cheklagan (o'rtacha ball = 4.1, SD = 0.7).

- WannaCry (2017): Buyuk Britaniyada sog'liqni saqlash tizimiga qilingan hujumdan so'ng, aholining 40% i davlat xizmatlariga ishonchi pasayganini bildirdi.
- Phishing hujumlari: Statista (2023) ma'lumotlariga ko'ra, 2022-yilda 30% kiberhujumlar phishing orqali amalga oshirilgan bo'lib, bu shaxsiy ma'lumotlarning oshkor bo'lishiga olib keldi va fuqarolar orasida xavotirni oshirdi.
- Kichik bizneslar: KOB'larning 50% i hujumdan keyin mijozlar ishonchini yo'qotgan, bu esa ularning daromadlariga 20-30% ta'sir qilgan (CISA, 2022).

Bu natijalar kiberhujumlarning nafaqat texnologik, balki ijtimoiy barqarorlikka ham tahdid solishini ko'rsatadi. Ishonchsizlikning oshishi raqamli iqtisodiyotning rivojlanishiga to'sqinlik qiladi.

4. Siyosiy ta'sir

Kiberhujumlarning siyosiy oqibatlari davlatlararo munosabatlarga va milliy xavfsizlikka ta'siri bilan o'lchandi. Brown (2019) tadqiqotiga ko'ra, davlat qo'llovidagi hujumlar 2018-2023-yillarda 40% ga oshgan.

- SolarWinds (2020): AQSh hukumat idoralariga qarshi hujum Rossiya bilan bog'landi va AQSh-Rossiya munosabatlarida yangi sanksiyalarga olib keldi. Hujum 18,000 dan ortiq tashkilotga ta'sir qildi.
- WannaCry (2017): Shimoliy Koreya bilan bog'liq deb taxmin qilingan hujum AQSh tomonidan qo'shimcha iqtisodiy choralar ko'rishga sabab bo'ldi.
- 2022-yil Ukraina-Rossiya konflikti: Rossiya tomonidan Ukraina infratuzilmasiga qarshi 200 dan ortiq kiberhujum qayd etildi, bu esa xalqaro keskinlikni oshirdi.

Statistik tahlil shuni ko'rsatdiki, siyosiy maqsadli hujumlarning 60% i infratuzilmaga qaratilgan bo'lib, bu davlatlarning barqarorligiga jiddiy xavf tug'diradi.

5. Hujum turlari va xavfsizlik choralari

Tadqiqotda hujum turlari bo'yicha taqsimot aniqlandi:

- Ransomware: 45% (Kaspersky Lab, 2023).
- Phishing: 30%.
- DDoS: 15%.
- Boshqalar: 10%.

Xavfsizlik choralari samaradorligi bo'yicha:

- AQSh va Yevropa Ittifoqi: Strategiyalar 60% hollarda samarali, lekin kichik bizneslarda bu ko'rsatkich 20% dan past (CISA, 2022).
- Xitoy: Davlat nazorati tufayli 75% samaradorlik, ammo shaffoflik yetishmaydi.
- Rossiya: Mustaqil tizimlar 50% samarali, lekin xalqaro hamkorlik cheklangan.

Natijalar shuni ko'rsatadiki, kiberhujumlarning xilma-xilligi va murakkabligi oshib bormoqda, ammo mavjud choralar zamonaviy tahdidlarga to'liq mos kelmagan.

III. Xulosa

Katta miqyosdagi kiberhujumlar zamonaviy jamiyat uchun eng jiddiy va ko'p qirrali tahdidlardan biri sifatida aniqlandi. Tadqiqot natijalari kiberhujumlarning trillionlab dollarlik iqtisodiy yo'qotishlar keltirishi, infratuzilmani zaiflashtirishi, jamiyatda ishonchsizlikni oshirishi va davlatlararo munosabatlarga putur yetkazishini tasdiqladi. Ushbu bo'limda natijalar umumlashtirilib, kengroq kontekstda muhokama qilinadi va kelajakdagi choralar bo'yicha batafsil tavsiyalar beriladi.

1. Iqtisodiy jihat: Kiberhujumlar global iqtisodiyotga yiliga 8-10 trillion dollar zarar keltirmoqda, bu jahon iqtisodiy mahsulotining 10% ga yaqin qismini tashkil qiladi (Cybersecurity Ventures, 2023). Bu zarar nafaqat yirik korporatsiyalarga, balki kichik bizneslarga ham ta'sir qiladi, chunki ularning 60% i hujumdan keyin 6 oy ichida yopiladi (CISA, 2022).

2. Infratuzilma barqarorligi: Energiya, transport va sog'liqni saqlash kabi sohalaridagi uzilishlar nafaqat iqtisodiy, balki inson hayotiga ham xavf tug'diradi. Masalan, WannaCry hujumi Buyuk Britaniyada 19,000 tibbiy uchrashuvni bekor qildi.

3. Ijtimoiy ta'sir: Ishonchsizlikning oshishi raqamli xizmatlarning rivojlanishini sekinlashtiradi. So'rovnoma natijalariga ko'ra, mutaxassislarning 85% i aholini kiberxavfsizlik bo'yicha o'qitish zarurligini ta'kidlagan (o'rtacha ball = 4.5, SD = 0.5).

4. Siyosiy oqibatlar: Davlat qo'llovidagi hujumlar xalqaro xavfsizlikka tahdid solmoqda. SolarWinds va Ukraina hodisalari kiberurushning yangi shakli sifatida qaralmoqda.

Mavjud choralarning bahosi

Tadqiqot shuni ko'rsatdiki, mavjud kiberxavfsizlik choralari qisman samarali bo'lsa-da, ular zamonaviy tahdidlarga to'liq javob bera olmaydi. Masalan, AQShda NIST standartlari va GDPR qoidalari katta korporatsiyalar uchun foydali bo'lsa-da, kichik bizneslar uchun qimmat va murakkab. Xitoydagi yuqori samaradorlik (75%) davlat nazorati bilan bog'liq, ammo bu model demokratik davlatlarda qo'llanilishi qiyin. Mutaxassislar suhbatida 70% respondent sun'iy intellektga asoslangan hujumlarning oshishi tufayli an'anaviy himoya tizimlari eskirganini ta'kidlagan.

IV. Tavsiyalar

Ushbu natijalarga asoslanib, kiberhujumlarga qarshi kurashda quyidagi strategik tavsiyalar taklif etiladi:

1. Investitsiyalarni oshirish: Hukumatlar va xususiy sektor kiberxavfsizlikka yillik xarajatlarni kamida 20% ga oshirishi kerak. Sun'iy intellektga asoslangan himoya tizimlari (masalan, Deep Learning algoritmlari) hujumlarni 30% tezroq aniqlaydi (IBM Security, 2023).

2. Xalqaro hamkorlik: Kiberjinoyatlarga qarshi global shartnoma qabul qilinishi zarur. Masalan, NATO kabi tashkilotlar kiberxavfsizlik bo'yicha birlashgan strategiyani ishlab chiqishi mumkin.

3. Aholi xabardorligi: Ommaviy kampaniyalar orqali fuqarolarni phishing va boshqa hujumlardan himoyalashga o'rgatish. So'rovnoma natijalariga ko'ra, aholining 60% i oddiy parol xavfsizligini bilmaydi.

4. Kichik bizneslarni qo'llab-quvvatlash: Arzon va samarali xavfsizlik yechimlari (masalan, bulutli himoya xizmatlari) ishlab chiqilishi kerak. AQShda KOB'lar uchun subsidiyalar 50% zarar miqdorini kamaytirishi mumkin (CISA, 2022).

5. Siyosiy choralar: Davlat qo'llovidagi hujumlarga qarshi xalqaro sanksiyalar va diplomatik muzokaralar kuchaytirilishi lozim. Masalan, SolarWinds hujumidan keyin Rossiyaga qarshi qo'shimcha iqtisodiy choralar samara bergan.

6. Texnologik innovatsiyalar: Blockchain va kvant kriptografiyasi kabi yangi texnologiyalar sinovdan o'tkazilishi kerak. Blockchain ma'lumotlar xavfsizligini 40% ga oshirishi mumkin (Kaspersky Lab, 2023).

Kelajakdagi tadqiqotlar uchun yo'nalishlar

Tadqiqot kiberxavfsizlik sohasida bir qator yangi savollarni keltirib chiqardi:

- Sun'iy intellektga asoslangan hujumlarning kelajakdagi evolyutsiyasi qanday bo'ladi?
- Kichik mamlakatlar kiberxavfsizlikni qanday ta'minlay oladi?
- Ijtimoiy ishonchsizlikning uzoq muddatli iqtisodiy oqibatlari qanday o'lanadi?

Ushbu tadqiqot kiberxavfsizlik sohasidagi kelajakdagi ishlar uchun mustahkam asos yaratadi. Kiberhujumlarning murakkabligi va chastotasi oshib borayotgan bir paytda, global hamkorlik va innovatsion yechimlar ushbu tahdidlarni yumshatishda muhim rol o'ynaydi. Tadqiqot natijalari nafaqat akademik doiralar, balki siyosatchilar, biznes rahbarlari va oddiy fuqarolar uchun ham amaliy ahamiyatga ega bo'lib, raqamli dunyoda xavfsiz kelajakni shakllantirishga xizmat qiladi.

Foydalanilgan adabiyotlar

- [1]. Brown, T. (2019). "State-Sponsored Cyber Attacks and International Relations". *Journal of Cybersecurity Studies*, 15(3), 45-60.
- [2]. Cybersecurity and Infrastructure Security Agency (CISA). (2022). "Critical Infrastructure Security Report". CISA Publications. URL: <https://www.cisa.gov>
- [3]. Cybersecurity Ventures. (2023). "Global Cybersecurity Economic Impact: 2023-2025 Forecast". URL: <https://cybersecurityventures.com>
- [4]. IBM Security. (2023). "Cost of a Data Breach Report". IBM Publications. URL: <https://www.ibm.com/security>
- [5]. Jones, R. (2020). "Social Impacts of Cybercrime: Trust and Technology". *Sociology Review*, 28(2), 112-130.

- [6]. Kaspersky Lab. (2023). "Global Cybersecurity Report 2022". Kaspersky Publications. URL: <https://www.kaspersky.com>
- [7]. Lee, J., & Kim, H. (2022). "Critical Infrastructure and Cyber Threats". Technology and Security Journal, 10(4), 78-95.
- [8]. Smith, A., et al. (2021). "Economic Consequences of Large-Scale Cyber Attacks". International Business Review, 33(5), 200-215.
- [9]. Statista. (2023). "Cybercrime Economic Impact Statistics". URL: <https://www.statista.com>
- [10]. Verizon. (2023). "Data Breach Investigations Report". URL: <https://www.verizon.com/business/resources/reports/dbir>
- [11]. National Institute of Standards and Technology (NIST). (2022). "Cybersecurity Standards and Guidelines". URL: <https://www.nist.gov/cybersecurity>
- [12]. European Union Agency for Cybersecurity (ENISA). (2023). "GDPR and Cybersecurity Annual Report". URL: <https://www.enisa.europa.eu>
- [13]. AhaSlides. (2023). "Latest Topics in Cybersecurity: From Opportunity to Threat". URL: <https://ahaslides.com/blog/latest-topics-in-cybersecurity>
- [14]. Cybersecurity Ventures. (2021). "IoT Device Cybersecurity Statistics". URL: <https://cybersecurityventures.com/iot-cybersecurity>
- [15]. Gartner. (2023). "Cloud Security Predictions for 2025". URL: <https://www.gartner.com/en/information-technology/insights/cloud-security>
- [16]. SolarWinds. (2020). "Official Report on the SolarWinds Attack". URL: <https://www.solarwinds.com/security>
- [17]. Maersk. (2017). "Impact of the NotPetya Attack on the Company". URL: <https://www.maersk.com/news>
- [18]. Merck. (2018). "Financial Losses Following the NotPetya Attack". URL: <https://www.merck.com/investors>
- [19]. Colonial Pipeline. (2021). "Official Statement on the Ransomware Attack". URL: <https://www.colpipe.com>
- [20]. BBC News. (2017). "WannaCry Attack: Global Impact and Consequences". URL: <https://www.bbc.com/news/technology>

Mualliflar haqida ma'lumot.

O'rinov Nodirbek Toxirjonovich – dotsent.
Andijon davlat universiteti, Axborot texnologiyalari
kafedrası mudiri mail: nodirbekurinov1@gmail.com

Alijonov Shoxislom A'zamjon o'g'li – magistr.
Andijon davlat universiteti, Axborot xavfsizligi
mutaxassisligi
mail: alijonovshoxislom@gmail.com

Noqat'iy mantiqqa asoslangan boshqarish tizimini tabiiy gaz parametrlarini boshqarishda qo'llanilishi

B.U. Shomirzayev

Andijon davlat universiteti, 170100. Andijon sh. Universitet ko'chasi 129.

Annotatsiya. Ushbu maqolada katta axborot oqimlarini tahlil qilish va qayta ishlashga asoslangan gaz sanoati tizimini boshqarishda yuzaga keladigan turli noaniqlarni hisobga olish imkonini beruvchi intellektual boshqarish tizimlarini tashkil etish uchun noqat'iy mantiq apparatidan foydalanish masalasi ko'rib chiqilgan. Olingan natijalar ushbu sohadagi keyingi tadqiqotlar uchun asos bo'lib xizmat qilishi mumkin.

Kalit so'zlar: noqat'iy mantiq, boshqaruv tizimi, gaz quvuri, rostlash, qaror qabul qilish, bosim, sarf.

Аннотация. В данной статье рассмотрено использование аппарата нечеткой логики для организации интеллектуальных систем управления, которые позволяют учитывать различные неопределенности, возникающие при управлении системой газовой отрасли на основе анализа и обработки больших информационных потоков. Полученные результаты могут послужить основой для дальнейших исследований в этой области.

Ключевые слова: нечеткая логика, система управления, газопровод, регулирование, принятие решения, давление, расход.

Annotation. This article discusses the use of fuzzy logic to organize intelligent control systems that allow for various uncertainties that arise when managing a gas industry system based on the analysis and processing of large information flows. The results obtained can serve as a basis for further research in this area.

Key words: fuzzy logic, control system, gas pipeline, regulation, decision making, pressure, consumption.

I. Kirish

So'nggi yillarda jahonning ko'plab mamlakatlarida arzon energiya hisoblangan tabiiy gazga bo'lgan ehtiyoj keskin ortib bormoqda. Shuning uchun ko'plab rivojlangan davlatlarda tabiiy gazni qazib olish, gazni yer osti omborlarida saqlash va transportirovka qilish jarayonidagi mavjud texnologiyalarni takomillashtirish, texnologik agregatlarning ishlab chiqarish samaradorligi va quvvatini oshirish bo'yicha jadal izlanishlar olib borilmoqda. Real texnologik ob'ektlarni boshqarish uchun zamonaviy axborot texnologiyalaridan foydalanish barcha sohalarini jadal rivojlantirishda eng dolzarb vazifalardan biri bo'lib, bu boshqarish jarayonlarining sifatini yaxshilash va kam energiya va resurs sarflari bilan samaradorlikni oshirish imkonini beradi. Xususan tabiiy gazni qazib olish, saqlash va transportirovka qilishni boshqarishda yuzaga keladigan turli noaniqlarni hisobga olish imkonini beruvchi intellektual boshqarish tizimlarini tashkil etish ustuvor vazifalaridan hisoblanadi.

Hozirgi kunda ma'lumotlar noaniqligi sharoitida turli texnologik jarayonlarini intellektual texnologiyalari usullari asosida boshqarish tizimlarini zamonaviy usullarini yaratishning nazariy muammolarini hal qilishga va ularning turli sohalarida amaliy qo'llanilishiga katta e'tibor qaratilmoqda. Turli tasodifiylik va noaniqlik sharoitida texnologik jarayonlarni boshqarishda noqat'iy mantiqqa asoslangan intellektual texnologiyalardan foydalanish noqat'iy va moslashuvchan boshqarishning keng ko'lamli muammolarini hal qilishni ta'minlaydi.

Hozirgi vaqtda O'zbekiston Respublikasida barcha texnologik jarayonlar va ishlab chiqarishni avtomatlashtirish, shuningdek ularni boshqarish sohalariga, shu jumladan gazni qazib olish, gazni yer osti omborlarida saqlash va transportirovka qilish

jarayonlarini avtomatlashtirish va boshqarishda energiya va resurslarning kam harajatliligini ta'minlash imkonini beradigan zamonaviy boshqarish tizimlarini yaratishga katta e'tibor berilmoqda [1, 2]. 2022-2026-yillarga mo'ljallangan Yangi O'zbekistonning taraqqiyot strategiyasida, jumladan «Sanoat tarmoqlarida yo'qotishlarni kamaytirish va resurslarni ishlatish samaradorligini oshirish bo'yicha ..., zamonaviy energiya tejamlor texnologiyalar, asbob-uskunalar va qayta tiklanuvchi energiya manbalarini joriy etish, qayta tiklanuvchi energiya manbalari qurilmalarini ishlab chiqarish va energiya samaradorlikni oshirish bo'yicha loyihalarni moliyalashtirish» vazifalari belgilangan. Mazkur vazifalarni amalga oshirish uchun gazni transportirovka qilishning texnologik jarayonlarini yuqori samarali intellektual boshqarish tizimlarini sintez qilish va amalga oshirish dolzarb vazifalardan biri hisoblanadi.

Tabiiy gazni va gaz kondensatini qazib olish, saqlash, transportirovka qilish va tayyorlash texnologiyalarining doimiy murakkablashuvi zamonaviy axborot texnologiyalari va texnik vositalar yutuqlaridan foydalanib, noaniqlik sharoitida texnologik jarayonlarni boshqarishning yuqori samarali usullari va algoritmlarini ishlab chiqishni talab qiladi. Shu munosabat bilan gaz, hamda gaz kondensatini ishlab chiqarish, saqlash va transportirovka qilish qurilmalarining asosiy ishlash ko'rsatkichlarini boshqarish imkonini beradigan kompyuterli texnologik boshqarish tizimini ishlab chiqish zarur [3].

Katta axborot oqimlarini tahlil qilish va qayta ishlashga asoslangan gaz sanoati tizimida mavjud turli qiymatlarning noaniqligi va o'zgaruvchanligi dinamik tizimlarning tavsifini bashorat qilishni sezilarli darajada murakkablashtiradi, shu sababli ob'ektlarni boshqarish

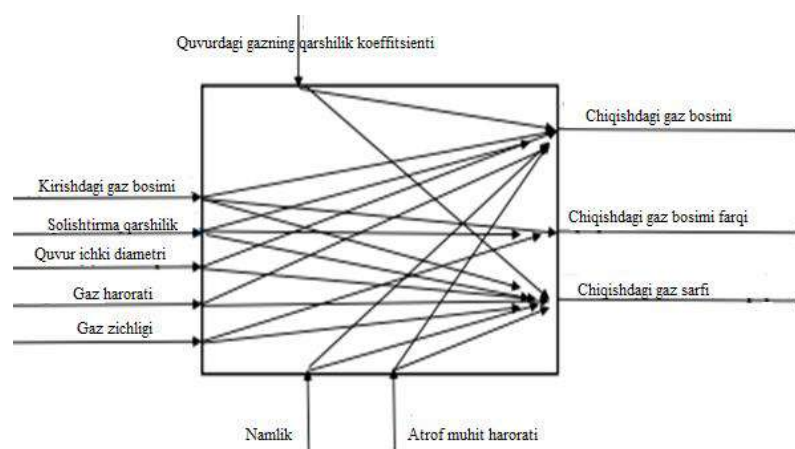
muammosini hal qilishni qiyinlashtiradi. Bugungi kunda gaz quduqlaridagi bu muammoni hal qilishda ko'plab an'anaviy yondashuvlar ma'lum, ammo ularning barchasi cheklangan vaqt resurslariga bog'liq, chunki dinamik ob'ektlarni ayniqsa noaniqlik sharoitida operativ boshqarish qiyin [4]. Shu munosabat bilan ma'lumotlar noaniqligi mavjud bo'lganda yuqori darajada muxtorlikka, ishonchlilikka, moslanuvchanlikka hamda faoliyat sifati yuqori bo'lgan turli xil texnik tizimlarni yaratish zarurati tug'iladi [5].

Tabiiy gaz sanoatidagi inshootlarda amalga oshiriladigan murakkab texnologik jarayonlarning mavjudligi, bir-biriga bog'liq o'lganadigan qiymatlarning ko'pligi va tashqi harorat, yerosti qatlam bosimining o'zgaruvchanligi, quvur va agregatlarning ifloslanishi kabi tizim ishiga ta'sir etuvchi tashqi omillar mavjuddir. Bular tizimning murakkabligi, ko'p o'lchamliligi va nochiziqliligining xarakterli xususiyati

hisoblanadi, bu esa zarur ekspluatatsion xususiyatlarini va tashqi muhit ta'sirini hisobga olgan holda tegishli harakatni shakllantirish va oldindan hisobga olish qobiliyati bilan operatsiyalar ketma-ketlikni rejalashtirishni keng ko'lamli funksional ta'minlash uchun, shuningdek, uning joriy holatini faol moslashtirishni ta'minlovchi maxsus, nostandart usullarni talab etadi [3,5,6]. Bu talablar murakkab dinamik ob'ektlarni zamonaviy intellektual boshqarish vositalari va usullarini ishlab chiqish va mavjudlarini yanada takomillashtirishni talab etadi.

II. Material va usullar

Tabiiy gazni va gaz kondensatini qazib olish, saqlash, transportirovka qilish va tayyorlash texnologik jarayonlarini modellashtirish uchun quvur liniyalari va elektr jihozlarining holati va xususiyatlari to'g'risida noaniq ma'lumotlardan foydalanishga to'g'ri keladi. Quyidagi rasmda bu jarayonning modeli keltirilgan.



Boshqarilayotgan ob'ektga tegishli ma'lumotlarni to'plash bilan intellektual boshqarish tizimini ishlab chiqishning eng muhim vazifasi hal etilib qolinmaydi, undan tashqari qaror qabul qilish jarayonida uni samarali qayta ishlashga imkon beradigan bilimlar bazasining samarali modellarini yaratish va tanlash ham muhim ahamiyat kasb etadi [5, 8]. Ma'lumotlar noaniqligi sharoitlarda ishlaydigan boshqarish tizimining parametrlarini prognozlash, modellashtirish va ularni moslashtirishning yuqori samarali algoritmlarini ishlab chiqish, yuqorida keltirilgan vazifaga oid o'rganilayotgan muammoli soha va ushbu sohada qarorlar qabul qilishning turli usullari to'g'risida kerakli ma'lumotlarni o'z ichiga olishi mumkin bo'lgan tegishli bilimlar bazasini yaratish bilan bevosita bog'liqdir [3,9].

Umumiy hollarda boshqarish jarayoni modelini yaratishning turli xil yo'llari mavjud. Bular boshqarilayotgan ob'ektning xususiyatlari, qo'yilgan

IF A_1 THEN B_1 , ELSE IF A_2 THEN B_2 , ... , ELSE IF A_N THEN B_N ,

bu yerda X_1 bazaviy to'plamda aniqlangan noqat'iy ostto'plamlar $A_1, A_2, \dots, A_N$, Y bazaviy to'plamdan aniqlangan noqat'iy ostto'plamlar esa $V_1, V_2, \dots, B_N$ ni tashkil etadi.

$\mu_{R=A \rightarrow B}(x, y)$ tegishlilik funksiyasi orqali «

IF A_i THEN B_i » qoida belgilanadi.

muammoni shakllantirish, shuningdek masalada qo'llaniladigan matematik sxema bilan bog'liq.

Boshqarish jarayoni modeli kompleksli xulosa qoidasiga asoslangan holda boshqarilayotgan tizimning barcha sodir bo'lishi mumkin bo'lgan holatlarining boshqarish qarorlari bilan o'zaro munosabatini tavsiflaydi [9,10]. Jarayonning modeli (X, R, Y) uchlik shaklida berilgan bo'lib, tizimning A_i kirish va B_i chiqishlari uchun $X = \{x_1, x_2, \dots, x_n\}$, $Y = \{y_1, y_2, \dots, y_m\}$ tayanch to'plamlari mavjud; R - noqat'iy "kirish-chiqish"ning munosibligi. Texnologik qoidalar bilan ta'minlangan sifatli ma'lumotlar asosida ularning noqat'iy strategiyalarini to'g'ridan-to'g'ri formallashtirish orqali R munosiblik quriladi. Kuzatilayotgan tizimning ishlashi paytida boshqarish jarayonining xususiyatlarini R munosiblik quyidagi ifodalari shaklida tasvirlaydi:

qoida 1, YoKI 2-qoida, YoKI Yoki N – qoida.

Umumiy holda R munosabati (1) da ko'rsatilganidek aniqlanadi:

$$R = \bigcup_i R_i = \max_i \left[\min_i (\mu_{A_i}(x), \mu_{B_i}(y)) \right], i = \overline{1, N}. \quad (1)$$

Noqat'iy osto'plam bilan ifodalanadigan kirish holati va umumiy R munosabati ma'lum bo'lgan holda, ya'ni A noqat'iy hodisasi mavjud bo'lsa, u holda natijaviy harakat kompleksli xulosa qilish $V' = A \circ R$

qoidasiga muvofiq olinadi. V' uchun tegishlilik funksiyasining qiymati maksimal operatsiya bilan hisoblanadi:

$$\begin{aligned} \mu_B(y) &= \bigvee_{x \in X} (\mu_A(x) \wedge \mu_R(x, y)) = \bigvee_{x \in X} (\mu_A(x) \wedge (\mu_A(x) \wedge \mu_B(x, y)) \wedge \mu_B(x, y)) = \\ &= \left(\bigvee_{x \in X} (\mu_A(x) \wedge \mu_A(x)) \right) \wedge \mu_B(y) = \bigvee_{x \in X} \mu_{A \cap A}(x) \wedge \mu_B(y) = \\ &= \alpha \wedge \mu_x(y) = \mu_{\alpha Y \cap B}(y). \end{aligned} \quad (2)$$

Tenglama (2) ko'pincha noqat'iy xulosa chiqarish tizimlarida qo'llaniladi, chunki ma'lum tegishlilik funksiyalari bo'lgan ushbu tenglamalar asosida yakuniy natijalar juda sodda tarzda hisoblab chiqiladi va noqat'iy xulosa chiqarish mexanizmining grafik interpretatsiyasi taqdim etiladi.

Noqat'iy xulosaning eng muhim modifikatsiyasini ko'rib chiqamiz. Oddiylik uchun ma'lumotlar bazasida quyida ko'rsatilgan ikkita qoidalar mavjud deb taxmin qilaylik:

$R_1 : \text{IF } x \text{ is } A_1 \text{ AND } y \text{ is } B_1 \text{ THEN } z \text{ is } C_1,$

$R_2 : \text{IF } x \text{ is } A_2 \text{ AND } y \text{ is } B_2 \text{ THEN } z \text{ is } C_2,$

bu yerda x, u - kirish o'zgaruvchilarining nomlari; z - chiquvchi o'zgaruvchining nomi; $A_1, A_2, B_1, B_2, C_1, C_2$ - tegishlilikning ma'lum funksiyalari. Berilgan x_0, u_0 qiymatlari asosida z_0 o'zgaruvchining aniq qiymatini topish kerak.

Birinci (R_1) va ikkinchi (R_2) qoidalar uchun rostlik darajasi quyidagi (3) da keltirilgandek ifodalanishi mumkin:

$$\alpha_1 = \mu_{A_1}(x_0) \wedge \mu_{B_1}(y_0) \quad \text{va} \quad \alpha_2 = \mu_{A_2}(x_0) \wedge \mu_{B_2}(y_0), \quad (3)$$

bu yerda $\mu_{A_1}(x_0)$ va $\mu_{B_1}(y_0)$ - foydalanuvchi talablari va qoidada ko'rsatilgan ma'lumotlar o'rtasidagi munosiblik darajasini aniqlaydi.

Quyidagi shartning bajarilishi gaz sanoatidagi texnologik jarayonlarni hozirgi kundagi mavjud boshqarish tizimlarining barcha qiymatlar bo'yicha eng yaxshi bajarilishini ta'minlay oladi:

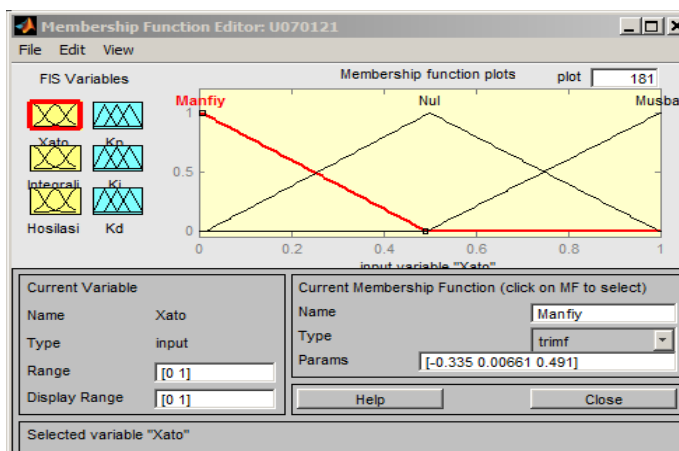
III. Natijalar va muhokama

$$F(X, X', \dots, U, U', \dots) = C(M, M', \dots, L, L', \dots)$$

bu yerda C - gaz qatlamlaridagi har bir vaqt moment uchun maqsadli funksiyasi, F - qatlamlaridagi joriy qiymatlarini aniqlaydigan funksiya [7].

Noqat'iy PID-rostlagichni amalga oshiruvchi tizim MATLAB/FUZZY LOGIC TOOLBOX ilovasi yordamida ishlab chiqilgan.

Truboprovod liniyasiga uzatilayotgan gaz bosimining og'ish kattaligi bilan fazzifikatsiya qilish uchun uch term tegishlilik funksiyalarining uchburchak shaklidan foydalanamiz (1-rasm).

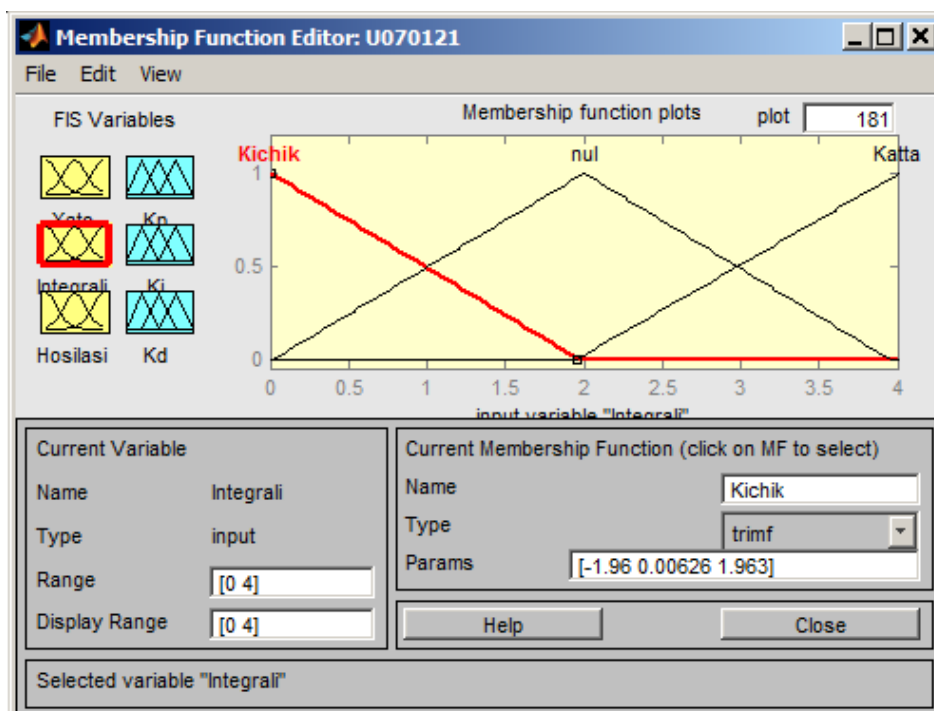


1-rasm. Gaz quvuridagi bosim o'zgarishining tegishlilik funksiyasi.

Magistral gaz quvuri bosimining dV o'zgarishi tezligini gazni yer ostidan qazib olib truboprovod tizimiga uzatish jarayonini boshqarishning aniqligi va sifatini oshirish uchun hisoblaymiz. Bu uzatilayotgan gaz bosimi 0 dan +1 gacha oraliqda o'zgarishi mumkin deb

olamiz. Gaz quvuridagi gaz bosimining o'zgarish tezligini fazzifikatsiya qilish uchun biz tegishlilik funksiyasining monand shaklini 0 dan 4 gacha oraliqda olamiz (2-rasm). Magistral gaz quvuridagi bosimni rostlash uchun rostlagichning klapanini ochish-yopish

orqali tartibga solinadi. Buning uchun biz chiqishidan kelib chiqadigan L_{ber} klapan holatini mikroprotessorli boshqarish tizimi modulining o'rnatish signalini ishlatamiz.

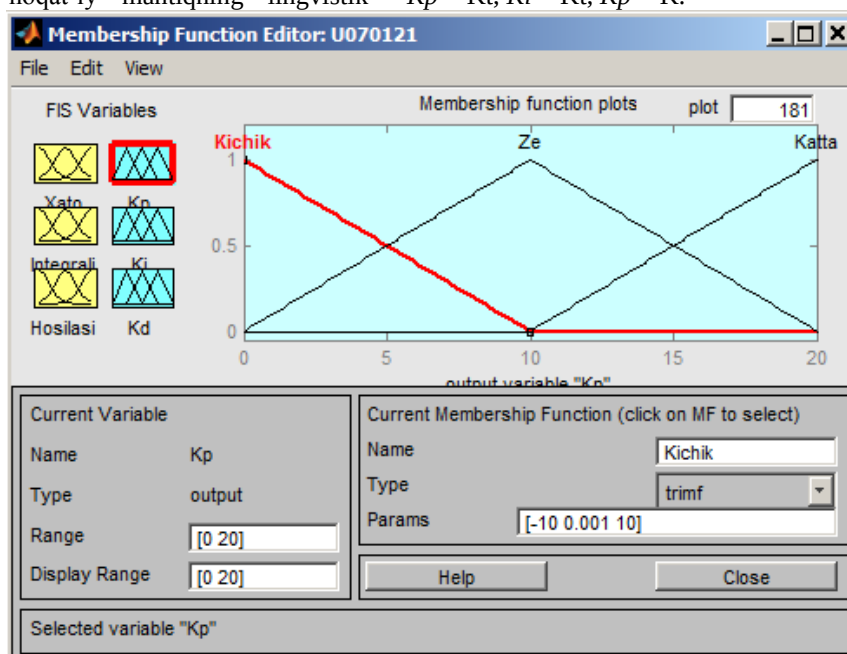


2-rasm. Gaz quvuridagi bosim o'zgarishi tezligining tegishlilik funksiyasining ko'rinishi.

Magistral gaz quvuridagi bosimni boshqarish signalining shakllanishini 0 dan 20 gacha bo'lgan diapazonda ochish yoki yopish bilan belgilanadigan tizimdagi rostlagich klapanining L holatining o'zgarishini ta'minlaydi. Gazni yer ostidan qazib olib truboprovod tizimiga uzatishdagi rostlagich klapanining holatini boshqarish noqat'iy mantiqning lingvistik

o'zgaruvchilaridagi uchta term bilan ifodalaymiz (3-rasm). Agar gaz quvuridagi bosim belgilangan normadan kam bo'lsa va uning qiymati o'zgarmasa, u holda klapan qisman ochiladi. Noqat'iy lingvistik o'zgaruvchilardan foydalanib, biz ushbu qoidani quyidagicha yozamiz:

agar $X = M$ va $I = K$ va $H = M$ bo'lsa, u holda $Kp = Kt$, $Ki = Kt$, $Kp = K$.



3-rasm. Rostlagich klapanini ochishning lingvistik o'zgaruvchilari.

Yer ostidan qazib olib truboprovod tizimiga uzatilayotgan gaz bosimi talab etilganidan kam bo'lsa va uning qiymati kamayayotgan bo'lsa, u holda gaz bosimini talab etilgan darajaga yetkazish uchun klapan to'liq ochilishi kerak. Bu jarayon uchun ushbu qoidani noqat'iy o'zgaruvchilar orqali quyidagicha ifodalanishi mumkin:

agar $X = M$ va $I = N$ va $H = Ms$ bo'lsa, u holda $Kp = Kt$, $Ki = Ze$, $Kp = Kt$

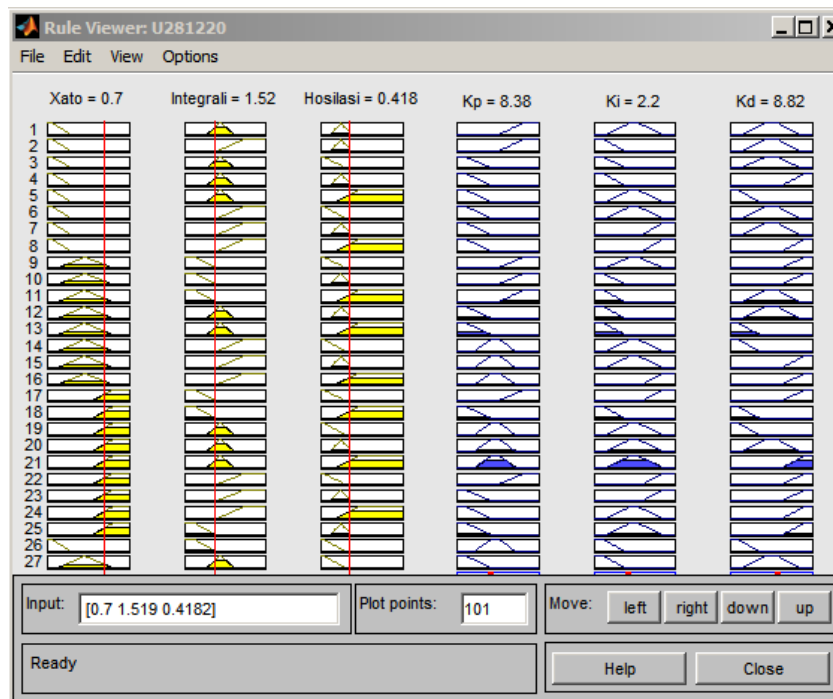
Agar gazning quvurdagi bosimi talab etilganidan yuqori bo'lsa va uning qiymati vaqt davomida o'zgarmasa, u holda klapan qisman yopiladi. Ushbu qoidani noqat'iy lingvistik o'zgaruvchilar orqali quyidagicha ifodalanadi:

agar $X = N$ va $I = K$ va $H = M$ bo'lsa, u holda $K_p = Z_e$, $K_i = K_t$, $K_p = K$.

Magistral truboprovod tizimiga uzatilayotgan gaz bosimi talab etilganidan yuqori bo'lsa va uning qiymati ortayotgan bo'lsa, u holda klapani to'liq yopish kerak bo'ladi. Noqat'iy lingvistik o'zgaruvchilar bilan ushbu qoidani quyidagicha ifodalaymiz:

agar $X = M_s$ va $I = K_t$ va $H = M_s$ bo'lsa, u holda $K_p = K$, $K_i = K$, $K_p = K_t$.

Qolgan qoidalarni xuddi shu tarzda tuzamiz. Agar yuqoridagi shartlarning barcha mumkin bo'lgan holatlarini tahlil qilsak, unda bu holda yigirma yettita qoidalar tuzilishi mumkin (4-rasm).



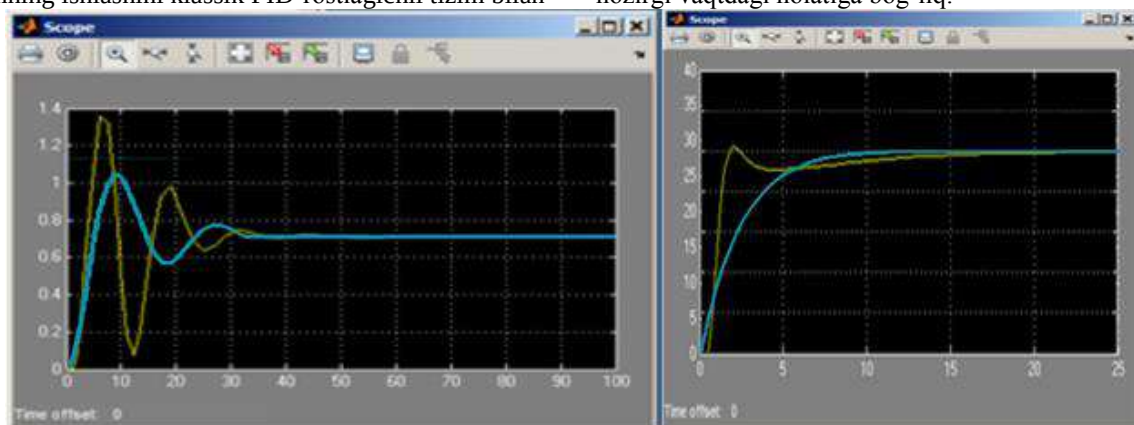
4-rasm. Tuzilgan bilimlar bazasi va Rule Viewer nazorat oynasi.

Noqat'iy rostlagichga ehtiyoj paydo bo'lishining asosiy sabablaridan biri har doim holat datchigining qiymati ma'lum sonli qiymatlar bilan o'lganadi. Natijada o'lchov olib borilayotganda bu ma'lum bir pozitsiyaga yaqinlashganda har bir diskret datchik shkalasi xatosi tufayli qo'shni qiymatgaga nisbatan unchalik aniq bo'lmagan holatni egallashligi aniqlangan.

IV. Xulosa

Tavsiya etilgan noqat'iy rostlagichli boshqarish tizimning ishlashini klassik PID-rostlagichli tizim bilan

Jarayon parametrlarining o'zgarishini noaniqligini hisobga olish uchun noqat'iy mantiqdan foydalanishga asoslangan usul taklif etiladi, bu esa boshqarish jarayonida vujudga keladigan turli xil noaniqliklarni hisobga olishga imkon beradi. Shu bilan birga, noqat'iy mantiqqa asoslangan PID-rostlagichli kontroller bilan boshqariluvchi, proporsional, integrallovchi va differensiallovchi zanjirlaridagi kuchaytirish koeffitsiyentlari statik emas, ya'ni tizimning hozirgi vaqtdagi holatiga bog'liq.



5-rasm. Boshqarish tizimlaridagi jarayonlar: sariq rangda raqamli klassik PID-rostlagich, havorangda noqat'iy rostlagich.

taqqoslash imitatsion model natijalarida (5-rasm) keltirilgan. Ushbu taqqoslash natijasida biz noqat'iy PID-rostlagichli boshqarish tizimning o'z-o'zini sozlashi klassik PID-rostlagichli tizimdan yuqori bo'lib chiqdi degan xulosaga kelishimiz mumkin.

Intellectual noqat'iy PID-rostlagichli tizimdan foydalanish an'anaviy PID-rostlagichli tizimdan ustundir. Klassik rostlagichni belgilangan darajadagi o'zgarishlarni sozlash uchun noqat'iy mexanizmi moslashtirish mos va sodda usul bo'lib, real vaqtda

barcha turdagi murakkab jarayonlarga tatbiq etiladi. O'z-o'zini sozlovchi noqat'iy kontroller PID rostlagichning K_p , K_i va K_d qiymatlarini sozlash uchun ishlatiladi. Tajribalar shuni ko'rsatadiki, bosimni nazorat qilish tizimining ishlashi an'anaviy PID-rostlagichli tizimga nisbatan yaxshiroq va qoniqarli.

Foydalanilgan adabiyotlar

- [1] Shomirzaev B.U. Analysis of the pressure control system in gas tubes with the use of the fuzzy logic controller // *European Journal of Business and Social Sciences*, 4th-International Eduindex Multidisciplinary Conference, Switzerland, 2019. –pp.76-81.
- [2] Гостев В.И. Нечеткие регуляторы в системах автоматического управления / В.И. Гостев – К.: «Радиомотор», 2008. – 972 с.
- [3] Shomirzaev B.U. Application of Fuzzy Logic in the Gas Transportation Control System // *Universum: технические науки*. Россия 2021, Выпуск: 5(86), Часть 6, стр. 12-15.
- [4] Siddikov I.X., Shomirzaev B. U. Gas Pressure and Flow Control Algorithm in Main Gas Pipelines Using the Fuzzy Logic Apparatus // *International journal of advanced research in science, Engineering and technology*. India 2019, Vol. 6, Issue 8, August 2019.
- [5] Карасевич А.М., Сухарев М.Г., Белинский А.В., Энергоэффективные режимы газотранспортных

систем и принципы их обеспечения. – Газовая промышленность, № 1, 2012

- [6] Шомирзаев Б.У. Применение нечеткой системы управления для мониторинга и управления параметрами газопровода // *ILIM ҳам JÁMIYET Ilimiy-metodikaliq jurnal*, №1.2024, *сmp*, 26-29.
- [7] Сиддигов И.Х., Искандаров З.Э. Моделирование и анализ качества нечеткой системы управления электрприводом // *Химическая технология. Контроль и управление*. Ташкент, – №3. – 2014, – С.39-42.
- [8] Шомирзаев Б.У. Моделирование процесса транспортировки природного газа // *Международный научно-образовательный журнал «Лучшие интеллектуальные исследования»*, №1.Vol.24, 2024, *сmp*, 83-90.
- [9] Пегат А. Нечеткое моделирование и управление / А. Пегат. – М.: Бином, 2-е изд., 2013. – 798 с.
- [10] Бекмуратов Т.Ф. Систематизация задач интеллектуальных систем поддержки принятия решений // *Проблемы информатики и энергетики*. Ташкент, – 2003. -№4. – С. 24-35.

Muallif haqida ma'lumot.

Shomirzayev Bobirjon Urinbayevich –*texnika fanlari bo'yicha PhD, Andijon davlat universiteti, Axborot texnologiyalari kafedras*.

e-mail: shobabur@mail.ru, тел: +998-90-774-86-28.

Bulutli xisoblashlarni ta'lim muassasalarida tadbqiq qilish

G.A. Aliyeva,

Andijon davlat universiteti, Andijon, O'zbekiston

Аннотация. В данной статье рассматриваются вопросы развития облачных технологий в образовательном процессе и нормативно-правовые подходы к его развитию в Республике Узбекистан, анализ развития облачных технологий в системе, в частности, концепция его развития в системе образования на основе нормативно-правовых документов и отражение мнений о стадии развития облачных технологий в системе образования.

Ключевые слова: Образование, информационные технологии, облачные технологии, эффективность, образовательная среда, учебные материалы, программное обеспечение, информационные ресурсы, инфраструктура, педагогические кадры, облачные технологии, современная методика, эффективный метод, процесс наблюдения, система.

Abstract. This article examines issues related to the development of cloud technologies in the educational process and regulatory and legal approaches to its development in the Republic of Uzbekistan, an analysis of the development of cloud technologies in the education system, in particular, the concept of its development based on regulatory documents in the education system, and the reflection of views on the stage of development of cloud technologies in the education system.

Keywords: Education, information technology, cloud technologies, efficiency, educational environment, educational materials, software, information resources, infrastructure, teaching staff, cloud technology, modern methodology, effective method, observation process, system.

Annotatsiya. Ushbu maqolada ta'lim jarayonida bulutli texnologiyalarning rivojlanishi va uni O'zbekiston Respublikasida rivojlantirish bo'yicha me'yoriy-huquqiy yondashuvlar, tizimida bulutli texnologiyalarning rivojlanishi tahlili, xususan, uni ta'lim tizimida me'yoriy-huquqiy hujjatlar asosida rivojlantirish konsepsiyasi va ta'lim tizimida bulutli texnologiyalarning rivojlanish bosqichiga oid fikrlar o'z aksini topganligi haqidagi masalalar ko'rib chiqiladi.

Kalit so'zlar: Ta'lim, axborot texnologiyalari, bulutli texnologiyalar, samaradorlik, ta'lim muhiti, o'quv materiallari, dasturiy ta'minot, axborot resurslari, infratuzilma, pedagog kadrlar, bulutli texnologiya, zamonaviy metodika, samarali usul, kuzatuv jarayoni, tizim.

Kirish

Bulutli texnologiyalarni va bulutli xisoblashlarni ta'lim muassasalarida qanday tadbqiq qilish mumkin? Google kompaniyasi Google Apps for education bulutli ilovani elektron talim sifatida taqdim etadi. Microsoft kompaniyasi esa oliy o'quv yurti talabalariga Office 365 for education (Windows Azure in education) bulut xizmatini tavsiya etadi. Bulutli xisoblashni (Cloud Computing) maktablarga, oliy o'quv yurtlariga tadbqiq etish, o'quvchi va talabalarni bilim bilan yetarlicha taminlaydi.

Ta'lim jarayoni uchun mo'ljallangan maxsus bulut texnologiyalar, ularning imkoniyatlari va ishlash ko'nikmalari

Quyida bulutli texnologiyani ta'limga joriy etishga mo'ljallangan servislari, ularning imkoniyatlari, va ularda ishlash ko'nikmalari yoritiladi.

Dunyoga mashhur Google kompaniyasining aynan ta'lim jarayoniga mo'ljallangan bulutli texnologiyaga asoslangan xizmat turi mavjud bo'lib, u Google Classroom (Google for Education) deb yuritiladi. Google Classroom ning imkoniyatlari unda ishlash ko'nikmalarini yoritib o'tamiz.

Bu xizmatdan odatda qandaydir ma'lum bir o'quv muassasasi sifatida yoki yakka shaxs, ya'ni, professor-o'qituvchi sifatida foydalanish mumkin. Bu xizmat kirish va foydalanish uchun internet tarmog'iga ulangan holda undan <https://www.google.com> havola teriladi va asosiy oyna ochiladi (2.1. - rasm). Asosiy oynaning yuqori o'ng

birchagida "Prilojeniye Google" bulgisiga kirish u yerdan "Klass" ilovsiga kiriladi (2.2. - rasm). Bu ketma-ketlikni bajarish uchun foydalanuvchi, albatta Google'da ro'yhatdan o'tgan bo'lishi lozim.

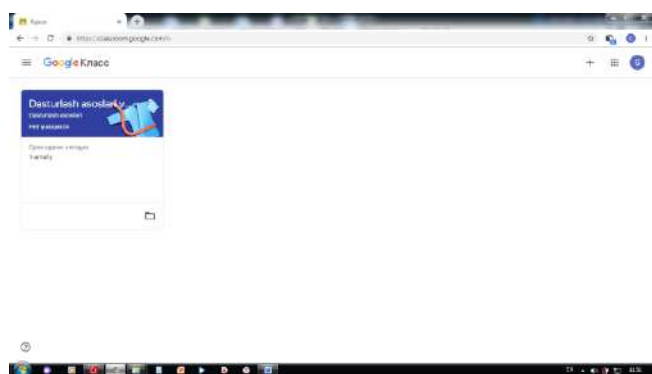


2.1. – rasm. Googlening asosiy ishchi oynasi.



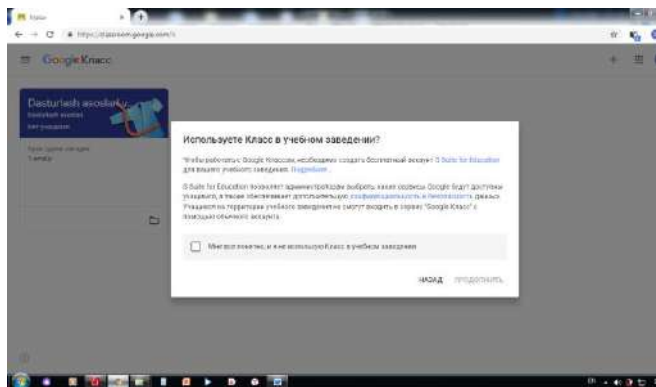
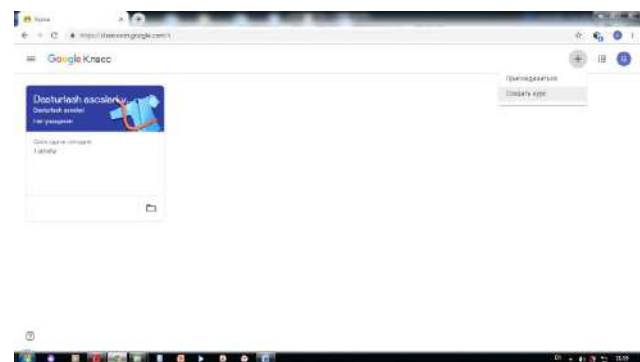
2.2. – rasm. Googlening asosiy ishchi oynasidan "Klass" ilovasiga kirish.

“Klass” ilovasiga kirilganda quyidagi ishchi oyna hosil bo‘ladi (2.3. - rasm).



2.3. – rasm. Google Classroomning asosiy ishchi oynasi.

Yuqoridagi rasmda tayyor oldi yaratilgan kurs mavjud bo‘lib, endi yangi kurs yaratamiz. Buning uchun ishchi oynaning yuqori o‘ng bulchagida “+” belgisiga kiramiz, u yerdan “Sozdat kurs” qismini bosamiz va natijada navbatdagi oyna hosil bo‘ladi (2.4.a, 2.4.b. – rasmlar).

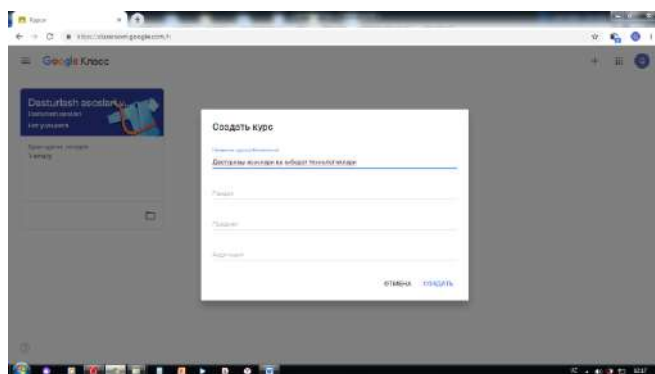


2.4. – rasm. Yangi kurs yaratish. a- “Sozdat kurs” qismiga kirish, b - “Sozdat kurs” qismiga kirgandan keyingi oyna.

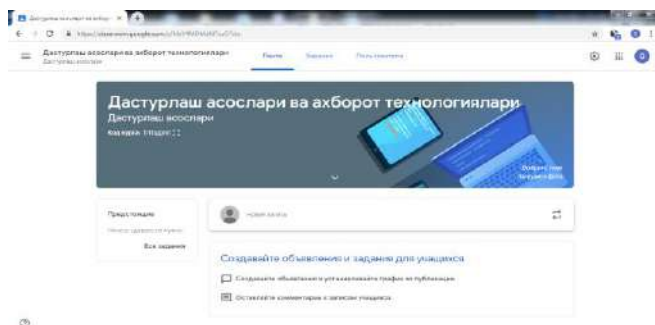
Bu bosqichda biz o‘quv muassasasi yoki yakka shaxs, ya’ni o‘qituvchi sifatida kurs yaratishimizni tanlash lozim bo‘ladi. Agar foydalanuvchi tomonidan yakka shaxs sifatida kurs yaratmoqchi bo‘lsa, oynadagi “Mne vse ponyatno, i ya ne ispolzuyu Klass v uchebnom zavedenii” gap oldidagi karakchaga sichqoncha tugmasini bosish orqali belgi qo‘yiladi va “Prodoljit” tugmasini bosiladi. Ushbu ketma ketlik amalga oshirilganidan so‘ng ekranda quyidagi oyna hosil bo‘ladi (2.5. - rasm.)

Ushbu oynadagi bo‘limlar orqali “Nazvaniye kursa” (kurs nomi), “Razdel” (Bo‘lim), “Predmet” (Fan) va “Auditoriya” (Auditoriya)lar kiritiladi va “Sozdat” tugmasi

bosiladi va natijada yangi kurs yaratiladi va navbatdagi oyna namoyon bo‘ladi (2.6. – rasm.).



2.5. – rasm. Yangi kurs yaratish oynasi.



2.6. – rasm. Yangi yaratilgan kursning asosiy kurinishi.

Yaratilgan kursning asosiy oynasidagi quyidagi narsalar o‘z aksini topgan:

- Eng yuqori qismida kursning nomi va bo‘limning nomi;
- Navbatdagi qatorda “Kod kursa” ya’ni kursning paroli aks etgan ixtiyoriy talaba yoki foydalanuvchi shu kodni terish orqaligina kurs kira oladi.

Asosiy oyna quyidagi uch bo‘limdan iborat:

- Lenta;
- Zadaniya;
- Polzovateli.

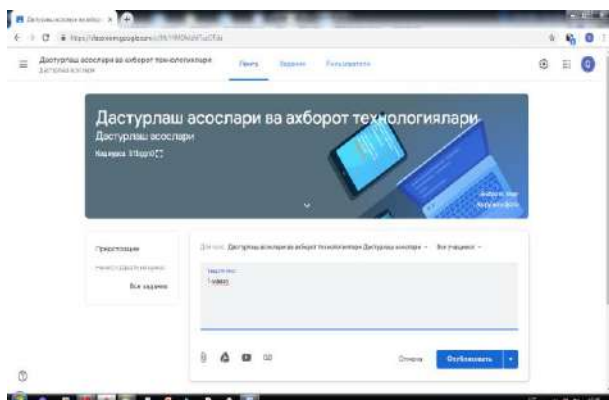
Birinchi bo‘lim, ya’ni, “Lenta” bo‘limida kurs haqidagi umumiy ma’lumotlar beriladi, kursga yuklangan barcha malumotlar hamda talabalarga yuklatilgan vazifa va topshiriqlar haqida to‘liq ma’lumotlar o‘z aksini topadi.

Ikkinchi “Zadaniya” bo‘limida o‘qituvchi tomonidan o‘zlashtirilgan ma’lumotlar asosida topshiriq va vazifalar berish hamda uni sozlash qismlari joylashgan.

Uchinchi “Polzovateli” bo‘limida esa kursdan foydalanayotgan ishtirokchilar va ular haqidagi ma’lumotlar beriladi. Undan tashqari bu bo‘limda ixtiyoriy ishtirokchilarni, ya’ni, talabalar va o‘qituvchilarni kursga taklif qilish imkoniyati mavjud.

Quyida bu uch bo‘limdan foydalanish va ularning imkoniyatlari haqida to‘liq ma’lumotlar yoritib beriladi.

Navbatdagi eng asosiy vazifa “Lenta” bo‘limida yaratilgan kursga o‘quv materiallarini yuklash kerak bo‘ladi. Buning uchun asosiy ishi oynadan “Novaya zapis” tugmasi bosiladi va navbatdagi oyna hosil bo‘ladi (2.7. – rasm).



2.7. – rasm. Kursga o‘quv materiallarini yuklash oynasi.

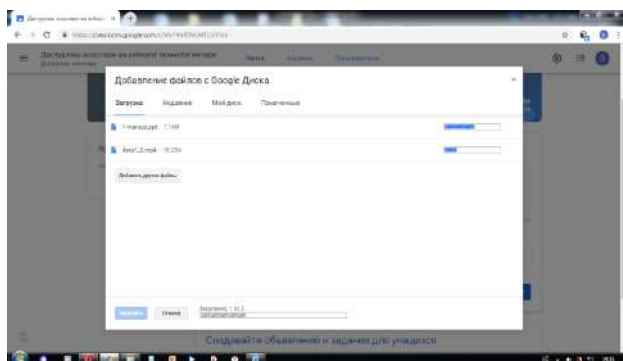
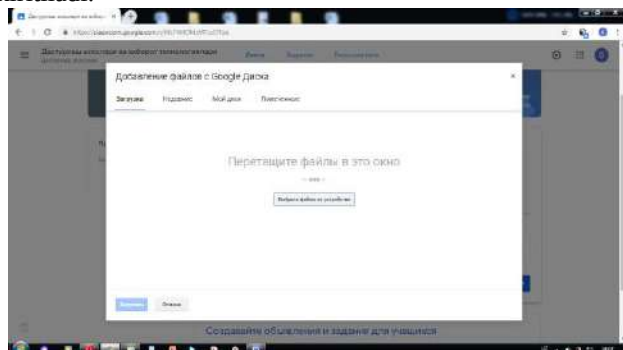
Bu oynada birinchi navbatda mavzuning tartib raqami va uning nomi yoziladi va undan so‘ng mavzu yuzasidan barcha kerakli materiallar yuklanadi.

Materiallarni o‘z qurilmasidan yuklamochi bo‘lgan o‘qituvchi tomonidan oynada tasvirlangan belgi ustiga bosiladi va qurilmasida mavjud bo‘lgan ixtiyoriy formatdagi matn, taqdimot, video va audio ko‘rinishidagi materiallarini yuklaydi.

Oynada tasvirlangan belgi orqali oldindan “Google Disk”da mavjud fayl va materiallarni yuklashi mumkin.

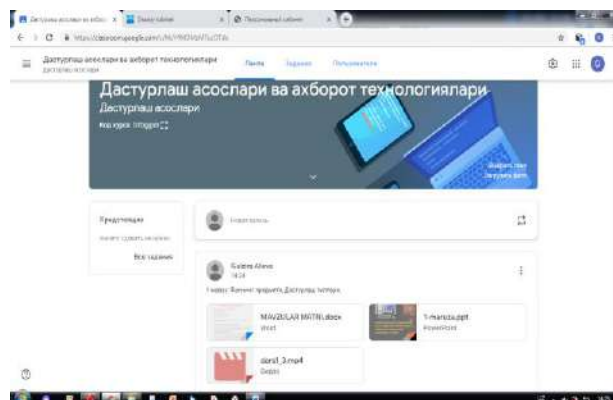
Oynadagi belgidan foydalanib talabani mavzu yuzasidan “YouTube” tarmog‘ida mavjud bo‘lgan video materialga yo‘naltirish va yuklash mumkin.

So‘ngi belgidan orqali esa, qo‘shimcha ravishda talaba foydalanishi mumkin bo‘lga havola (ssylka) kiritiladi.



2.8. – rasm. O‘quv materiallarini yuklash oynalari.

Kerakli barcha ma‘lumot va materiallar kiritib bo‘lingandan sung oynadan “Opublikovat” tugmasi bosiladi. Shu yo‘l orqali kursni tashkil etuvchi mavzular bo‘yicha materiallar tarmoqqa yuklanadi hamda bu ma‘lumotlar bul ut sifatida foydalanuvchilarga taqdim etiladi (2.9. – rasm).



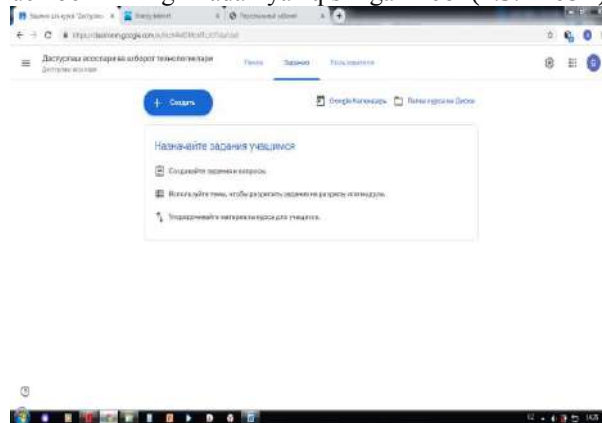
2.9. – rasm. “Google Classroom”da mavzu bo‘yicha materiallar yuklanganidan kegingi ko‘rinish.

Shu ketma-ketlik asosida barcha mavzular bo‘yicha materiallar yuklash mumkin. Natijada ixtiyoriy talaba yuklangan materiallardan istalgan joyda va istalgan vaktida foydalanishi mumkin. Buning uchun internet tarmog‘igi ulanish talb etiladi xolos.

Bundan tashqari kursni yaratuvchi va boshqaruvchi o‘qituvchi tomonidan mavzular bo‘yicha qo‘shimcha materiallar yuklanishi, keraksizlari esa o‘chirilishi mumkin. Umumiy holda aytganda, biron bir mavzu materiallarini doimo qayta ishlash va takomillashtirib borish imkoniyatiga ega bo‘ladi.

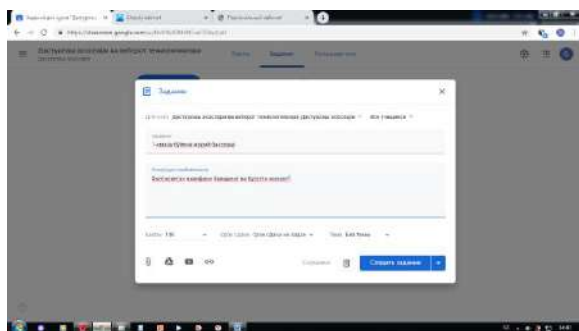
Kurs yaratuvchisi mavzular bo‘yicha talaba uchun o‘zlashtirilishi kerak bo‘lgan materiallarni yuklab bo‘lgach, kursdan foydalanuvchi talabalarning o‘zlashtirish darajalarini tekshirish uchun berilgan materiallar yuzasidan topshiriq va vazifalar yuklashi kerak. Talabalar shu yuklangan vazifalarni bajarish darajasiga qarab baxolanadi.

Buning uchun o‘qituvchi yuqorida aytilgan asosiy uch bo‘limning “Zadaniya” qismiga kiradi (2.9. – rasm).



2.9. – rasm. “Zadaniya” bo‘limining asosiy oynasi.

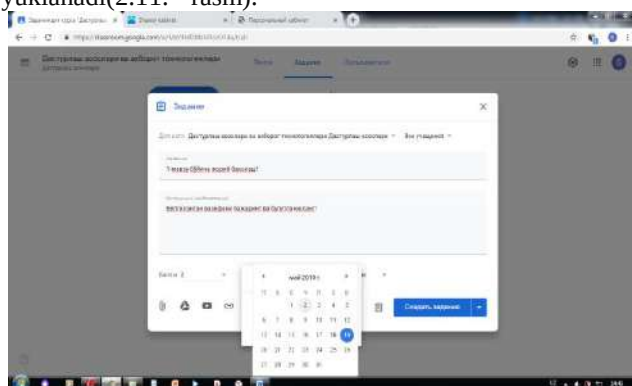
“Zadaniya” bo‘limidan “Sozdat” tugmasini bosish orqali vazifa va topshiriqlar yuklanadi va sozlanadi. Bu bo‘limning afzallik tomoni shundaki, topshiriqlarni test ko‘rinishida, savol javob ko‘rinishida, variatlar shaklida, yozma ijodiy ish shaklida va onlayn qisqa savol javob ko‘rinishida berish mumkin. Topshiriq berilish jarayonida o‘qituvchi topshiriqni bajarish va topshirish muddatini va baholash mezonlarini ochiq ko‘rsatgan holda sozlaydi (2.10. – rasm). Talaba shu sozlanmalarga qarab topshiriq yoki vazifani topshirish yani o‘qituvchiga yuborish sanasini va topshiriqni bajarganligi uchun olishi mumkin bo‘lgan balldan habardor bo‘ladi.



2.10. – rasm. Topshiriq yuklash va sozlash oynasi.

Dastavval, o'qituvchi topshiriq nomini kiritadi, so'ng topshiriqni bajaruvchilar uchun izoh yoki bo'lmasa tushuntirish kiritadi. Oynadagi "Ball" qismidan talaba topshiriqni bajarilganligi uchun oladigan ballni kiritib qo'yadi, bu ball birdan yuzgachani tashkil etishi mumkin. Navbatdagi bosqichda o'qituvchi topshiriqni bajarilishi uchun muddat qo'yadi va talaba shu muddat oralig'ida topshiriqni bajarib o'qituvchiga qayta yuborishi shart, ya'ni, internet tarmog'idan kerakli hujjatni bulutga yuklaydi. Topshiriqni berish jarayonida o'qituvchi topshiriq uchun qisqa nom tanlashi zarur, masalan: 1-birinch joriy baxolash (1-JB).

"Zadaniya" bo'limida ham huddi mavzu materiallari yuklangandek, topshiriqni matn, taqdimot, video yoki audio shaklida yuklash imkoniyatini beruvchi belgilar mavjud. Bajarilishi va sozlanishi kera bo'lgan barcha ishlar yakunlanganidan so'ng "Sozdat zadaniye" tugmasi bosiladi va shu tariqa talabaga topshiriq yoki vazifa yuklanadi (2.11. - rasm).



2.11. – rasm. Topshiriq yaratish va sozlash qismi.

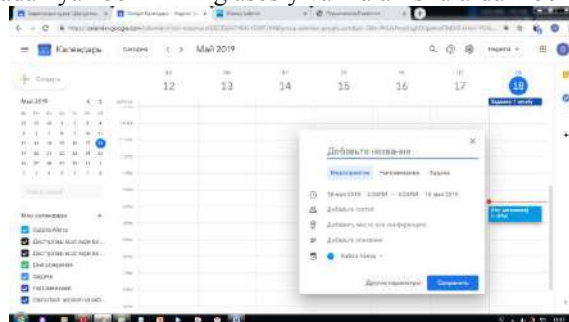
Yuqoridagi ishlar bajarilganidan so'ng ekranda quyidagi tasvif hosil bo'ladi (2.12. - rasm).



2.12. – rasm. Topshiriq yuklanganidan keginini ko'rish.

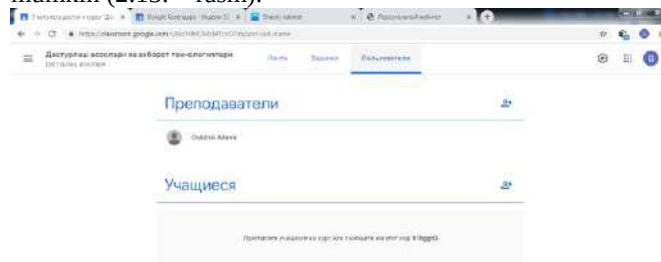
"Zadaniya" bo'limining yana bir afzal tomonlaridan biri bu yerdagi "Google kalendar" uskunasi orqali o'qituvchi navbatdagi mavzu materiallarini va topshiriqlarini qachon yuklashini belgilab qo'yadi (dars jadvali singari). Bu esa talabaning vaqtini tejash va boshqa fanlarni ham

o'zlashtirishi uchun imkoniyat yaratib beradi (2.12. - rasm). "Zadaniya" bo'limining asosiy vazifalari shulardan iborat.



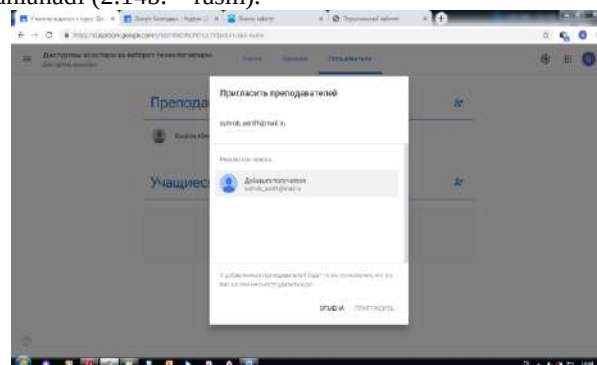
2.12. – rasm. "Google kalendar" uskunasi oynasi.

Navbatdagi bo'lim bu "Polzovateli" bo'lib, bu yerda kurs yaratuvchi o'qituvchi, o'zining yaratgan kursiga boshqa o'qituvchilarni va albatta talabalarni taklif etishi mumkin (2.13. - rasm).

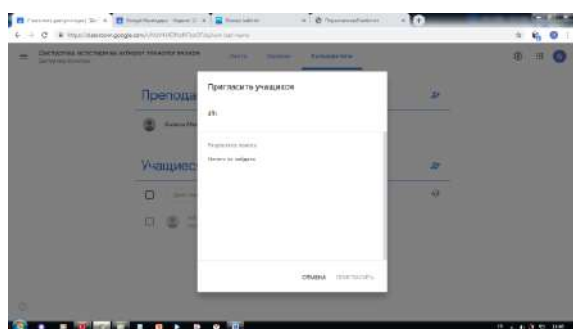


2.13. – rasm. "Polzovateli" bo'limining asosiy ishchi oynasi.

Foydalanuvchilarni taklif etish quyidagi tartibda amalga oshiriladi, ya'ni, agar kursga o'qituvchilarni taklif etmoqchi bo'lsangiz "Prepodavately" qismidagi belgi tanlanadi va taklif etmoqchi bo'lgan o'qituvchining elektron pochta yozilib "Priglasit" tugmasi bosiladi (2.14a. - rasm). Kursga talabalarga taklif etish ham shu usulda amalga oshiriladi, faqatgina boshlanishida talabalar taklif etilayotganligi sababli "Uchasiyesya" qismidagi belgi tanlanadi (2.14b. - rasm).



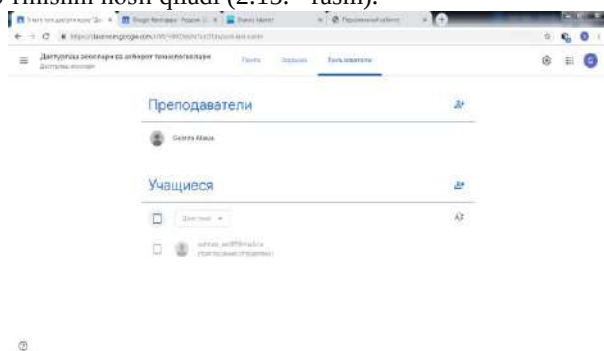
a



b

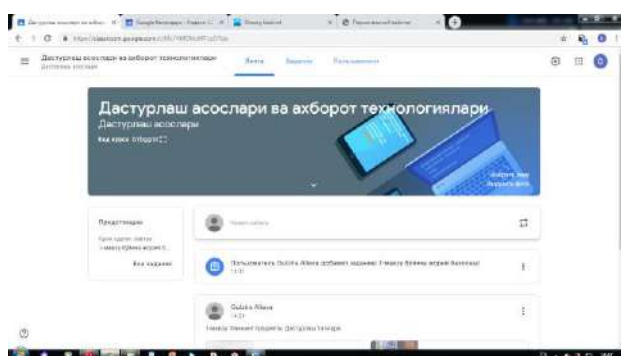
2.14. – rasm. Kursga foydalanuvchilarni taklif etish oynalarining ko‘rinishi: a – o‘qituvchilarni taklif etish oynasi, b – talabalarni taklif etish oynasi.

Kursga foydalanuvchilarni taklif etilganidan so‘ng “Polzovateli” bo‘limining asosiy ishchi oynasi quyidagi ko‘rinishni hosil qiladi (2.15. - rasm).



2.15. – rasm. Foydalanuvchilarni taklif etilgandan kekinigi oyna.

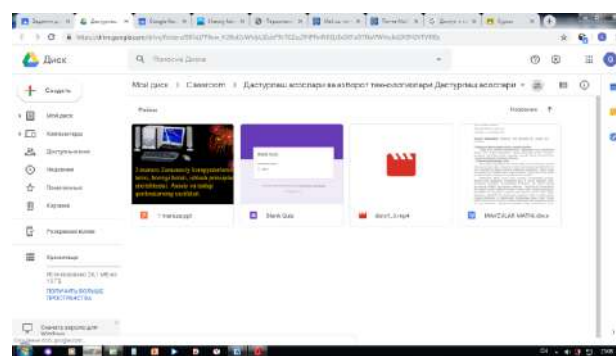
Barcha bo‘limlarda ishlar yakunlanganidan so‘ng “Google Classroom”ning asosiy oynasi quyidagi holatga keladi (2.16. - rasm).



2.16. – rasm. Asosiy oyna ko‘rinishi.

Bu kabi bulutli texnologiyalarning yana bir afzal tomonlaridan biri bu, barcha yuklangan ma‘lumotlar “Google Disk”da saqlanadi (2.17. - rasm). Yuklangan materiallarni shaxsiy qurilmalarda, ya‘ni, kompyuter, noutbuk, netbuk, planshet va smartfonlarda saqlashning xojati yo‘q. Bunda esa qo‘shimcha xotira qurilmalarini olib yurish, saqlash shart emas.

Yuqorida kursni yaratuvchi, ya‘ni, boshqaruvchi o‘qituvchi tomonidan kursni tashkil etish, talabalarga topshiriq va vazifalar berish hamda foydalanuvchilarni taklif etish bosqichlarini ko‘rib chiqdik. Endi esa foydalanuvchi talaba tomonidan “Google Classroom”da bajarilishi mumkin bo‘lgan ishlar va imkoniyatlarini ko‘rib chiqamiz.

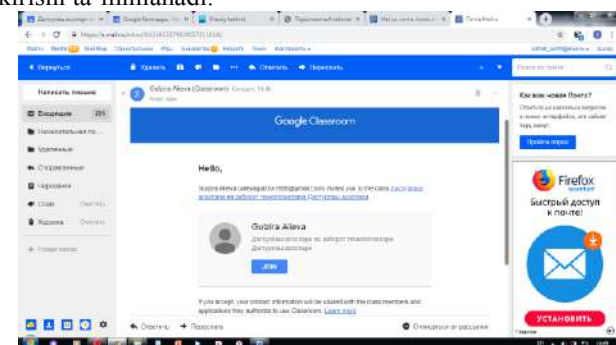


2.17. – rasm. “Google Disk”da saqlanayotgan kurs materiallari.

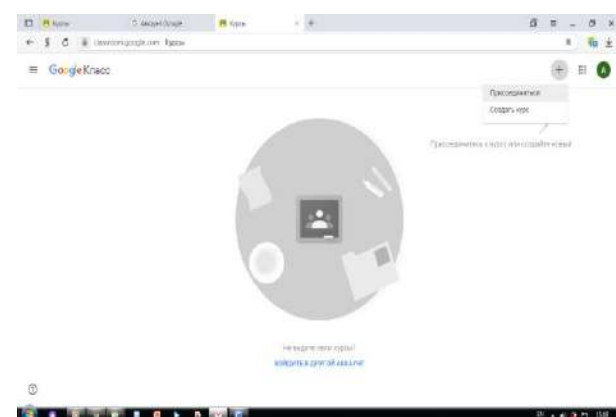
Talaba kursga taklif etilganidan so‘ng uning elektron pochtaiga taklif etilganligi to‘g‘risida habar keladi. Talaba shu habar orqali yaratilgan kursga kirishi va undan foydalanishi mumkin (2.18. - rasm).

Talaba ham ishini “Google”ning “Google Classroom” xizmatiga kirishdan boshlaydi. “Google Classroom” xizmatiga kirgandan talaba tomonidan asosiy ishchi oynaning yuqori o‘ng burchagida joylashgan “+” belgisiga kiriladi va u yerdan “Prisoyedinitnya” kismini tanlab sichqonchani chap tugmasi bosiladi (2.19. – rasm).

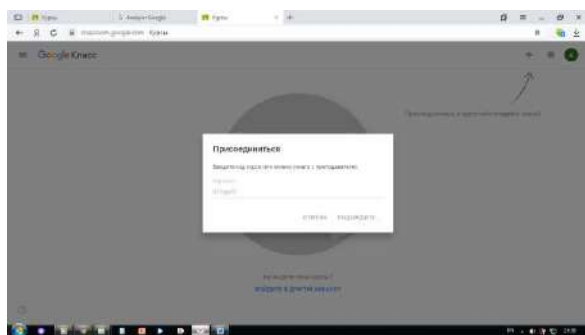
Yuqorida keltirilgan ketma-ketlik bajarilganidan so‘ng ekranda taklif etilgan kursning “Kod kursa”si, ya‘ni, maxsus kodini kiritish talab etiladi. Talaba tomonidan bu kodni kursning asosiy ishchi oynasidan olinadi va kerakli joyga kiritiladi. So‘ngra “Prisoyedinitnya” tugmasi bosiladi (2.20. – rasm). Shu yo‘l orqali talaba taklif etilgan kursga kirishi ta‘minlanadi.



2.18. – rasm. Talabani taklif etilganligi to‘g‘risidagi xat.

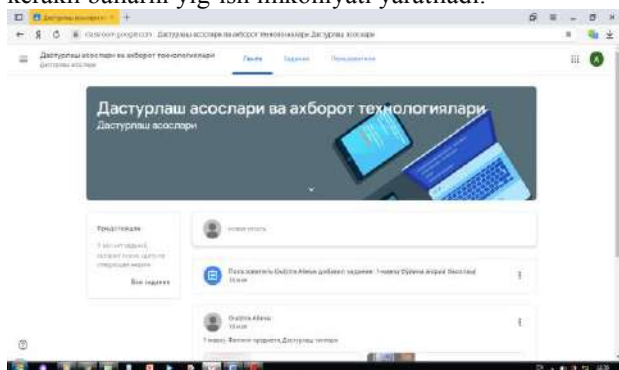


2.19. – rasm. Talaba tomonidan taklif etilgan kursga kirish.



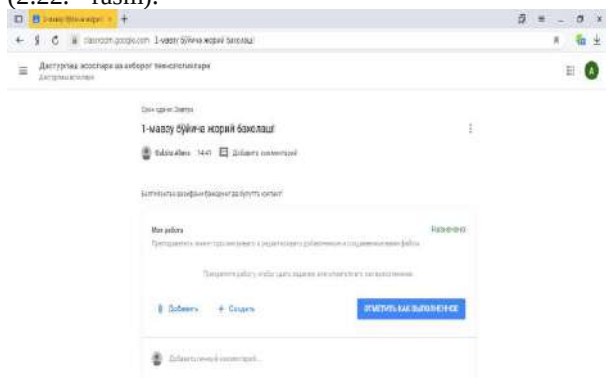
2.20. – rasm. Kursning maxsus kodini kiritish.

Yuqorida yoritilgan usulda talaba o'zi taklif etilgan kursga kiradi. Kursga kirgaya o'zi uchun kerak bo'lgan fan mavzulari bo'yicha materiallar bilan tanishish imkoniyati yaratiladi (2.21. – rasm). Ushbu yuklangan materiallardan talaba istalgan vaqtda va istalgan joyda foydalanishi mumkin. Yuklangan materiallarni o'zlashtirganidan so'ng, o'qituvchi tomonidan berilgan topshiriqni bajarish orqali kerakli ballarni yig'ish imkoniyati yaratiladi.



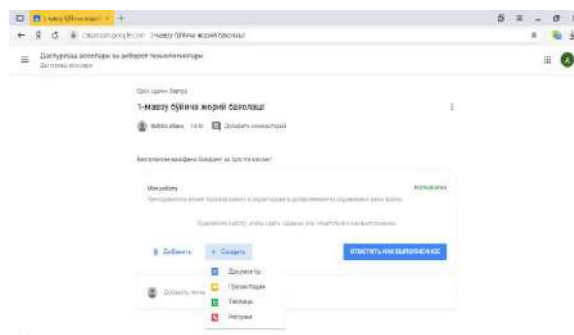
2.21. – rasm. Talaba kursga a'zo bo'lganidan kegingi ko'rinish.

Talaba ma'lum bir mavzuni o'zlashtirib bo'lganidan so'ng, asosiy oynadagi "vse zadaniya" tugmasini bosadi va shu yo'l orqali o'qituvchi bergan topshiriq, uning topshirilish muddati va baholanish mezonini biladi. Qo'yilgan talablar bilan tanishib bo'lgan talaba berilgan topshiriqni bajarishga kirishishi mumkin (2.22. - rasm).



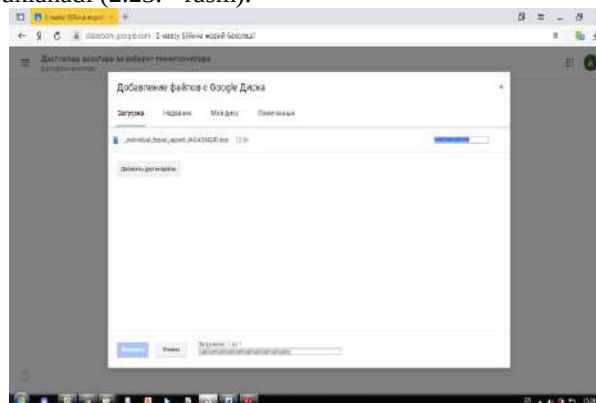
2.22. – rasm. "Vse zadaniya" bo'limining asosiy ko'rinishi.

Vazifani bajarish jarayonida talaba "Google Disk" da ajratilgan bulutda, ya'ni, ma'lumotlarni saqlash joyida yangi hujjat, taqdimot, jadval va tasvirlar yaratishi mumkin. Buning uchun oynadagi "Sozdat" tugmasi bosiladi (2.23. - rasm).



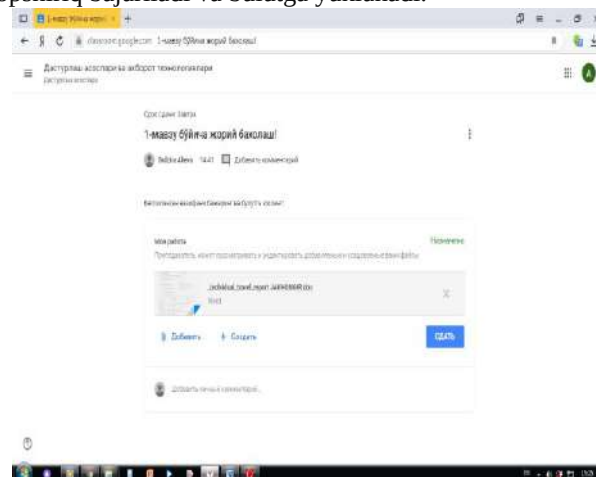
2.23. – rasm. Bulutda yangi hujjat yaratish oynasi.

Undan tashqari, talaba yuklatilgan topshiriq yuzasidan bajargan ishini bulutga fayl ko'rinishida yuklashi mumkin. Uning uchun oynadagi "Dobavit" tugmasi bosiladi va yuklanishi kerak bo'lgan material tanlanadi hamda yuklanadi (2.23. - rasm).



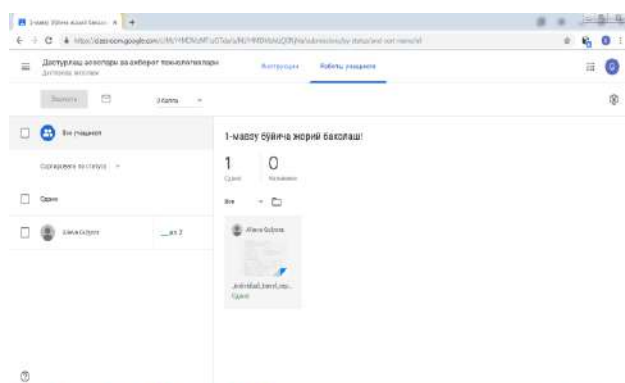
2.23. – rasm. Bajarilgan topshiriq faylini yuklash.

Kerakli vazifa bajarilib bo'lganidan so'ng yoki bajarilgan topshiriq fayli yuklanib bo'lgach oynadan "Sdat" tugmasi tanlanadi va sichqonchaning chap tugmasi bosiladi (2.24. - rasm). Shu usul orqali o'qituvchi tomonidan berilgan topshiriq bajariladi va bulutga yuklanadi.

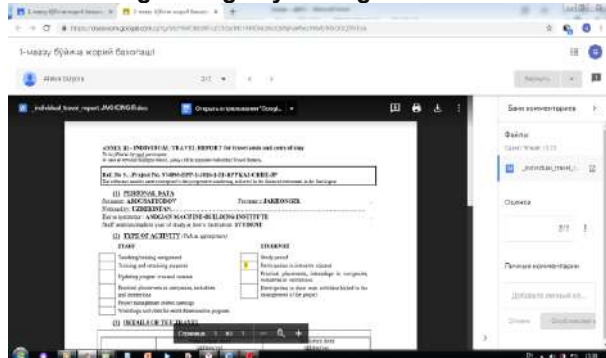


2.24. – rasm. Kerakli yuklangan fayllar va ularni topshirish oynasi.

Talaba berilgan topshiriqni bajarib bulutga yuklagandan so'ng, topshiriqni bergan o'qituvchi talaba tomonidan bajarilgan bilan tanishib chiqadi va talabani baholaydi. Buning uchun o'qituvchi tomonidan kursning asosiy oynasidan "Vse zadaniya" bo'limiga kiriladi va talabalardan kelgan fayllar bilan tanishib chiqadi (2.25. va 2.26. - rasmlar).

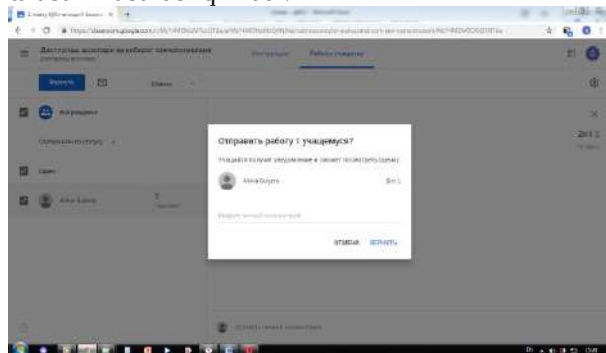


2.25. – rasm. Talabalardan topshiriqni bajarilganligi to'g'risidagi fayllarning ko'rinishi.



2.26. – rasm. Talabalardan kelgan fayl bilan tanishish va baholash oynasi.

Navbatdagi jarayonda o'qituvchi, talaba tomonidan bajarilgan vazifani baholab olgan balini talaba yuboradi. Buning uchun "Raboty uchshixsya" bo'limiga kirib "Vernut" tugmasi bosiladi va kerakli izohni yozib kichik oynadan "Vernut" tugmasi bosiladi (2.27. - rasm). Shu tariqa talabaga topshiriqni bajarganligi uchun olgan bali yuboriladi va talabani habardor qilinadi.

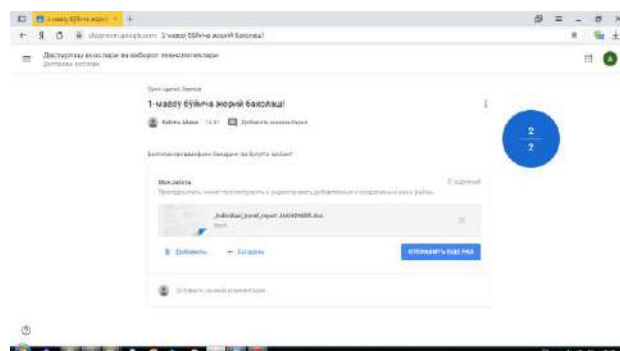


2.27. – rasm. Talabani olgan balini yuborish oynasi.

Yuqoridagi ketma-ketlik o'qituvchi tomonidan bajarilganidan so'ng, talabani profilida quyidagi oyna hosil bo'ladi (2.28. – rasm).

Agar talaba olgan balidan qoniqish hosil qilmasa, topshiriqni bajarish muddati tugamaganga qadar yana qaytadan vazifani bajarib yuborishi hamda qo'shimcha ball olishi mumkin. Buning uchun talaba tomonidan vazifani qayta bajargan faylni bulutga yuklanadi va "Otravit yemyo raz" tugmasini bosiladi 2.28. – rasm.

Talaba tomonidan bajarilgan barcha topshiriqlar fayllari bulutda, ya'ni, "Google Disk"da saqlanadi. Bu saqlangan materiallar qachon zarur bo'lsa "Google Disk"dan olib foydalanish imkoniyati paydo bo'ladi. Bu esa talaba barcha hujjatlarini saqlash uchun qushimcha xotira qurilmalaridan foydalanish ehtiyojini yo'qqa chiqaradi.



2.28. – rasm. Talabani baholanganidan kegingi oynasining ko'rinishi.

Yuqorida yoritib o'tilgan "Google" kompaniyasining ta'lim uchun joriy etgan bulutli texnologiyasidan foydalanish, barcha foydalanuvchilarga qulaylik va bir qator afzalliklarni taqdim etadi. Eng asosiysi bu kabi bulutli texnologiyalardan ta'lim jarayonida foydalanish talabalarining, fanni o'zlashtirish samaradorligiga sezilarli darajada ijobiy ta'sir ko'rsatadi.

Adabiyotlar:

- [1] Fogarti K. Oblachnie vichisleniya: opredeleniya i resheniya [Elektron. resurs] // Direktor informatsionnoy slujbi. - 2011. - No 3. - URL: <http://www.osp.ru/cio/2011/03/13007508>
- [2] Abdullayeva O.S., Otabayeva S.Sh. Ta'lim jarayonida virtual va bulutli texnologiyalarning qo'llanilishi International scientific-online conference: "INNOVATION IN THE MODERN EDUCATION SYSTEM" PART 17, 25.04.2022 <https://doi.org/10.5281/zenodo.6481855>
- [3] Atayeva G.I., Xamrayeva X.Yu. "Analiz vozmozhnosti ispolzovaniya oblaknix texnologiy v visshem obrazovanii Uzbekistana" // Universum: texnicheskiye nauki: elektron. nauchn. jurnal. 2022. 1 (94). URL: <https://7universum.com/uz/tech/archive/item/12983>
- [4] O'zbekiston Respublikasi Prezidentining 2019-yil 8-oktyabrdagi PF-5847-son "O'zbekiston Respublikasi oliy ta'lim tizimini 2030-yilgacha rivojlantirish konsepsiyasini tasdiqlash to'g'risida"gi Farmoni.
- [5] Atayeva G.I., Asadova O.A. Informatika o'qitishda muammo va yechimlar// FAN VA TA'LIMNI RIVOJLANTIRISHNING USTUVOR YO'NALISHLARI: XX Xalqaro ilmiy-amaliy konferensiya maqolalari to'plami - T.1.- 2021/12 - S.169-171.
- [6] Atayeva G. I., Yadgarova L. Dj. Otsenka prikladnix svoystv obuchayushey platformi Moodle v Buxarskom gosudarstvennom universitete // Universum: texnicheskaya nauka. 2020. No6-1 (75). URL: <https://cyberleninka.ru/article/n/otsenka-prikladnyh-svoystv-obuchayushey-platformy-moodle-v-buharskom-gosudarstvennom-universitete>.
- [7] Buronova G.Yo., Doniyorov L.S. Didakticheskiye vozmozhnosti oblakovix texnologiy v obrazovatelnom protsesse // Vestnik magistraturi. 2019, No11-4 (98). S. 62-64.

- [8] Klementyev I.P., Ustinov V.A. Vvedeniye v oblakovie vichisleniya/ Natsionalniy Otkritiy Universitet "INTUIT" - 2016 - 310s.
- [9] Savelev A.O. Vvedeniye v obbluechnie resheniya Microsoft / Natsionalniy Otkritiy Universitet "INTUIT" - 2016 - 230s.

Muallif haqida ma'lumot

Aliyeva Gulziraxon Akbaraliyevna

Zahiriddin Muhammad Bobur nomidagi Andijon davlat universiteti o'qtuvchisi. 170100, Andijon viloyati, Andijon shahar, Universitet ko'chasi 129-uy
e-mail:aliyevagulzira8808@gmail.ru

Qo'lda yozilgan raqamlarni elektron ma'lumotlar to'plamiga aylantirish bosqichlari

M.N. Mahmudov.

Andijon davlat universiteti, 170100. Andijon sh.Universitet ko'chasi 129. O'zbekiston

Annotatsiya: Tadqiqotning asosiy maqsadi oliy ta'limda "Sun'iy intellekt asoslari", "Ma'lumotlar tahlili", "Neyron tarmoqlar" kabi fanlarning amaliy mashg'ulotlarida foydalanishga mo'ljallangan qo'lda yozilgan raqamlar to'plamini ishlab chiqish bosqichlari yoritilgan. Shuningdek python dasturlash tilida dasturi tayyorlangan.

Kalit so'zlar: Qo'lda yozilgan raqamlar, ma'lumotlar to'plami, sun'iy intellekt, neyron tarmoqlar, MNIST, EMNIST.

Abstract: The main purpose of the research is to conduct practical training in higher education in such subjects as "Fundamentals of Artificial Intelligence", "Data Analysis", "Neural Networks". according to the python programming language program.

Keywords: Handwritten numbers, dataset, artificial intelligence, neural networks, MNIST, EMNIST.

Аннотация: Основной целью исследования является проведение практической подготовки в высшей школе по таким предметам, как «Основы искусственного интеллекта», «Анализ данных», «Нейронные сети». по программе на языке программирования Python.

Ключевые слова: Рукописные цифры, набор данных, искусственный интеллект, нейронные сети, MNIST, EMNIST.

I.Kirish

Hozirgi kunda dunyo va yurtimizda ham sun'iy intellekt texnologiyalari kundalik hayotimizga kirib kelmoqda. Bunga bir misol sifatida generativ til modellarini misol qilib aytishim mumkin. 2023-2025 yillarni o'zidayoq Open AI GPT-4, DeepSeek-R1, Meta LLaMA 3, Google Gemini 2, xAI Grok 3 kabi generativ til modellari yaratildi va keng omma tomonidan foydalanila boshlandi.

Shuningdek bizning yurtimizda ham ushbu soha bo'yicha chora tadbirlar amalga oshirilayotganini Prezidentimizning 14.10.2024 yilda PQ-358-sonli "Sun'iy intellekt texnologiyalarini 2030-yilga qadar rivojlantirish strategiyasini tasdiqlash to'g'risida" gi qarori misol bo'la oladi [1].

Tadqiqot ishida qilingan barcha ishlarni ochiq holatga internet tarmog'iga joylashtirilgan berilgan manzildan yuklab olishingiz mumkin [2].

II.Adabiyotlar tahlili

Qo'lda yozilgan belgilar asosida ma'lumotlar to'plamini yaratish bo'yicha ilk ishlardan biri AQShning Milliy Standartlar va Texnologiyalar Instituti (NIST) tomonidan olib borilgan bo'lib, bu yerda NIST-19 nomli 800,000 dan ortiq belgilar (raqamlar va harflar) to'plami yaratilgan [3].

Yann LeCun va boshqalar 1998-yilda Gradientga asoslangan o'rganish usullarini qo'llagan holda hujjatni tanish tizimlarini yaratgan va konvolyutsion neyron tarmoqlar asosida qo'lda yozilgan raqamlarni samarali tasniflagan [4]. Yann LeCun tomonidan 28x28

piksel o'lchamdagi 70,000 dona qo'lda yozilgan raqamlar bilan boyitilgan MNIST ma'lumotlar to'plami ishlab chiqilgan [5].

2013-yilda Liu va boshqalar xitoycha qo'l yozmalarni tanish bo'yicha HCCR sohasi uchun chuqur o'rganish asosida yuqori natijalarga erishgan [6].

2017-yilda Cohen va boshqalar EMNIST (Extended MNIST) nomli ma'lumotlar to'plamini taklif qilgan bo'lib, u MNIST asosida harflarni ham qamrab olgan va yanada murakkab tasniflash muammolarini hal etishga xizmat qiladi [7].

Metodologiya

Tadqiqotda qo'lda yozilgan raqamlarni talabalar to'g'ri yozilishlari uchun maxsus andoza A4 formatida bo'lib 36 satr va 26 ustundan iborat 7x7 mm o'lchamga ega jadval va talaba ism familiyasi yoziladigan maydondan ibora. Andoza bo'yicha bir qog'ozda 875 ta qo'lda yozilgan raqamni saqlanadi.

Tajriba jarayonida andoza bo'yicha talabalarga hech qanday talablar qo'yilmagan holda universitetning kompyuter ilmlari va dasturlash texnologiyalari 3 kurs 27 nafar talabalari 5 tadan qog'ozda yozilgan 100 dan ortiq qo'l yozmalar to'plab olindi. To'plangan qo'l yozmalardan 100 tasini saralab oldi va uning asosida ma'lumot to'plamining elektron shakl tayyorlandi. Jami 81,600 dona raqamlarning tasvirlari tayyorlandi.

Shuningdek mashhur MNIST ma'lumotlar to'plami asosida ishlaydigan algoritmlarda ishlashi uchun maxsus 28x28

piksel o'lchamdagi tasvirlar ma'lumotlar to'plami ham yaratildi.

Ma'lumotlar to'plami shakliga keltirishda bir nechta muammolarga duch kelindi, ular:

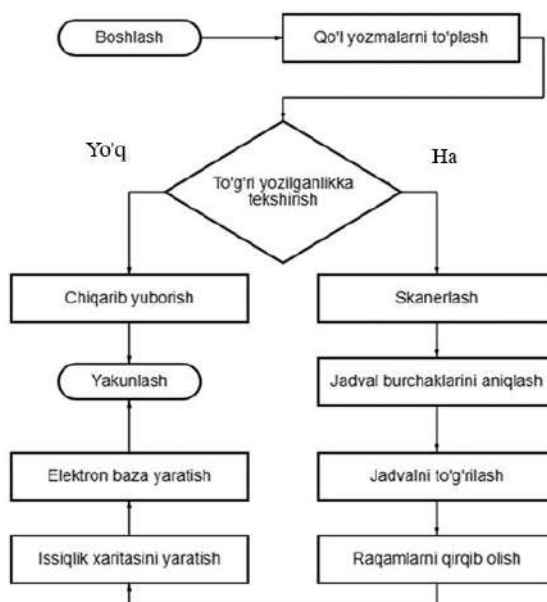
- Andoza asosida noto'g'ri tarzda chop etilgan listlar;
- Andoza asosida sifatsiz chop etilgan listlar;
- Qo'lda yozib olingan raqamlar listlarini skanerlashda noto'g'ri burchak ostida raqamlashtirish;
- Talabalar noto'g'ri ma'lumot yozib qo'yishi.

Yuqorida aniqlangan muammolarni namunasi sifatida 1-rasmda ko'rishimiz mumkin. Rasmda ko'rinib turgan muammolarda bir listga printerdan chop etishda xatolikka yo'l qo'yilgan natijada, skaner yordamida to'g'ri tasvirni raqamlashtirilsa ham natijda qiyshiq shakldagi jadvalni ko'rishimiz mumkin. Jadvalning qiyshiq bo'lib qo'lishi jadval ichidagi raqamlarni qirqib olish imkonsiz va keraksiz bo'lib qoladi. Yozib olingan listlar ko'p bo'lgani sari shu kabi muammo ko'payishi tabiiy. Natijada ma'lumot to'plash jarayonini jiddiy nazorat ostida

o'tkazish kerak. Bu jarayon esa ko'p vaqtni talab etadi.

Bizning tadqiqotda talabalar ustida bajarish jarayonida hech qanday nazorat va cheklov qilinmadi. Natijada to'plangan ma'lumotlar ko'plarida xato va kamchiliklar mavjud. Umumiy qo'lda yozilgan ma'lumotlarni to'plab elektron ma'lumotlar to'plami shaklga o'tkazish jarayoni quyidagi bosqichlarga bo'lindi (1-rasmda berilgan blok-sxemada ham ko'rsatilgan):

- Talabalardan andoza asosida qo'lda yozilgan qog'ozlarni to'plab olish;
- Andoza bo'yicha yozilmagan xato qog'ozlarni chiqarib tashlash;
- Qolgan qog'ozlarni skaner yordamida elektron rasmga o'tkazish;
- Rasmdan raqamlar yozilgan jadvalni burchaklarini aniqlash;
- Aniqlangan burchaklar asosida jadvalni to'g'ri burchakli shaklga o'tkazish;
- Jadvaldagi raqamlarni qirqib olish;
- Raqamlarni qirqib olishda xato ketmaganligini aniqlash uchun raqamlarning umumiy issiqlik xatirasini yaratish;
- Qirqib olingan raqamlarni elektron baza shaklida saqlash.



1-rasm. Qo'lga yozilgan raqamlarni elektron ma'lumotlar to'plamiga shakllantirish blok-sxemasi.

To'plangan qo'l yozmalardan noto'g'ri yozib qo'yilganlarini chiqarib yuborildi. Andoza asosida yozilgan qo'l yozmalar to'g'ri ammo texnik sababga ko'ra sifatsiz chop

etilgan yoki noto'g'ri burchak ostida skaner qilingan yozmalarni olib qolindi. 2-rasmda berilgandek noto'g'ri burchak ostida skaner qilib olingan tasvirlarni ko'rishingiz mumkin.

N	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2
3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3
4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4
5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5
6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6
7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7
8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8
9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2
3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3
4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4
5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5
6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6
7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7
8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8
9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2
3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3
4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4
5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5
6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6
7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7
8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8
9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2
3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3
4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4
5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5
6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6
7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7
8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8
9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2
3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3
4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4

3-KIDT: Abduraimov Riqovoddin

2-rasm. 069 tartib raqamlik skaner qilib olingan tasvir namunasi.

2-rasmda berilgan na'munada andozani chop etishda list noto'g'ri burchak ostida bo'lib qolganligi uchun qog'ozda noto'g'ri burchak ostida raqamlar jadvali chop etilgan. Shuningdek boshqa sabab ya'ni skaner qilish vaqtida ham noto'g'ri burchak ostida raqamlar jadvali bo'lib qolishi mumkin. Biz uchun eng muhim talablar bu raqamlar to'g'ri yozilganligi va raqamlar jadvali to'g'ri burchakli to'rtburchak shaklida bo'lish hisoblanadi. 2-rasmda berilgan na'munada raqamlar yaxshi yozilganligini ko'rishingiz mumkin, ammo texnik sabablar ko'ra ushbu qog'oz ma'lumot to'plamini shakllantirish uchun yaroqsiz hisoblanadi. Berilgan tasvirning raqamlar jadvallaridan raqamlarni to'g'ri qirqib olish algoritmi yozildi. Algoritim python dasturlash tili, shuningdek qo'shimcha kutubxonalar numpy, pillow ishlatildi. Pillow – tasvirlarni

qayta ishlashga, numpy – matematik hisob kitoblar uchun foydalanildi.

Berilgan andoza asosida rasmdan raqamlar yozilgan jadvalni burchaklarini aniqlash funksiyasi yozildi. Funksiya berilgan rasmning to'rt burchagiga eng yaqin bo'lgan to'rt qora rangli nuqtani aniqlaydi. Natija sifatida nuqtalar koordinalari va jadvalning o'lchamlarini qaytaradi (funksiya toliq kodi 1-listingda berilgan).

```
find_corners(image,
black_threshold, area, botpad,
pad)
```

Funksiya parametrlar quyidagi vazifalarni bajaradi:

- **image** – pillow kutubxonasining Image sinfi yordamida yuklab olingan rasm;

- **black_threshold** – 0 (qora) dan 255 (oq) gacha bo'lgan son oralig'i bo'lib, nuqtani

aniqlashda eng katta qiymat chegarasini bildiradi;

- **area** – rasm burchaklaridan boshlab berilgan qiymatgacha kvadrat shakl oraliqda nuqtalarni aniqlash chegarasi (piksellarda);
- **botpad** – rasmning pastki qismida qo‘shimcha ma’lumotlarni chiqarib tashlash tashlab ketiladigan qiymat chegarasi (piksellarda);

- **pad** – rasmning burchaklaridan boshlab berilgan qiymatgacha tashlab ketish oralig‘i (piksellarda).

Tadqiqotda to‘plangan qo‘l yozmalarining jadval burchaklarini aniqlash uchun **black_threshold** = 50, **area** = 400, **botpad** = 300, **pad** = 20 qiymatlar qo‘yildi. (Sizda bu qiymatlar o‘zgarishi mumkin).

3-KIBT: Abduraimov Riqovoddin

2-rasm. 069 tartib raqamlik tasvirdan raqamlar yozilgan jadvalni aniqlash algoritmi natijasi namunasi.

3-rasmda burchaklari aniqlangan na'munani ko'rishingiz mumkin. Na'munda ko'k rangda berilgan rasm burchaklaridagi kvadratlar qora nuqtalarni aniqlash sohalaridir, bu yerda kvadrat eni va bo'yi **area** parametriga berilgan butun son. Kvadrat chizishning boshlang'ich nuqtalari esa **pad** parametriga berilgan butun son. Yashil nuqtalar bilan bo'yalgan soha esa raqamlar jadvali bo'lishi mumkin bo'lgan soha hisoblanadi, uning pastki

qismida qo'shimcha ma'lumotlar ham aralashib ketmasligi uchun **botpad** parametriga berilgan butun songacha aniqlanadi. Chizil rang bilan chizilgan to'rtburchak bu algoritmi aniqlagan to'rt nuqta bo'yicha chizilgan bo'lib, raqamlar jadvali joylashgan soha hisoblanadi. Na'munada bu jadval qiyshiq bo'lib qolganini ko'rishingiz mumkin.

Algoritm ikki nuqta orasida masofani aniqlash uchun Pifagor teoremasiga asoslanib quyidagi funksiya ishlatildi¹:

$$\text{distance}(P, Q) = \sqrt{(P_0 - Q_0)^2 + (P_1 - Q_1)^2} \quad (1)$$

(1) – funksiyaning kodi lambda funksiya sifatida `find_corners` funksiyasi ichida yozilgan:

```
distance = lambda p, q:
np.sqrt((p[0] - q[0])**2 + (p[1] -
q[1])**2)
```

$$\text{corner} = \text{distance}(P, Q_i)_{\min} \quad (2)$$

Bu yerda P – rasmning to'rt burchagi koordinatalari bo'lib mos ravshda xar bir burchak uchun (0, 0), (0, height), (width, 0), (width, height) nuqtalarni olinadi. Q – bu aniqlangan qora nuqtalar koordinatalari to'plami, Q_i mos ravishda bitta nuqta. (2) –

```
corner = lambda p, q: min(q, key=lambda qi: distance(p, qi))
```

Nuqtalarni aniqlash sohasida (`area`) toza bo'lishi shart aks holda raqamlarni qirib bo'lmaydi. Bunday hollarda 3-rasmda berilgan ko'k kvadrat ichiga tushib qo'lgan dog'larni grafik muharrirlar yordamida qo'lda o'chrib yuborish kerak. Agar funksiya parametrlariga

Rasmning to'rt burchagi mos ravishda chap-yuqori (0, 0), chap-past (0, height), ong-yuqori (width, 0), ong-past (width, height) bu yerda width, height rasmning eni va bo'yi. Yuqoridagi aniq qiymatlarga eng yaqin bo'lgan to'rtta nuqta raqamlar jadvalining to'rt burchagi nuqtalari hisoblanadi. Buni quyidagi funksiya bo'yicha aniqlanadi:

funksiya bo'yicha berilgan P nuqta va Q nuqtalar ichida eng yaqin bo'lgan nuqta qidiralayotga burchak nuqtasi hisoblanadi. Funksiya kodi lambda funksiya sifatida `find_corners` funksiyasi ichida yozilgan:

(`area`, `black_threshold`) kichik qiymat berilgan bo'lib hech qanday nuqtalar to'pilmasa dastur xatolik qaytaradi. Jadvalning eni va bo'yi aniqlangan burchak nuqtalari bo'yicha eng katta tomonlarni o'zida saqlab qoladi. (funksiya to'liq kodi 1-listingda berilgan).

1-listing. Berilgan andoza asosida rasmdan raqamlar yozilgan jadvalni burchaklarini aniqlash funksiyasi

```
def find_corners(image, black_threshold, area, botpad, pad):
    if image.mode != "L":
        image = ImageOps.grayscale(image)
    width, height = image.size
    pixels = image.load()
    black_points = []
    for y in range(pad, area):
        for x in range(pad, area):
            wx = width - x
            hy = height - y - botpad
            if pixels[x, y] < black_threshold:
                black_points.append((x, y))
            if pixels[wx, y] < black_threshold:
                black_points.append((wx, y))
            if pixels[x, hy] < black_threshold:
                black_points.append((x, hy))
```

¹ Wikipedia contributors. (2025, April 11). Euclidean distance. In Wikipedia, The Free Encyclopedia. Retrieved 13:09, April 14, 2025, from

https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Euclidean_distance&oldid=1284991926

```

        if pixels[w, h] < black_threshold:
            black_points.append((w, h))
    if not black_points:
        print(black_threshold, "qora pikseller topilmadi!")
        return [(0, 0), (0, 0), (0, 0), (0, 0)], (0, 0)
    distance = lambda p, q: np.sqrt((p[0] - q[0])**2 + (p[1] - q[1])**2)
    corner = lambda p, q: min(q, key=lambda qi: distance(p, qi))
    top_left = corner((0, 0), black_points)
    top_right = corner((width, 0), black_points)
    bottom_left = corner((0, height), black_points)
    bottom_right = corner((width, height), black_points)
    nwidth = max(top_right[0] - top_left[0], bottom_right[0] -
bottom_left[0])
    nheight = max(bottom_left[1] - top_left[1], bottom_right[1] -
top_right[1])
    corners = [top_left, bottom_left, bottom_right, top_right]
    return corners, (nwidth, nheight)

```

Berilgan andoza asosida rasm ichida raqamlar yozilgan jadvalni burchaklarini aniqlangandan so'ng, endi raqamlar yozilgan jadvaldan raqamlarni ajratib olish uchun jadvalni to'g'ri burchakli to'rtburchak shakliga keltirish kerak. Buning uchun homografiya proyeksiyasi (homography projection) [8, b 32-37], ikki chiziqli interpolyatsiya (bilinear interpolation) foydalanildi [9, b 123-128]. Adabiyotda berilgan funksiyalar yozishda murakkab, dastur kodlari esa boshqa dasturlash tilida berilgan. Shu sabab Pillow kutubxonasining *Image.transform*² funksiyasidan foydalanilgan. Aniqlangan jadval burchaklari asosida to'g'ri to'rtburchak shaklda proyeksiyaluvchi funksiya nomi quyidagicha (funksiya to'liq kodi 2-listingda berilgan):

```

transform_image(image, image_size,
                corners)

```

Funksiya parametrlar quyidagi vazifalarni bajaradi:

image – pillow kutubxonasining Image sinfi yordamida yuklab olingan rasm;

image_size – (width, height) ikki qiymatdan iborat to'plam bo'lib, proyeksiyalanganda hosil bo'ladigan to'g'ri to'rtburchak eni va bo'yi;

corners – raqamlar jadvali aniqlangan to'rt burchaklari.

Yuqoridagi funksiya berilgan **corners** koordinatalar bo'yicha **image_size** o'lchamga ega to'g'ri burchaklik to'rtburchak shaklida **image** rasmning ichidan qirqib beradi, natija sifati qirqilgan rasmni qaytaradi. Bizning tadqiqotda **image_size** parametri (2080, 2880) qiymatlarni tashkil etdi. (*Sizda ushbu qiymat boshqa bo'lishi mumkin*).

Berilgan 3-rasmda aniqlangan jadval burchaklari asosida to'g'ri to'rtburchak shaklda proyeksiyalangan jadvalni ko'rishingiz mumkin.

2-listing. Berilgan andoza asosida rasmdan raqamlar yozilgan jadvalni burchaklarini aniqlash funksiyasi

```

def transform_image(image, image_size, corners):
    new_image = image.transform(
        image_size,
        Image.QUAD,
        tuple(coord for point in corners for coord in point),
        Image.BILINEAR
    )

```

² Pillow Library Documentation. (2024). Image.transform Method. Pillow (PIL Fork) Project.

<https://pillow.readthedocs.io/en/stable/reference/Image.html#PIL.Image.Image.transform>

```
return new_image
```

N	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2
3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3
4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4
5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5
6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6
7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7
8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8
9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2
3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3
4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4
5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5
6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6
7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7
8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8
9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2
3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3
4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4
5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5
6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6
7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7
8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8
9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2
3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3
4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4
5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5
6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6
7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7	7
8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8
9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2
3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3
4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4

3-rasm. 069 tartib raqamlik tasvirdan raqamlar yozilgan jadvalni to'g'irlash algoritmi natijasi namunasi.

Raqamlar jadvalini to'g'ri shaklda tayyorlab olindi. Endi jadval ichida yozilgan raqamlarni qirqib olish qoldi. Jadvalning 1-satr va ustuni biz uchun kerak emas, chunki u yerda ma'lumotni to'g'ri yozilishiga kerakli tartib o'rin va raqamlar yozilgan. Xar bir raqam

uchun bir xil katak ajratilganligi sababli raqamlarni qirqib olishda bir xil masofada olinsa yetarlikdir. Berilgan jadvalni raqamlarni ajratib beruvchi funksiya quyidagicha yozilgan (funksiya to'liq kodi 3-listingda berilgan):

```
crop_numbers(table_image, rows, columns, padxy):
```

Funksiya parametrlar quyidagi vazifalarni bajaradi:

table_image – qirqib olingan raqamlar jadvalining rasmi;

rows – raqamlar jadvalining satrlar soni (andozada bu 36 satrni tashkil etadi);

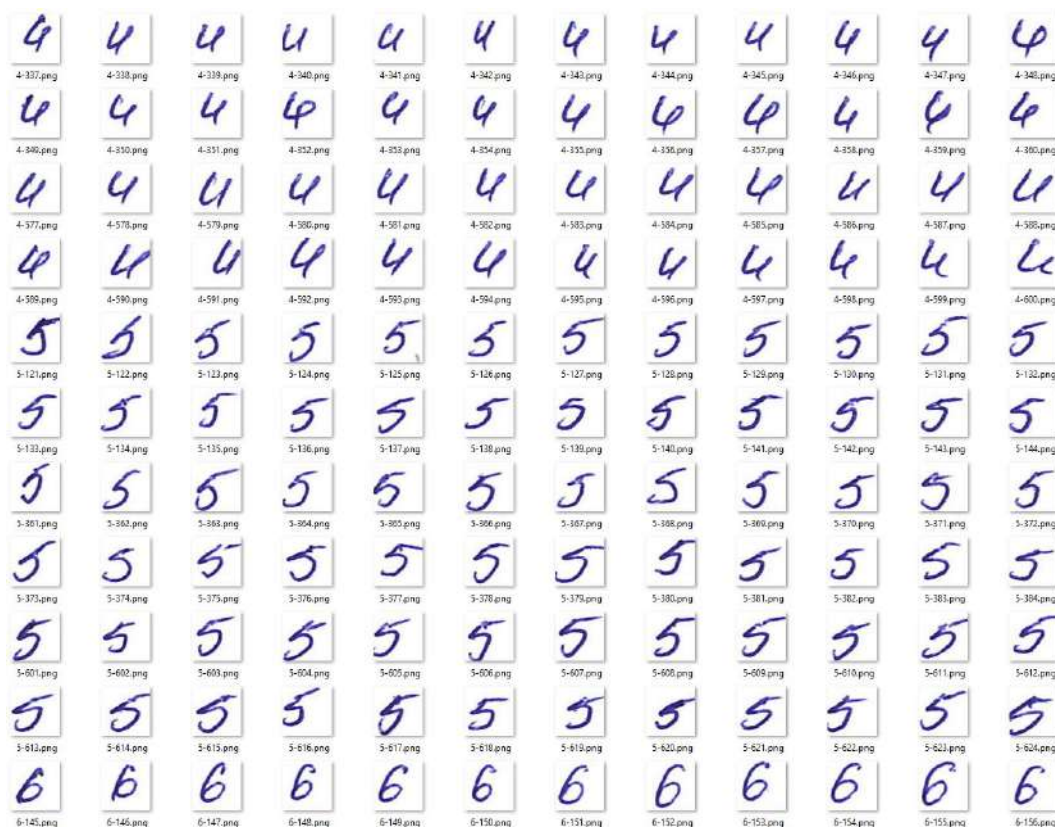
columns – raqamlar jadvalining ustunlar soni (andozada bu 26 ustunni tashkil etadi);

padxy – bu qirqib olish to‘rt tomon bo‘yicha qancha piksel joy ajratib olish. Bu yerda

muhim bo‘lgan parametr **padxy** bo‘lib, jadvalning chiziqlari ya‘ni katakchalarni ajratishga ishlatilgan qora qiziqlarni raqamlarga aralashib ketmasligi uchun katakning tomonlaridan joy tashlash parametri hisoblanadi. Bizning tadqiqotda bu qiymat 5 pikselni tashkil etgan. Natijada 64x64 o‘lchamlik raqamlarga ajratilgan rasmlar hosil bo‘ldi. (5-rasmda qirqib olingan raqamlar namunasi ko‘rsatilgan).

3-listing. Berilgan andoza asosida rasmdan raqamlar yozilgan jadvalni burchaklarini aniqlash funksiyasi

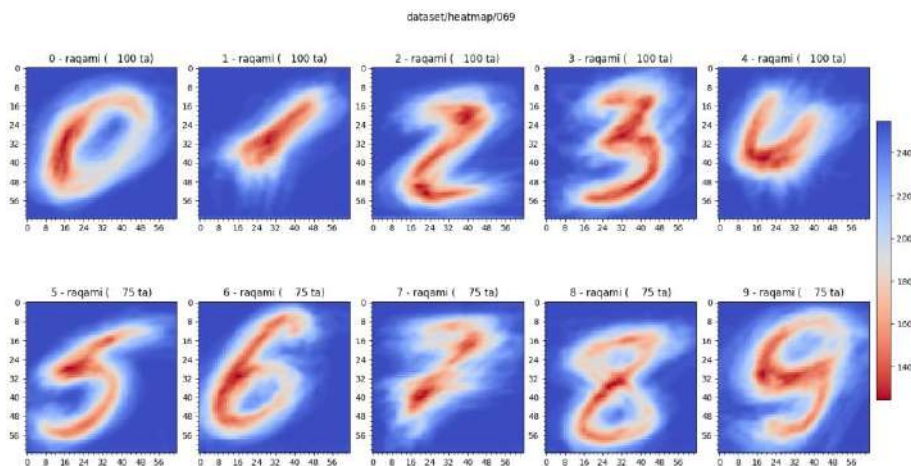
```
def crop_numbers(table_image, rows, columns, padxy):
    width, height = table_image.size
    crop_w = width // columns
    crop_h = height // rows
    images = []
    counter = 0
    for y in range(crop_h, height, crop_h):
        for x in range(crop_w, width, crop_w):
            cropped = table_image.crop((x + padxy, y + padxy,
                                         x + crop_w - padxy, y +
                                         crop_h - padxy))
            images.append((counter, cropped))
            counter = (counter + 1) % 10
    return images
```



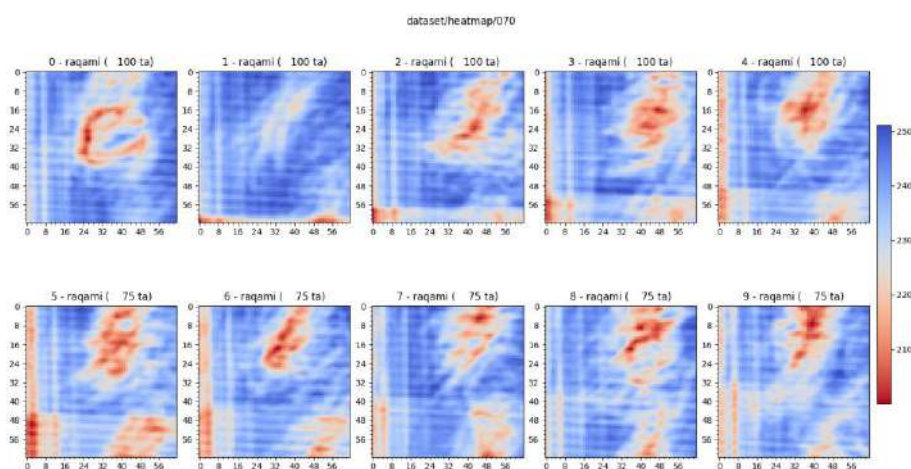
5-rasm. 069 tartib raqamlik tasvirning raqamlar yozilgan jadvalidan raqamlarni qirqib olish algoritmi natijasi namunasi.

Tadqiqotda 100 ta qog'ozda qo'lda yozilgan raqamlarni ajratishda qaysi qog'ozda xatolik ketganligini aniqlashda xar bir qog'ozda ajratilgan raqamlarning umumiy issiqlik xaritasi nomlik grafik hosil qilinib, ushbu grafik asosida to'g'rilanishi kerak bo'lgan rasmni aniqlanadi. (6-rasmda to'g'ri ajratilgan

raqamlarning grafigini ko'rish mumkin, 7-rasmda esa noto'g'ri ajratilgan raqamlarning grafigini ko'rish mumkin). Natijada issiqlik xaritalari yordamida xar bir raqamlar saqlangan papkalarni tekshirmasdan nechanchi raqamlik ma'lumotda algoritmi noto'g'ri ishlaganini aniqlash mumkin.



6-rasm. 069 tartib raqamlik tasvirning raqamlar yozilgan jadvalidan raqamlarni to'g'ri qirqib olish algoritmi natijasida hosil qilingan grafik namunasi.



7-rasm. 070 tartib raqamlik tasvirning raqamlar yozilgan jadvalidan raqamlarni noto'g'ri qirqib olish algoritmi natijasida hosil qilingan grafik namunasi.

III. Natijalar

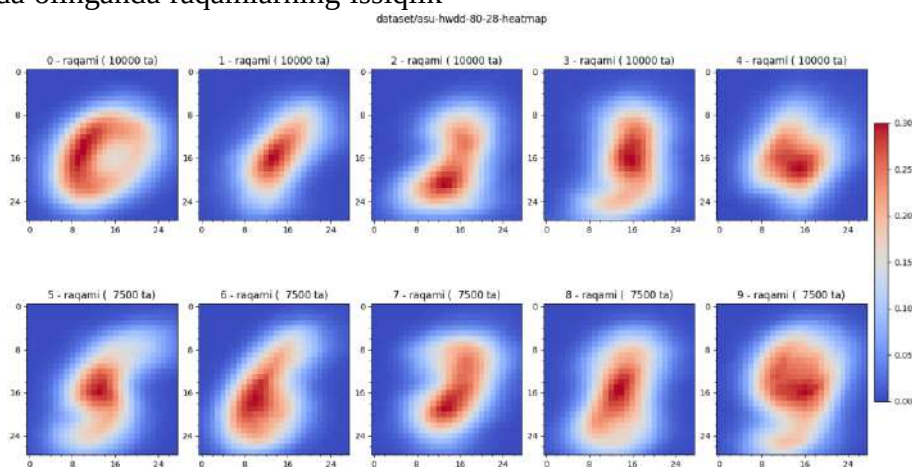
Tadqiqot davomida andoza bo'yicha jami 150 ta qog'ozda qo'lda yozilgan raqamlar to'plandi. Bulardan 100 eng saralari ajratib elektron baza yaratildi. Jami to'plangan raqamlar 87500 tani tashkil etdi. Ularning umumiy issiqlik xaritasi grafigini 8-rasmda, MNIST raqamlar to'plamining issiqlik xaritasi grafigini 9-rasmda berilgan. Tadqiqotda tayyorlangan ma'lumotlar to'plami tiniq

emasligini ko'ramiz. Buning sababi talabalarga hech qanday talab qo'yilmaganligini sababdir.

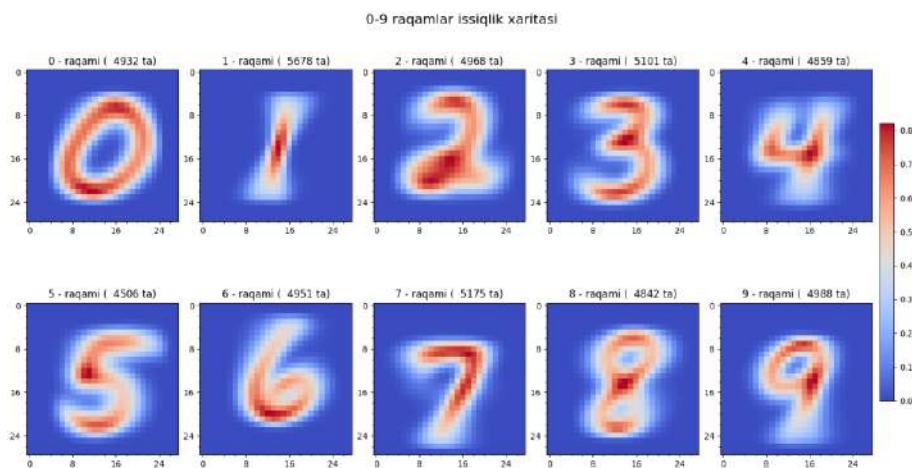
Buning natijasida mashinali o'qitish yordamida neyron tarmoq modelini o'qitish davri ko'proq bo'lishiga sabab bo'ldi, ammo yaxshi taraflaridan bir sifatida tur xil tarzda yozilgan raqamlarni aniqlashda yaxshiroq natijalarni ko'rsatdi. Bir xil mashinali o'qitish algoritmi yordamida 8, 16, 32, 64 yashirin qatlamga ega bo'lgan neyron tarmoqlarning natijalarini 10-rasmda ko'rishingiz mumkin.

Natijalarda ko‘rinib turibtiiki tadqiqot davomida tayyorlangan qo‘lda yozilgan raqamlar elektron bazasida ko‘p kamchiliklar mavjudligini aniqlandi. Eng katta kamchiliklardan bir bu umumiy holda olinganda raqamlarning issiqlik

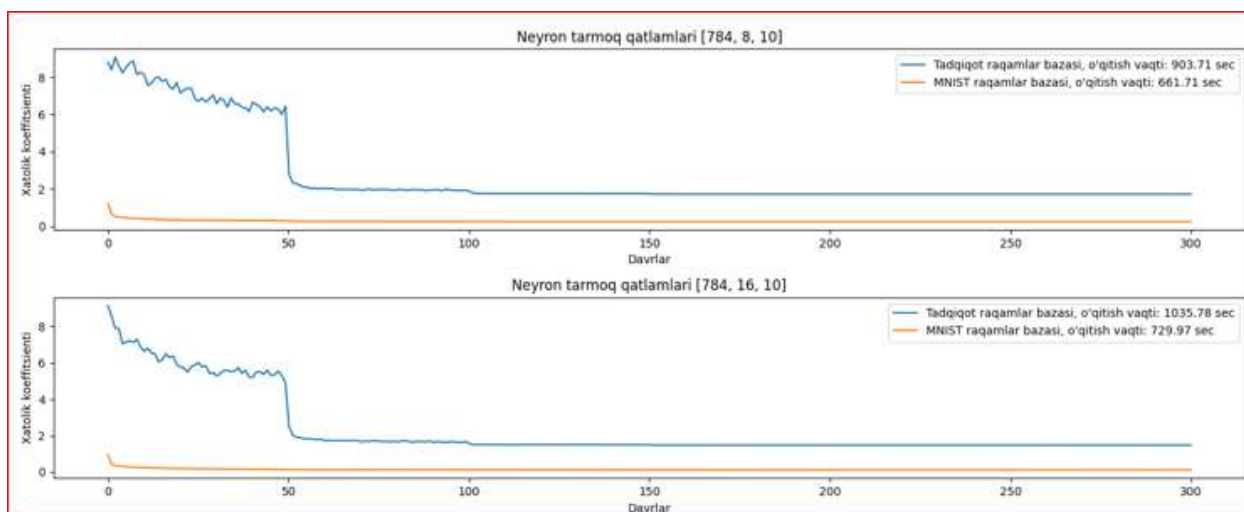
xaritasi tiniq emasligidir. Shu sababda mashinali o‘qitish algoritmlarni kutilgan natijalarni berishi uchun ko‘proq o‘qitish davrlarini talab qilishini aniqlandi.

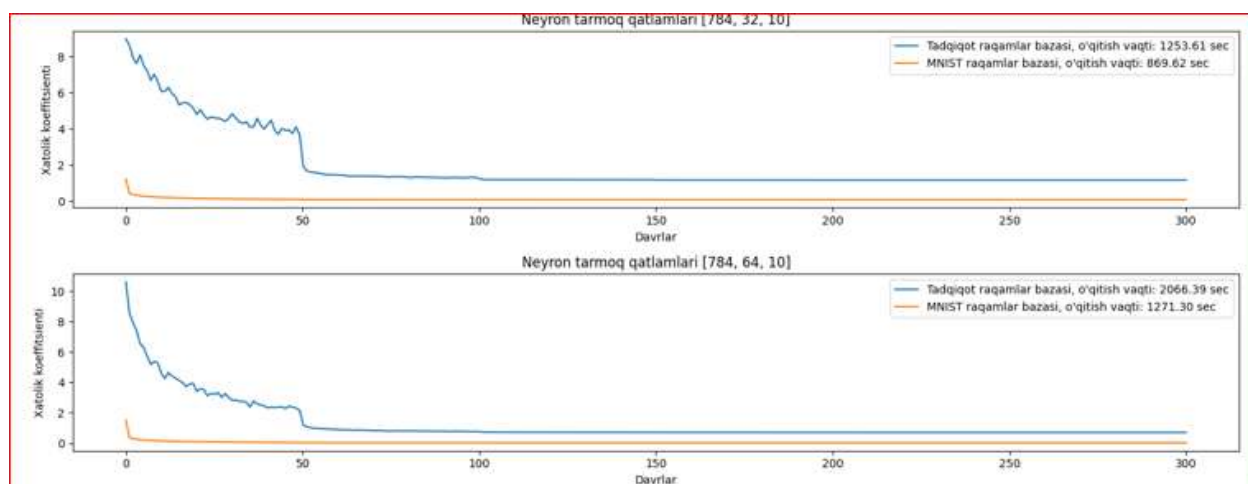


8-rasm. Tadqiqotda tayyorlangan qo‘lda yozilgan raqamlar ma’lumotlar bazasi issiqlik xaritasi.



9-rasm. MNIST qo‘lda yozilgan raqamlar ma’lumotlar bazasi issiqlik xaritasi.





10-rasm. CNN algoritmi yordamida tadqiqot raqamlari va MNIST raqamlari bazasida o'qitish natijalari.

IV. Xulosa va tavsiyalar

Tadqiqot ishida xulosa qilib inson omili ishtirok etadigan jarayonlarda sun'iy intellekt texnologiyalarini joriy etishda ma'lumotlar to'plamining andozasini tayyorlash jarayoniga jiddiy e'tibor qaratish kerak, shuningdek ma'lumotlarni tayyorlashda belgilangan kataklarning markazida ma'lumotlar yozilishini nazorat qilish kerak.

Foydalanilgan adabiyotlar

- [1] "Sun'iy intellekt texnologiyalarini 2030-yilga qadar rivojlantirish strategiyasini tasdiqlash to'g'risida"gi O'zbekiston Respublikasi Prezidentining qarori, 14.10.2024 yildagi PQ-358-son. <https://lex.uz/docs/-7158604>
- [2] M.Mahmudov, ASU-HWDD qo'lda yozilgan raqamlar elektron bazasi, <https://drive.google.com/file/d/1wXI3Y0Uo0SZiv0Ug9xk7WL3dDSS2A4YC/view?usp=sharing>
- [3] Grother, P. (2008), NIST Special Database 19. NIST Handprinted Forms and Characters Database, World Wide Web-Internet and Web Information Systems (Accessed April 7, 2025). <https://www.nist.gov/srd/nist-special-database-19>
- [4] Y.Lecun, L.Bottou, Y.Bengio and P.Haffner, Gradient-based learning applied to document recognition, Proceedings of the IEEE, volume 86, 1998, pp. 2278-2324, doi: 10.1109/5.726791.
- [5] Y.Lecun, MNIST handwritten digit database. <https://yann.lecun.com/exdb/mnist>
- [6] Xu-Yao Zhang, Yoshua Bengio, Cheng-Lin Liu, Online and offline handwritten Chinese character recognition: A comprehensive study and new benchmark, Pattern Recognition, volume 61, 2017, pp. 348-360, doi: 10.1016/j.patcog.2016.08.005.
- [7] G. Cohen, S. Afshar, J. Tapson and A. van Schaik, EMNIST: Extending MNIST to handwritten letters, International Joint Conference on Neural Networks (IJCNN), Anchorage, AK, USA, 2017, pp. 2921-2926, doi: 10.1109/IJCNN.2017.7966217.
- [8] Hartley, R., & Zisserman, A. (2004). Multiple View Geometry in Computer Vision (2nd ed.). Cambridge University Press. ISBN: 9780521540513. pp. 32-37.
- [9] William H.; Teukolsky, Saul A.; Vetterling, William T.; Flannery, Brian P. (1992). Numerical recipes in C: the art of scientific computing (2nd ed.). New York, NY, USA: Cambridge University Press. pp. 123-128. ISBN 0-521-43108-5.

Muallif haqida ma'lumot.

Mahmudov Muhammadxon Nuralixon o'g'li – Andijon davlat universiteti, Axborot texnologiyalari kafedrasida o'qituvchisi
mail: maxmudovmuhammadxon@gmail.com

Мураккаб шаклдаги пластиналарнинг термо-магнит-эластиклик масаласини ечиш алгоритми ва ҳисоблаш тажрибалари

М.К. Mirzaaxmedov, I.A.Ovxunov.

Andijon davlat universiteti, Andijon, O'zbekiston

Аннотация. В статье представлены вычислительный алгоритм и модули, разработанные с использованием метода Ньюмарка, вариационного метода Бубнова-Галеркина и гауссовского численного метода для построения последовательности координатных функций (структур решений), соответствующих заданным граничным условиям с использованием метода R-функций Рвачева (RFM) для численного решения граничной задачи процесса термомагнитоупругого деформирования магнитоупругих пластин сложной структурной формы.

Ключевые слова. Метод функций Рвачева, термо-магнито-упругость, Ньюмарк, Бубнов-Галеркин, Гаусс, алгоритм, модуль.

Abstract. In this work presents a computational algorithm and modules developed using the Newmark method, Bubnov-Galerkin variational and Gaussian numerical methods to construct a sequence of coordinate functions (solution structures) corresponding to the given boundary conditions for the numerical solution of the boundary problem of the thermo-magneto-elastic deformation process of magnetoelastic plates of complex structural shape.

Numerical results are obtained based on calculation experiments taking into account temperature and magnetic field forces, and their values are shown in tables, and the deformation process is analyzed using the given graphical diagrams.

Key words. Rvachev's Function Method, thermo-magneto-elasticity, Newmark, Bubnov-Galerkin, Gauss, algorithm, module.

Аннотация. Мазкур мақолада мураккаб конструкциявий шаклдаги магнитэластик пластиналарни термо-магнит-эластиклик деформацияланиш жараёнини чегаравий масаласини сонли ечиш учун берилган чегаравий шартларга мос келадиган координата функциялари кетма-кетлигини (ечимлар тузилмаларини) В.Л. Рвачевнинг R-функция усули (Rvachev's Function Method, RFM) ёрдамида қуриш, Ньюмарк усули, Бубнов-Галеркин вариацион ва Гаусс сонли усулларни биргаликда қўллаган ҳолда ишлаб чиқилган ҳисоблаш алгоритми ва модуллари келтирилган.

Ҳарорат ва магнит майдон кучларини ҳисобга олган ҳолда ҳисоблаш тажрибалари асосида сонли натижалар олинади ва қийматлари жадвалларда кўрсатиб берилади, деформацияланиш жараёни берилган график диаграммалар мисолида таҳлил қилинади.

Калит сўзлар: Rvachev's Function Method, термо-магнит-эластиклик, Ньюмарк, Бубнов-Галеркин, Гаусс, алгоритм, модуль.

I. Кириш

Сўнги йилларда қўплаб тадқиқотлар мураккаб шаклдаги пластиналарни деформацияланиш ҳолатларини ўрганишга бағишланган бўлиб, ушбу масалалар ҳозирги кунда ҳам ўз долзарблигини йўқотмаган. Сабаби пластиналар турли соҳадаги замонавий техника қурилмаларининг конструктив элементларини ташкил этмоқда. Бу қурилма элементларининг шакллари мураккаб бўлиб, фойдаланиладиган материалларининг механик хоссалари бир жинсли бўлмаган ва изотроп бўлган турларидан қўплаб ишлаб чиқилмоқда. Турли соҳаларида пластиналарнинг структуравий элементлар сифатида кенг қўлланилиши, шакли ва иш шароитларининг мураккаблашиши, хусусан, электромагнит кучлар ва ҳарорат таъсири остида кучланиш-деформация ҳолатини ҳисоблаш муаммоси долзарб бўлиб қолмоқда. Мураккаб шаклдаги юпқа пластиналарда ҳарорат тарқалиш жараёнларини назарий тадқиқ қилиш, асосан компьютер технологияларидан фойдаланган ҳолда уларни сонли моделлаштиришга асосланган. Бундай чегаравий масалаларнинг математик моделлари, ҳисоблаш алгоритмлари ва дастурий мажмуасини

ишлаб чиқиш масаласини ечиш бўйича турли тадқиқотлар олиб борилган.

II. Адабиётлар таҳлили

Виско-Пастернак муҳитида учинчи даражали деформацияланадиган пластинка доирасида нолокал эластиклик назариясига кўра, функционал градусли материаллардан тайёрланган магнит-электро-термоэластик нанопластинканинг термомеханик тебраниш реакциясининг назарий таҳлили ўрганилган [1]. Магнито-электро-термо-эластик нанопластина дастлабки ташқи энергия, магнит потенциаллар ва ҳарорат муҳитига таъсири бўйича натижалар олганлар. Айлана шаклдаги каттик маҳкамланган пезокерамик пластинка учун унинг олд юзаларига ҳарорат юки таъсир қилганда (чегаравий шартларни ҳисобга олган ҳолда) термо-электро-эластикликнинг динамик аксисимметрик муаммосининг янги ёпиқ ечими қурилган. Иссиқлик ўтказувчанлигининг Лорд-Шулман гиперболик назариясига асосланиб, структурадаги ҳарорат майдони аниқланган, сўнгра тегишли электроэластиклик муаммоси текширилган [2]. Чекланган интеграл ўзгаришлар кўринишидаги ўзгарувчиларни тўлиқ бўлмаган ажратиш усули ёрдамида олинган ҳисобланган муносабатлар

барқарор бўлмаган юк ҳолатида пластинканинг ҳарорати ва кучланиш-деформация ҳолатини аниқлаш имконини беради. Пезокерамик плиталардаги иссиқлик ўтказувчанлигининг гиперболик назариясини қўллашнинг ўзига хос хусусияти таҳлил қилинган ва турли қалинликдаги эластик тизимнинг инертиал хусусиятларини ҳисобга олиш зарурлиги кўрсатилган.

Ушбу ишда [3] гиротермик муҳитда нано-пластинкаларнинг чизикли тебранишлари ва буралишлари учун аналитик усул тақдим этилган. Беқарорлик ҳодисаларини кўриб чиқиш учун чизикли бўлмаган фон Кáрман атамалари пластинка кинематикасига киритилган. Деформация градиентининг нолокал назарияси соддалиги ва таҳлилида кўпроқ параметрларни талаб қиладиган бошқа нолокал формулаларга нисбатан қўлланилиши учун кўриб чиқилган. Ҳозирги нано-пластинкалар гиротермик муҳитда бирлаштирилган магнит-электро-эластик конституциявий тенгламага эғалигини ҳисобга олган ҳолда магнит-электро-эластик пластинкаларнинг тебранишлари ва буралиш ҳаракатларига нано-микёсдаги таъсирлар тақдим этилган ва гиротермик юк натижалари ҳам кўриб чиқилган. Бундан ташқари, тебранишлар ва буралиш муаммолари учун критик ҳароратлар таҳлил қилинган ва бир нечта нано-пластинка конфигурацияси учун берилган. R-funksiya nazaryasi bo'yicha dastlabki ilmiy tadqiqotlar quyidagi sohalarida amalga oshirilgan: geometrik obyektlarni optimal joylashtirish (xususan optimal kesimlar (Рвачев Л.В., 1967;), tasvirlarni aniqlash (Сироджа И. Б., 1976), matematik dasturlash (Рвачев Л.В., 1967), konstruktiv funksiyalar (Литвин О.Н., 1973; Рвачов В.Л., 1974), matematik fizikaning chegaraviy masalalari (Рвачов В.Л.1977). So'ngi yillarda bu usuldan foydalangan holda klassik mezonlarni raqamli amalga oshirish bilan yangi natijalarga erishildi (Мартынюк А.А., 1973)

III. Материал ва усуллар

Гамильтон-Остроградский вариацион принципининг умумий кўриниши

$$\int_t (\delta K - \delta \Pi - \delta A) dt = 0 \quad (1)$$

бу ерда: δ – вариация K – кинетик энергия Π – потенциал энергия; A – ташқи ҳажм ва сирт кучлари бажарган иш.

Потенциал энергия, кинетик энергия ва ташқи кучлар ишидаги ўзгаришларнинг олинган натижалари (2) формулага алмаштирилади ва ҳаракатнинг умумий тенгламаси олинади. [7,9].

$$\begin{cases} \rho h \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} + \frac{\partial N_{xx}}{\partial x} + \frac{1}{2} \frac{\partial N_{xy}}{\partial y} + R_x + N_x + q_x + T_{zx} = 0 \\ \rho h \frac{\partial^2 v_y}{\partial t^2} + \frac{\partial N_{yy}}{\partial y} + \frac{1}{2} \frac{\partial N_{xy}}{\partial x} + R_y + N_y + q_y + T_{zy} = 0 \\ \rho h \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + \frac{\partial^2 M_{xx}}{\partial x^2} \delta w + \frac{\partial^2 M_{xy}}{\partial x \partial y} \delta w + \frac{\partial^2 M_{yy}}{\partial y^2} \delta w + R_z + N_z + q_z + T_{zz} = 0, \\ \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = \frac{1}{a_T} \frac{\partial T}{\partial t} \end{cases} \quad (2)$$

Бошланғич шартлар:

$$\rho h \frac{\partial u_x}{\partial t} \delta u_x \Big|_t = 0, \rho h \frac{\partial v_y}{\partial t} \delta v_y \Big|_t = 0, \rho h \frac{\partial w}{\partial t} \delta w \Big|_t = 0, T \Big|_{t=0} = T_0 \quad (3)$$

Чегаравий шартлари:

$$\begin{cases} N_{xx} \delta u_x \Big|_x = 0, \frac{1}{2} N_{xy} \delta v_y \Big|_x = 0, -M_{xx} \delta \frac{\partial w}{\partial x} \Big|_x = 0, \\ -M_{xy} \delta \frac{\partial w}{\partial y} \Big|_x = 0, \\ N_{yy} \delta v_y \Big|_y = 0, \frac{1}{2} N_{xy} \delta u_x \Big|_y = 0, -M_{yy} \delta \frac{\partial w}{\partial y} \Big|_y = 0, \\ \left[-\frac{\partial M_{xx}}{\partial x} + \frac{1}{2} N_{xx} \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{1}{2} N_{xy} \frac{\partial w}{\partial y} \right] \delta w \Big|_x = 0, \\ \left[-\frac{\partial M_{yy}}{\partial y} + \frac{1}{2} N_{yy} \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial M_{xy}}{\partial x} + \frac{1}{2} N_{xy} \frac{\partial w}{\partial x} \right] \delta w \Big|_y = 0, \\ \frac{\partial T}{\partial n} + \alpha_T (T - T_0) = 0 \text{ чегарада} \end{cases} \quad (4)$$

$$\begin{cases} \rho h \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} + \frac{Eh}{1-\mu^2} \frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + \frac{Eh}{1-\mu^2} \frac{\mu \partial^2 v_y}{\partial x \partial y} + \frac{Eh}{1-\mu^2} \frac{\partial T}{\partial x} \frac{a_T}{1-\mu} + \\ + \frac{Eh}{2(1+\mu)} \frac{\partial u_x^2}{\partial y^2} - \frac{Eh}{2(1+\mu)} \frac{\partial u_x^2}{\partial x \partial y} + \frac{h}{4\pi} H_y^2 \frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + \frac{h}{4\pi} H_y^2 \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} + \\ + \frac{h}{4\pi} H_z^2 \frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + \frac{h}{4\pi} H_z^2 \frac{\partial^2 v_y}{\partial x \partial y} - \frac{h}{4\pi} H_x H_y \frac{\partial^2 v_y}{\partial x^2} - \\ - \frac{h}{4\pi} H_x H_y \frac{\partial^2 v_y}{\partial y^2} - \frac{h}{4\pi} H_x H_z \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{h}{4\pi} H_x H_z \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} - \\ - \frac{h}{2\pi} H_y H_z \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} + N_x + q_x + T_{zx} = 0 \end{cases}$$

$$\begin{aligned}
& \rho h \frac{\partial^2 v_y}{\partial t^2} + \frac{Eh}{1-\mu^2} \frac{\partial^2 v_y}{\partial y^2} - \frac{Eh}{1-\mu^2} \frac{\mu \partial^2 u_x}{\partial x \partial y} + \frac{Eh}{1-\mu^2} \frac{\partial T}{\partial y} \frac{a_T}{1-\mu} + \\
& + \frac{Eh}{2(1+\mu)} \frac{\partial^2 u_x}{\partial x \partial y} + \frac{Eh}{2(1+\mu)} \frac{\partial^2 v_y}{\partial x^2} + \frac{h}{4\pi} H_x^2 \frac{\partial^2 v_y}{\partial x^2} + \frac{h}{4\pi} H_x^2 \frac{\partial^2 v_y}{\partial y^2} + \\
& + \frac{h}{4\pi} H_z^2 \frac{\partial^2 v_y}{\partial x^2} + \frac{h}{4\pi} H_z^2 \frac{\partial^2 v_y}{\partial x \partial y} - \frac{h}{4\pi} H_x H_y \frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} - \\
& - \frac{h}{4\pi} H_x H_y \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} + \frac{h}{4\pi} H_y H_z \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} - \frac{h}{4\pi} H_y H_z \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} - \\
& - \frac{h}{2\pi} H_x H_z \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} + N_y + q_y + T_{zy} = 0 \\
& \rho h \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} - \frac{E}{1-\mu^2} \frac{h^3}{12} \frac{\partial^4 w}{\partial y^4} - 2 \frac{E}{1-\mu^2} \frac{h^3}{12} \frac{\partial^4 w}{\partial x^2 \partial y^2} - \frac{E}{1-\mu^2} \frac{h^3}{12} \frac{\partial^4 w}{\partial x^2} - \\
& - \frac{h}{4\pi} H_x H_z \frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} - \frac{h}{4\pi} H_x H_z \frac{\partial^2 v_y}{\partial x \partial y} - \frac{h}{4\pi} H_y H_z \frac{\partial^2 v_y}{\partial x^2} - \frac{h}{4\pi} H_y H_z \frac{\partial^2 v_y}{\partial x \partial y} - \\
& - \frac{h}{4\pi} H_y H_z \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{h}{4\pi} H_y H_z \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{h}{4\pi} H_x^2 H_z \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} - \frac{h}{4\pi} H_x^2 H_z \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \\
& + \frac{h}{\pi} H_x H_y H_z \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} + N_z + q_z + T_{zz} = 0, \\
& \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = \frac{1}{a_T} \frac{\partial T}{\partial t}
\end{aligned}
\tag{5}$$

Мазрур тенгламалар юқоридаги бошланғич (3) ва чегаравий шартларни (4) хусусий ҳолларида ечилади[9].

Магнитэластик пластиналарни чегаравий масалаларни ечиш жараёнини ҳисоблаш алгоритми

1. Берилган чегаравий шартларга мос келадиган координата функциялари кетма-кетлигини (ечимлар тузилмаларини) В.Л.Рвачевнинг R-функция усули (Rvachev's Function Method, RFM) ёрдамида қуриш[4,1,10].

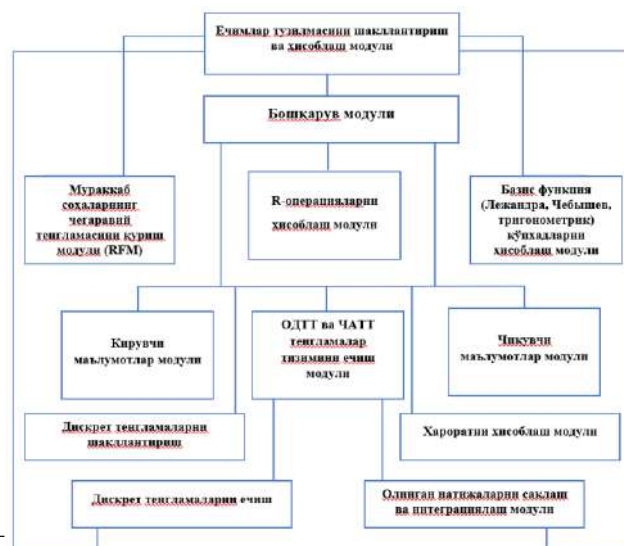
2. Фазовий ўзгарувчиларга Бубнов-Галеркин усули нисбатан дискретизация, дискрет тенгламалар яъни дискрет тенгламаларни Бубнов-Галеркин вариацион усули ёрдамида қуриш.

3. Дискрет тенгламаларни ечиш (Ньюмарк усули (динамика) ёки Гаусс усули (статика), ҳамда интергралларни ҳисоблаш Гаусс квадратуралар усули) ва ечимлар тузилмаларининг номаълум компоненталарини топиш (аниқлаш)[8].

4. В.Л.Рвачевнинг R-функция усули (RFM) ёрдамида қурилган ечимлар тузилмалари асосида номаълум функцияларни (u , v , w , T) топиш (аниқлаш)[1,6].

IV.Натижалар

Мураккаб шаклдаги юпка пластиналарнинг геометрик чизикли деформацияланиш масалаларини ечиш жараёнини автоматлаштириш дастурий мажмуаси, юқоридаги келтирилган ҳисоблаш алгоритми ва дастурий мажмуанинг таркибий тузилмаси (1-расм) асосида ишлаб чиқилади



1-расм. Дастурий мажмуанинг таркибий тузилмаси

Юпка мураккаб конструкциявий шаклдаги пластиналарнинг термо-электро-магнит-эластиклик масаласини ечиш жараёнини автоматлаштириш мақсадида ишлаб чиқилган дастурий мажмуанинг тузилмавий модулларини батафсил таърифи қуйида ёритиб берилган:

Ечимлар тузилмасини шакллантириш ва ҳисоблаш модули – В.Л.Рвачевнинг R-функция усули ёрдамида тегишли чегаравий шартларга мос келувчи ечимлар тузилмасини шакллантириш ва унга боғлиқ ҳисоблаш ишларини олиб борилади.

Бошқарув модули – Ушбу модуль яратилган дастурий мажмуанинг асоси бўлиб, бунда масалани ечишнинг автоматлаштириш жараёни тўлиқ бошқарилади.

Мураккаб соҳанинг чегаравий тенгламасини шакллантириш модули (RFM) – мазкур модулда мураккаб конфигурацияли соҳаларни RFM га асосланган ҳолда, R-функциянинг мантиқий R-операциялар ёрдамида чизиш ва ушбу соҳанинг чегаравий тенгламасини аналитик кўринишда шакллантириш ишлари бажарилади.

R-операцияларни ҳисоблаш модули – бу модулда эса, RFM асосида шакллантирилган мураккаб конфигурацияли пластиналарнинг чегаравий тенгламалари кўринишдаги R-функцияларни ва уларнинг тегишли тартибдаги ҳосилаларини ҳисоблашлар амалга оширилади.

Базис функция (полином) ва унинг ҳосилаларини ҳисоблаш модули – RFM асосида шакллантирилган ечимлар тузилмасидаги базис функцияларни (Лежандраб даражали, Чебишев, тригонометрик, сплайнлар ва бошқалар) танлаб олишни ва уларнинг тегишли тартибдаги ҳосилаларини ҳисоблаш ишлари амалга оширилади.

Дискрет тенгламаларни шакллантириш модули – Ньюмарк ва Бубнов-Галеркин усуллари асосида фазовий ўзгарувчиларга нисбатан дискретлаштириш яъни дискрет тенгламаларни шакллантириш амалга оширилади.

Дискрет тенгламаларини ечиш модули – Гаусс квадратур формуласи ҳамда Гаусс усуллари ёрдамида дискрет тенгламалар ечилади, яъни ечимлар тузилмасининг номаълум компоненталар топилади.

Олинган тенгламалар тизимини ечиш модули (ОДТТ; ЧАТТ) – мазкур модулда, оддий дифференциал тенгламалар тизими (ОДТТ) Ньюмарк усули орқали чизиқли алгебраик тенгламалар тизимига (ЧАТТ) олиб келинади ва Гаусс усули ёрдамида олинган тенгламалар тизими ечилади, яъни номаълумлар топилади.

Хароратни ҳисоблаш модули – ушбу модулда бошланғич хароратни ҳисобга олган ҳолда харорат тасирида деформация жараёнидан кейинги кўчишларни ҳисоблаш бажарилади.

Олинган натижаларни сақлаш ва интеграциялаш модули – бунда тадқиқ қилинаётган масаласини ечишда эришилган натижалар файл кўринишида сақланади. Бундан ташқари натижаларни таҳлил қилиш учун бошқа дастурлар билан интеграция бўлади.

Кирувчи маълумотлар модули – ушбу модулда масалани ечиш учун зарур бўлган параметрларга қийматлар киритилади.

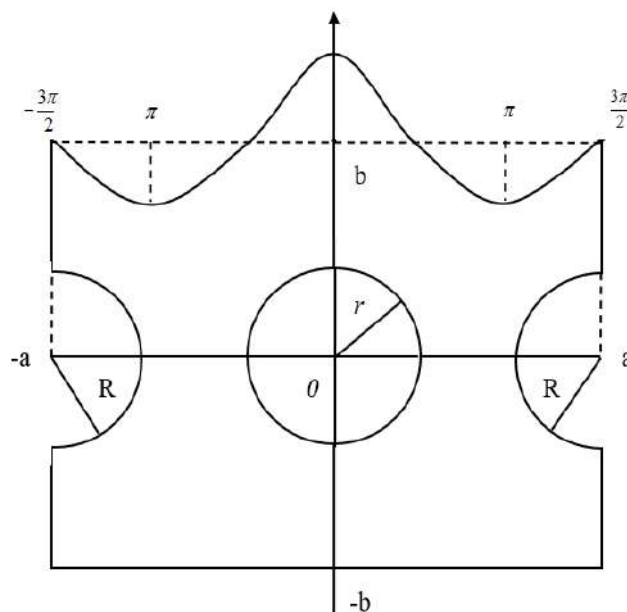
Чиқувчи маълумотлар модули – мазкур модулда масалани ечишда эришилган натижалар экранга чоп этилади, яъни сонли натижаларни жадвал кўринишида ва график натижаларни расм кўринишида тасвирлайди [5].

Механик кучлар таъсирида хароратни ҳисобга олган ҳолда термоэластик пластинканинг деформацияси бўйича ҳисоблаш тажрибалари ўтказилди ва Ох координата ўқи бўйлаб юпка пластинканинг деформацияси натижалари келтирилди.

Мураккаб шаклдаги юпка термо-электро-магнит-эластик пластинанинг қирралари маҳкам ўрнатилади (2-расм), унинг геометрик чизиқли деформациясини, геометрик ва механик параметрларини ҳисоблаш жараёни қуйидагича амалга оширилади:

Қуйида кўрсатилган Ω соҳа чегараси тенгламасини R -функция ёрдамида тузишни кўриб чиқамиз. Биз мантикий формулада мантик алгебрасининг белгиларини R -функцияларнинг тегишли белгилари билан алмаштириш орқали эришамиз:

Бу ердан келиб чиқадики R -функциялар тўплами сон-саноксиз ва бунинг учун чекланган тўлиқ функциялар тизими мавжуд эмас. Бироқ, соҳалар қуриш учун барча R функциялари керак эмас, олдиндан белгиланган ҳар қандай тармоқларга тегишли R функцияларини қуриш кифоя.



2-расм. Турли мураккаб шакллардан ташкил топган мураккаб соҳа.

$$\Omega_1 = \{ f_1 = \frac{1}{2R} [(x_1 - a)^2 + x_2^2 - R^2] \geq 0 \};$$

$$\Omega_2 = \{ f_2 = \frac{1}{2R} [(x_1 + a)^2 + x_2^2 - R^2] \geq 0 \};$$

$$\Omega_3 = \{ f_3 = \frac{1}{2a} (a^2 - x_1^2) \geq 0 \};$$

$$\Omega_4 = \{ f_4 = x_2 + b \geq 0 \};$$

$$\Omega_5 = \{ f_5 = \frac{(b + \cos x_1 - x_2)}{\sqrt{1 + \sin^2 x_1}} \geq 0 \};$$

$$\Omega_6 = \{ f_6 = \frac{(x_1^2 + x_2^2 - r^2)}{2r} \geq 0 \};$$

Кўриб чиқиладиган соҳанинг мантикий

формуласини қуйидаги Ω соҳа билан белгиланиш мумкин

$$\Omega = \Omega_1 \wedge \Omega_2 \wedge \Omega_3 \wedge \Omega_4 \wedge \Omega_5 \wedge \Omega_6$$

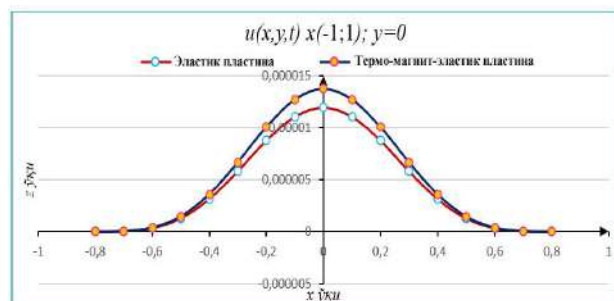
$$a = 1, b = 1, h = 0.02, r = 0.1, \nu = 0.3,$$

$$t = 20, q = 10, E = 10^{11} \text{ H / m}^2, T = 50 \text{ C}.$$

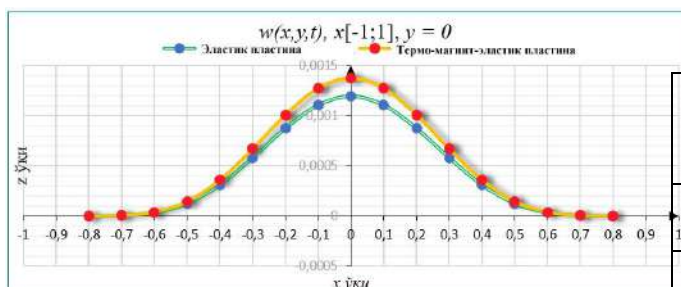
1-жадвал

x	y	Температурани хисобга олмаган ҳолда $w(x,y,t)$	Температурани хисобга олган ҳолда $w(x,y,t)$
-0.8	0	0	0
-0.7	0	0.0000036	0.0000041
-0.6	0	0.0000326	0.0000375
-0.5	0	0.0001254	0.0001441
-0.4	0	0.0003117	0.0003583
-0.3	0	0.0005822	0.0006693
-0.2	0	0.0008781	0.0010095
-0.1	0	0.0011099	0.0012761
0	0	0.0011979	0.0013771
0.1	0	0.0011099	0.0012761
0.2	0	0.0008781	0.0010095
0.3	0	0.0005822	0.0006693
0.4	0	0.0003117	0.0003583
0.5	0	0.0001254	0.0001441
0.6	0	0.0000326	0.0000375
0.7	0	0.0000036	0.0000041
0.8	0	0	0

-0.4	0	0.0000031	0.0000036
-0.3	0	0.0000058	0.0000067
-0.2	0	0.0000088	0.0000101
-0.1	0	0.0000111	0.0000128
0	0	0.000012	0.0000138
0.1	0	0.0000111	0.0000128
0.2	0	0.0000088	0.0000101
0.3	0	0.0000058	0.0000067
0.4	0	0.0000031	0.0000036
0.5	0	0.0000013	0.0000014
0.6	0	0.0000003	0.0000004
0.7	0	0.00000004	0.00000004
0.8	0	0	0



4-расм. Ох ўқи бўйлаб юпқа пластинканинг ҳароратини ва магнит майдон кучларни ҳисобга олган ҳолда v кўчиш бўйича деформацияланиш графиги



3-расм. Ҳарорат ва электро-магнит майдон кучлари таъсир остида Оз ўқи бўйлаб мураккаб шаклли юпқа пластинка ҳолатини таққослаш графиги.

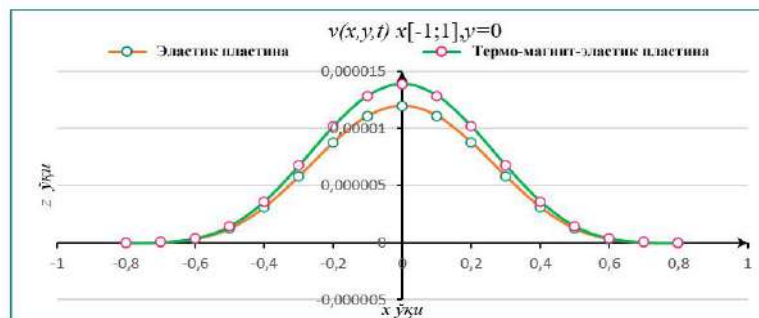
2-жадвал

x	y	Температурани хисобга олмаган ҳолда $w(x,y,t)$	Температурани хисобга олган ҳолда $w(x,y,t)$
-0.8	0	0	0
-0.7	0	0.00000004	0.00000004
-0.6	0	0.00000003	0.00000004
-0.5	0	0.0000013	0.0000014

3-жадвал

x	y	Температурани хисобга олмаган ҳолда $w(x,y,t)$	Температурани хисобга олган ҳолда $w(x,y,t)$
-0.8	0	0	0
-0.7	0	0.00000004	0.00000004
-0.6	0	0.00000003	0.00000004
-0.5	0	0.0000013	0.0000015
-0.4	0	0.0000031	0.0000036
-0.3	0	0.0000058	0.0000068
-0.2	0	0.0000088	0.0000102
-0.1	0	0.0000111	0.0000129
0	0	0.000012	0.0000139
0.1	0	0.0000111	0.0000129
0.2	0	0.0000088	0.0000102
0.3	0	0.0000058	0.0000068

0.4	0	0.0000031	0.0000036	0.7	0	0.00000004	0.00000004
0.5	0	0.0000013	0.0000015	0.8	0	0	0
0.6	0	0.0000003	0.0000004				



5-расм. Ох ўқи бўйлаб мураккаб шаклга эга юпка пластинанинг ҳароратини ва магнит майдон кучларни ҳисобга олган ҳолда v кўчиш бўйича деформацияланиш графиги

V.ХУЛОСАЛАР

Юқоридаги алгоритм ва модул, уларнинг ўзаро боғланишларидан ташкил топган мураккаб шаклдаги пластиналарнинг чизикли термо-электро-магнит-эластик деформация ҳолатини ҳисоблаш жараёни амалга оширилди. Юпка термоэластик пластиналарнинг турли чегара шартлари (Чегаралари қаттиқ маҳкамланган, чегаралари шарнир маҳкамланган, чегаралари қаттиқ маҳкамланган маркази эркин ҳолатдаги, бир томони қаттиқ маҳкамланган, бошқа томонлари ва маркази эркин ҳолатдаги) асосида ҳисоблаш тажрибалари ўтказилди. Ҳисоблаш тажрибаларида олинган сонли натижалар жадвалларда акс эттирилган, уларнинг деформацияланиш жараёни берилган график диаграммалар мисолида таҳлил қилинди ва тегишли хулосалар келтирилган.

Хулоса ўрнида шунини таъкидлаш жоизки натижаларига кўра, ҳароратни ва электро-магнит кучларни пластиналарнинг деформация ҳолатига таъсири этиши аниқланди. Хусусан, юпка термо-магнителастик пластинанинг марказий минтақасида ҳарорат муҳим аҳамиятга эга. Ҳисоблаш натижалари шунини кўрсатадики, ҳарорат бироз бўлсада, юпка пластинанинг деформациясига таъсир қилади.

АДАБИЁТЛАР

- [1] Ali K., Moslem Sh., Ali J., Mostafa Kh. Free vibration problem of embedded magneto-electro-thermo-elastic nanoplate made of functionally graded materials via nonlocal third-order shear deformation theory// Journal of Intelligent Material Systems and Structures 2018, Vol. 29(5) Pp:741–763
- [2] Гиованни Т.М., Ничолас Ф., Франсэссо Ф., Раимондо Л. Сритисал Температурес фор Вибратионс анд Бусклинг оф Магнето-Элестро-Эластик Нонлосал Страин Градиент Платес. Наноматериалс 2021, 11, 87, pp: 2-18. [хтtps://doi.org/10.3390/нано11010087](https://doi.org/10.3390/нано11010087)
- [4] Д.А. Шляхин, Е.В. Савинова, В.А. Юрин. Динамическая задача термоэлектроупругости для

круглой жестко закрепленной пластины. Вестник инженерной школы ДВФУ. 2022. № 1(50), с:3-16. [хтtps://doi.org/10.24866/2227-6858/2022-1/3-16](https://doi.org/10.24866/2227-6858/2022-1/3-16)

[5] Назиров Ш.А. Трехмерные нелинейные математические модели механики деформируемого твердого тела. Вопросы вычислительной и прикладной математики. Вып № 128. Ташкент 2012. С 14-46.

[6] Nuraliev F, S. Safarov and M. Artikbayev, "A computational algorithm for calculating the effect of the electromagnetic fields to thin complex configured plates," 2020 International Conference on Information Science and Communications Technologies (ICISCT), 2020, pp. 1-4.

[7] Нуралиев Ф.М., Сафаров Ш., Эшкароева Н. Математическая модель и вычислительный алгоритм расчета гибких магнитоупругих пластин. Международная научно-техническая конференция «Актуальные проблемы оптимизации и автоматизации технологических процессов и производств» Карши, 17–18 ноября 2017. С.146-149.

[8] Нуралиев Ф.М., Мирзаахмедов М. К ва бошқалар. "Юпка пластинанинг термо-электро-магнит-эластиклигининг математик модели". ТАТУ илмий-техника ва ахборот-таҳлилий журнали 2024, №1 (69)

[9] Fakhridin Nuraliyev., Mukhammadbobur Mirzaakhmedov., Isaeva Nazim Computational Algorithms For Solving Boundary Value Problems Of Magnetoelastic Plates With Complex Form. Bulletin of TUIT: Management and Communication Technologies. № 1(10)2024, <https://vvv.uzjournal.uz/2/2024/1/index?issue=10>

[10] Nuraliyev F.M. Mirzaakhmedov M.K., Tojiyev N.SH. Mathematical Model of a Thin Plate's Thermo-Electro-Magnetic-Elasticity. International conference "Modern Problems of Applied Science and Engineering" – 2024 Samarqand, May 2-3, 2024

[11] Рвачев В. Л., Курпа Л. 1987. R-функции в задачах теории пластин. 176 ред. Киев: Наук думка

Lagranj interpolatsiyasini raqamli tizimda tez va samarali amalga oshirish usullari.

N.K. Sayidova, H.U. Mamadaliyev.

Andijon davlat universiteti, Andijon, O'zbekiston

Аннотация. В этой статье рассматриваются способы эффективной реализации лагранжевой интерполяции с использованием интуитивно понятных инструментов, таких как Excel и HTML, а также JavaScript. В то время как Excel удобен для расчета интерполяции с использованием простых формул и VBA, HTML и JavaScript позволяют пользователям создавать интерактивные веб-приложения. В статье подробно описаны преимущества, ограничения и этапы использования этих инструментов. Интерполяция материалов полезна для пользователей, которые ищут передовые и простые в использовании решения в области вычислений, предоставляя практические решения.

Ключевые слова. Лагранж, значение, коэффициент, интерполяция, линия, диагональ, элемент, полином, ошибка, аппроксимация.

Abstract. This article discusses how to effectively implement Lagrangian interpolation using intuitive tools such as Excel and HTML, as well as JavaScript. While Excel is convenient for calculating interpolation using simple formulas and VBA, HTML and JavaScript allow users to create interactive web applications. The article details the benefits, limitations, and steps to use these tools. Material Interpolation is useful for users who are looking for advanced and easy-to-use computational solutions, providing practical solutions.

Keywords. Lagrange, value, coefficient, interpolation, line, diagonal, element, polynomial, error, approximation.

Annotatsiya. Ushbu maqolada Lagranj interpolatsiyasini Excel va HTML kabi intuitiv vositalar, shuningdek, JavaScript orqali samarali amalga oshirish usullari ko'rib chiqiladi. Excel oddiy formulalar va VBA yordamida interpolatsiyani hisoblashda qulay bo'lsa, HTML va JavaScript foydalanuvchilar uchun interaktiv veb-ilovalar yaratishga imkon beradi. Maqolada ushbu vositalarning afzalliklari, cheklovlari va ulardan foydalanish bosqichlari batafsil yoritilgan. Material interpolatsiya hisoblashda ilg'or va qulay yechimlarni izlayotgan foydalanuvchilar uchun foydali bo'lib, amaliyotga mos yechimlarni taqdim etadi.

Kalit so'zlar. Lagranj, qiymat, koeffisient, interpolatsiya, satr, diagonal, element, ko'phad, xatolik, taqribiy.

I. Kirish

Raqamli tizimlarda ma'lumotlarni samarali va aniq qayta ishlash bugungi kunda muhim masalalardan biri hisoblanadi. Ayniqsa, funksiyalarni yaqinlashtirish va uzluksiz funksiyalarni diskret nuqtalar orqali aniqlash zarurati ko'plab ilmiy va texnologik sohalarida dolzarb bo'lib bormoqda. Shu jihatdan Lagranj interpolatsiya usuli matematik va hisoblash texnikalarida keng qo'llaniladi.

Lagranj interpolatsiyasi oddiy va intuitiv yondashuvi bilan ajralib tursa-da, uning to'g'ridan-to'g'ri qo'llanilishi katta hajmdagi ma'lumotlar bilan ishlashda samaradorlik va tezlik muammolariga olib kelishi mumkin. Ayniqsa, yuqori darajali polinomlarni hisoblashda yuzaga keladigan kompyuter resurslariga

bo'lgan talabni optimallashtirish muhim ahamiyat kasb etadi. Shu sababli, Lagranj interpolatsiyasini samarali amalga oshirish usullarini tadqiq etish bugungi ilm-fan va texnologiyalarning dolzarb vazifalaridan biri sanaladi.

Mazkur maqolada Lagranj interpolatsiyasini raqamli tizimda samarali va tez amalga oshirish uchun mavjud yondashuvlar, optimallashtirish usullari va amaliy dasturiy qo'llanmalar haqida so'z yuritiladi. Maqsad – interpolatsiya jarayonini maksimal darajada samarali qilish va uni real vaqt rejimida qo'llash imkoniyatlarini ko'rib chiqishdir.

II. Masalaning qo'yilishi

Aksariyat hisoblash usullari masalaning qo'yilishida qatnashadigan funktsiyalarni unga biror muayyan ma'noda yaqin va tuzilishi soddarok bo'lgan funktsiyalarga almashtirish g'oyasiga asoslangan. Bu maqolada funktsiyalarni yaqinlashtirish masalasining eng sodd va juda keng qo'llaniladigan qismi — funktsiyalarni interpolatsiyalash masalasi ko'rib chiqiladi.

Interpolatsiya masalasining mohiyati quyidagidan iborat. Faraz qilaylik $u=f(x)$ funktsiya jadval ko'rinishida berilgan bo'lsin:

$$Y_0 = f(x_0), Y_1 = f(x_1), \dots, Y_n = f(x_n)$$

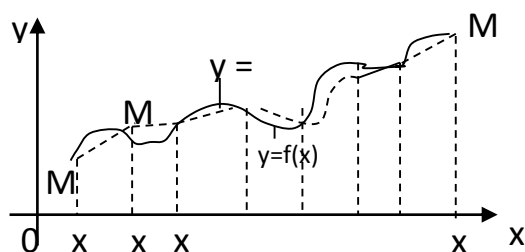
Odatda interpolatsiyalash masalasi quyidagicha ko'rinishda qo'yiladi: Shundai n -tartibidan oshmagan $R(x) = R_n(x)$ ko'phad topish kerakki, $P(x_i)$ berilgan $x_i (i=0, 1, 2, \dots, n)$ nuqtalarda $f(x)$ bilan bir xil qiymatlarni qabul qilsin, ya'ni $P(x_i) = y_i$.

Bu masalaning geometrik ma'nosi quyidagidan iborat:

darajasi p dan ortmaydigan shunday

$$y = P_n(x) = a_0x^n + a_1x^{n-1} + \dots + a_n \quad (1)$$

ko'phad qurilsinki, uning grafigi berilgan $M_i (x_i, u_i) (i = 0, 1, \dots, n)$ nuqtalardan o'tsin (1-rasm). Bu erdagi $x_i (i=0, 1, 2, \dots, n)$ nuqtalar interpolatsiya tugun nuqtalari yoki tugunlar deyiladi. $R(x)$ esa



interpolyatsiyalovchi funksiya deyiladi.

1- rasm

Amalda topilgan $R(x)$ interpolatsion formula $f(x)$ funktsiyaning berilgan x argumentning (interpolyatsiya tugunlaridan farqli) qiymatlarini hisoblash uchun qo'llaniladi. Ushbu operatsiya funktsiyaning interpolatsiyalash deyiladi. (Agar $x \in (a, b)$ bo'lsa interpolatsiyalash $x \in (a, b)$ bo'lsa, e kstrapolyatsiyalash deyiladi).

Chekli ayirmalar va ularning xossalari

Faraz kilaylik argumentning o'zaro teng o'zoklikda joylashgan $x_i = x_0 + ih$, $\Delta x_i = x_{i+1} - x_i = h = \text{const}$ (h -jadval kadami) qiymatlarida $f(x)$ funktsiyaning moc ravishdagi $y_i = f(x_i)$ qiymatlari berilgan bo'lsin.

Birinchi tartibli chekli ayirmalar deb

$$\Delta y_i = f(x_{i+1}) - f(x_i) = y_{i+1} - y_i \quad (2)$$

ifodaga ikkinchi tartibli chekli ayirmalar deb

$$\Delta^2 y_i = \Delta(\Delta y_i) = \Delta y_{i+1} - \Delta y_i = y_{i+2} - 2y_{i+1} + y_i \quad (3)$$

ifodaga va xokazo n -tartibli chekli ayirmalar deb

$$\Delta^n y_i = \Delta(\Delta^{n-1} y_i) = \Delta^{n-1} y_{i+1} - \Delta^{n-1} y_i \quad (4)$$

ifodaga aytiladi. Chekli ayirmalarni quyidagi 1-jadval ko'rinishida ham olish mumkin.

1-jadval

x_i	y_i	Δy_i	$\Delta^2 y_i$	$\Delta^3 y_i$	$\Delta^4 y_i$	...
x_0	y_0	Δy_0	$\Delta^2 y_0$	$\Delta^3 y_0$	$\Delta^4 y_0$	
x_1	y_1	Δy_1	$\Delta^2 y_1$	$\Delta^3 y_0$		
x_2	y_2	Δy_2	$\Delta^2 y_2$			
x_3	y_3	Δy_3				
x_4	y_4					
...						

Lagranj interpolatsiyon formulasi.

Topilishi lozim bo'lgan ko'phadning ko'rinishini quyidagicha olaylik:

$$L_n(x) = a_0 + a_1x + a_2x^2 + \dots + a_nx^n \quad (5)$$

bu erda $a_i (i = 0, 1, 2, \dots, p)$ — noma'lum o'zgarmas koefitsientlar. Shartga ko'ra $L_n(x)$ funksiya $x_0, x_1, \dots, x_n$ interpolatsiyalash tugunlarida qiymatlarga erishadi. Buni hisobga olgan xolda (5) dan quyidagilarni topish mumkin:

x_0 interpolatsiya tugunida

$$L_n(x_1) = a_0 + a_1x_1 + a_2x_1^2 + \dots + a_nx_1^n$$

va nixoyat x_n interpolatsiya tugunida

$$L_n(x_n) = a_0 + a_1x_n + a_2x_n^2 + \dots + a_nx_n^n$$

Ushbu ifodalarni tenglamalar tizimi ko'rinishida yozsak:

$$R_3(x) = \frac{f^{(4)}(\xi)}{4!} (x-x_0)(x-x_1)(x-x_2)(x-x_3)$$

Bizning xolda $x_0=100$, $x_1=101$, $x_2=102$, $x_3=103$, $x=100,5$; $100 < \xi < 100$,

Chunki $f(x) = \ln x$

$$\text{u xolda } f^{(4)}(x) = -\frac{6}{x^4}.$$

Shunday kilib,

$$|R(100,5)| \leq \frac{6}{(100)^4 \cdot 4!} \cdot 0,5 \cdot 0,5 \cdot 1,5 \cdot 2,5 = 0,23 \cdot 10^{-8}$$

Lagranj koefitsentlarini hisoblash.

$$\begin{array}{ccccccccc} x-x_0 & x_0-x_1 & x_0-x_2 & \dots & x_0-x_n \\ x_1-x_0 & x-x_1 & x_1-x_2 & \dots & x_1-x_n \\ x_2-x_0 & x_2-x_1 & x-x_2 & \dots & x-x_n \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ x_n-x_0 & x_n-x_1 & x_n-x_2 & \dots & x-x_n \end{array}$$

(10) Lagranj interpolatsion formulasining birinchi koefitsentini topish uchun diagonal elementlar ko'paytmasini birinchi satr elementlar ko'paytmasiga bo'lamiz. Ikkinchi koefitsentni topish uchun diagonal elementlar ko'paytmasini ikkinchi satr elementlar ko'paytmasiga bo'lamiz va hokazo.

Lagranj interpolatsiyasi Excel'da kichik hajmdagi ma'lumotlar to'plamini hisoblashda ishlatilishi mumkin. Excel'da bunday hisoblashni qo'lda bajarish yoki VBA (Visual Basic for Applications) yordamida avtomatlashtirish mumkin.

Excel dasturi ilk bor 1985 yilda taqdim etilgan bo'lsa-da, u bugungi kunda ham muntazam ravishda yangilanib, zamonaviy talablarga mos ravishda ishlatilmoqda.

Excel raqamli tizimlarda oddiy hisob-kitoblarni amalga oshirish uchun juda qulay va keng qo'llaniladigan vositadir.

Misol: Quyidagi ma'lumotlar to'plamini hisoblashni ko'rib chiqamiz:

- x qiymatlari: 1, 2, 3
- y qiymatlari: 2, 3, 5
- $x=2.5$ uchun interpolatsiyani hisoblash.

Qadamlar:

1. Excelga quyidagi ma'lumotlarni kiriting:

A ustuni: x qiymatlari (1, 2, 3).

B ustuni: y qiymatlari (2, 3, 5).

D1: $x=2.5$ qiymatini kiriting.

2. Har bir $Li(x)$ uchun alohida formula kiriting:

$L0(x)$:

$$((D1-B2)/(B1-B2))*((D1-B3)/(B1-B3))=((D1-B2)/(B1-B2))*((D1-B3)/(B1-B3))$$

$L1(x)$:

$$((D1-B1)/(B2-B1))*((D1-B3)/(B2-B3))=((D1-B1)/(B2-B1))*((D1-B3)/(B2-B3))$$

$L2(x)$:

$$((D1-B1)/(B3-B1))*((D1-B2)/(B3-B2))=((D1-B1)/(B3-B1))*((D1-B2)/(B3-B2))$$

Yakuniy interpolatsiya natijasini toping:

$$P(x) = L_0(x) \cdot y_0 + L_1(x) \cdot y_1 + L_2(x) \cdot y_2$$

Ushbu natija barcha $Li(x)$ va y_i larni o'zaro ko'paytirib, yig'indisini topish orqali hisoblanadi.

Lagranj interpolatsion formulasini Excel dasturi yordamida tuzish

Lagranj koefitsentlarini aniqlashda quyidagi jadvaldan foydalanamiz:

X_i	X_0	X_1	X_2	...	X_n
X_0	$X-X_0$	X_0-X_1	X_0-X_2		X_0-X_n
X_1	X_1-X_0	$X-X_1$	X_1-X_2		X_1-X_n
X_2	X_2-X_0	X_2-X_1	$X-X_2$		X_2-X_n
...					
X_n	X_n-X_0	X_n-X_1	X_n-X_2		$X-X_n$

Lagranj interpolatsion formulasining birinchi koefitsentini topish uchun diagonal elementlar ko'paytmasini birinchi satr elementlar ko'paytmasiga bo'lamiz. Ikkinchi koefitsentni topish uchun diagonal elementlar ko'paytmasini ikkinchi satr elementlar ko'paytmasiga bo'lamiz va hokazo. Topilgan koefitsentlarni quyidagi. Lagranj formulasiga qo'yamiz.

$$L_n(x) = \sum_{i=0}^n \frac{(x-x_0)(x-x_1) \dots (x-x_{i-1})(x-x_{i+1}) \dots (x-x_n)}{(x_i-x_0)(x_i-x_1) \dots (x_i-x_{i-1})(x_i-x_{i+1}) \dots (x_i-x_n)} \cdot y_i$$

Bu hisoblashlarni Excel dasturida bajarish tartibi quyidagicha:

1) x ning qiymatini kiritamiz: A2 ga $x=$ yozuvini, B2 ga qiymatini masalan 3.

2) B2 katakchaning nomini x deb o'zgartiramiz.

3) Yuqoridagi jadvalni tayyorlaymiz: berilgan x_i larni biror ustunga joylashtiramiz, ular

qiymatini satrga olamiz, masalan B5-B10 ga yozib, C4-H4 katakchlarning har biriga teng belgisini qo'yib bu qiymatlar ustida sichqonchani so'ng Enter ni bosib chiqamiz; C5 katakchaga $=B5-C\$4$ formulani yozamiz va unung nusxasni jadvalning qolgan joylariga qo'yamiz(1va2-rasm).

	A	B	C	D	E	F	G	H
1								
2		x= 3						
3								
4		x_i	=B5	=B6	=B7	=B8	=B9	=B10
5		2	=B5-C\$4					
6		4						
7		6						
8		8						
9		10						
10		12						
11								

1-rasm

4) Diagonalda nollar hosil boladi, ularning har birida formulani ochib birinch hadni x ga almashtiramiz.(1-rasm).

x_i	2	4	6	8	10	12
2	0	-2	-4	-6	-8	-10
4	2	0	-2	-4	-6	-8
6	4	2	0	-2	-4	-6
8	6	4	2	0	-2	-4
10	8	6	4	2	0	-2
12	10	8	6	4	2	0

2-rasm.

x_i	=B5	=B6	=B7	=B8	=B9	=B10
2	=x-C\$4	=B5-D\$4	=B5-E\$4	=B5-F\$4	=B5-G\$4	=B5-H\$4
4	=B6-C\$4	=x-D\$4	=B6-E\$4	=B6-F\$4	=B6-G\$4	=B6-H\$4
6	=B7-C\$4	=B7-D\$4	=x-E\$4	=B7-F\$4	=B7-G\$4	=B7-H\$4
8	=B8-C\$4	=B8-D\$4	=B8-E\$4	=x-F\$4	=B8-G\$4	=B8-H\$4
10	=B9-C\$4	=B9-D\$4	=B9-E\$4	=B9-F\$4	=x-G\$4	=B9-H\$4
12	=B10-C\$4	=B10-D\$4	=B10-E\$4	=B10-F\$4	=B10-G\$4	=x-H\$4

3-rasm.

- Endi biror katakchaga diagonaldagi sonlarni ko'paytirib yozamiz (bizda J4da);
- Har satr kopaytmasini hisoblaymiz(3 -rasm)
- Diagonaldagi sonlar ko'paytmasini satrlar kopaytmasiga bo'lib chiqamiz. Bu Lagranj koeffitsientlari bo'ladi.
- Berilgan y_i larni Lagranj koeffitsientlari yonidagi ustunga yozamiz
- Bu ikkala ustun mos elementlarini ko'paytiramiz(2-rasm).

J	K	L	M
	Lagrang		
=C5*D6*E7*F8*G9*H10	koeffitsientlari	y_i	
=ПРОИЗВЕД(C5:H5)	=J\$4/J5	12	=K5*L5
=ПРОИЗВЕД(C6:H6)	=J\$4/J6	13	=K6*L6
=ПРОИЗВЕД(C7:H7)	=J\$4/J7	16	=K7*L7
=ПРОИЗВЕД(C8:H8)	=J\$4/J8	17	=K8*L8
=ПРОИЗВЕД(C9:H9)	=J\$4/J9	22	=K9*L9
=ПРОИЗВЕД(C10:H10)	=J\$4/J10	23	=K10*L10
		P(x)=	=СУММ(M5:M11)

4-rasm.

10) Olingan ko'paytmalar yig'indisini hisoblaymiz. Bu Lagrang ko'phadi bo'yicha x nuqtadagi funktsiyaning taqribiy qiymatidir(4 -rasm). Misolda $P(x)=10,9531$

11) Boshqa nuqtadagi qiymatni topish kerak bo'lsa, uni B2 katakchadagi sonni o'rniga yozish yetarli.(5-rasm).

A	B	C	D	E	F	G	H	I	J	K	L	M	N
1													
2		x= 3,00											
3										Lagrang			
4		x_i	2	4	6	8	10	12		koeffitsientlari	y_i		
5		2	1	-2	-4	-6	-8	-10		-0,45	12	2,95313	
6		4	2	-1	-2	-4	-6	-8		-0,768	1,23	13	15,9961
7		6	4	2	-3	-2	-4	-6		-1,152	0,8	16	-13,125
8		8	6	4	2	-5	-2	-4		-1,920	0,49	17	8,36719
9		10	8	6	4	2	-7	-2		-3,376	0,2	22	-3,8672
10		12	10	8	6	4	2	-9		-3,456	0,03	23	0,62891
11													
12													
13													
14													
15													
16													
17													
18													
19													
20													
21													
22													
23													
24													
25													
26													
27													
28													
29													
30													
31													
32													
33													
34													
35													
36													
37													
38													
39													
40													
41													
42													
43													
44													
45													
46													
47													
48													
49													
50													
51													
52													
53													
54													
55													
56													
57													
58													
59													
60													
61													
62													
63													
64													
65													
66													
67													
68													
69													
70													
71													
72													
73													
74													
75													
76													
77													
78													
79													
80													
81													
82													
83													
84													
85													
86													
87													
88													
89													
90													
91													
92													
93													
94													
95													
96													
97													
98													
99													
100													

5-rasm.

Lagranj interpolatsiyasini Microsoft Excel dasturi yordamida tez va samarali amalga oshirish usullari o'rganildi. Interpolatsion ko'phadlarni hisoblash uchun Excelning qulay funksiyalaridan va avtomatlashtirilgan formulalaridan foydalangan holda hisoblash jarayonini soddalashtirish imkoniyati ko'rsatildi. Natijada, hisoblash aniqligi oshirilib, xatolikni baholash jarayoni samarali amalga oshirildi. Ushbu yondashuv Excelning ilmiy va amaliy masalalarni yechishda foydali vosita ekanligini yana bir bor tasdiqlaydi.

Agar hisoblash jarayoni kichikroq bo'lsa, Excel yoki VBA orqali Lagranj interpolatsiyasini amalga oshirish mumkin. VBA yordamida dasturiy algoritmnini yozish oson:

Agar Lagranj interpolatsiyasi ko'p marta qo'llanilishi yoki katta hajmdagi ma'lumotlar ustida ishlash kerak bo'lsa, VBA yordamida funksiya yaratish qulay.

VBA kodi:

- Excel menyusidan **Alt + F11** tugmachasini bosib, VBA muhiti oching.
- Insert > Module** ni tanlang va quyidagi kodni kiriting:

Function LagrangeInterpolation(xValues
As Range, yValues As Range, x As
Double) As Double
Dim i As Integer, j As Integer
Dim result As Double
Dim term As Double

```
result = 0
For i = 1 To xValues.Count
    term = yValues(i)
    For j = 1 To xValues.Count
        If i <> j Then
            term = term * (x - xValues(j)) /
(xValues(i) - xValues(j))
        End If
    Next j
    result = result + term
Next i
```

LagrangeInterpolation = result
End Function

Kodning ishlash tartibi:

- **xValues:** x-larning diapazoni (masalan, A1:A3A1:A3A1:A3).
- **yValues:** y-larning diapazoni (masalan, B1:B3B1:B3B1:B3).
- **x:** Interpolatsiya qilinishi kerak bo'lgan qiymat.

VBA funksiyasidan foydalanish:

1. Excelga qayting va quyidagilarni kiriting:
 - **A ustuni:** x qiymatlari.
 - **B ustuni:** y qiymatlari.
 - **D1:** Interpolatsiya qilinishi kerak bo'lgan x qiymati.
2. **E1** hujayrasida quyidagi funksiyani yozing:

=LagrangeInterpolation(A1:A3, B1:B3, D1)

Bu funksiya Lagranj interpolatsiyasi natijasini avtomatik hisoblab beradi.

Afzalliklari:

Interfeysning qulayligi: Excel foydalanuvchi uchun qulay bo'lib, formulalar va VBA yordamida intuitiv ishlash imkoniyatini beradi.

Tezkor hisob-kitob: Oddiy va kichik hajmdagi interpolatsiya vazifalarida tezkor natijalar beradi.

Avtomatlashtirish imkoniyati: VBA yordamida katta hajmdagi hisob-kitoblarni avtomatlashtirish mumkin.

Vizualizatsiya vositalari: Excel grafiklari yordamida interpolatsion polinomni chizish oson.

Cheklovlar:

Katta hajmdagi ma'lumotlar: Excel katta hajmdagi ma'lumotlar bilan ishlashda nisbatan sekin ishlaydi.

Komplekslik: Formulalarni qo'lda kiritish murakkab bo'lishi mumkin, ayniqsa, nuqtalar soni oshib borsa.

Matematik cheklovlar: Tayyor matematik kutubxonalarning yo'qligi ba'zi murakkab interpolatsion funksiyalarni qiyinlashtiradi.

Excel kichik hajmdagi Lagranj interpolatsiyasi vazifalari uchun mos vositadir. Oddiy formulalar yordamida tez natija olish mumkin bo'lsa, VBA orqali avtomatlashtirish bu jarayonni keng miqyosda qo'llash imkonini beradi. Agar interpolatsiya jarayoni ko'p takrorlanuvchi yoki murakkab bo'lsa, Excel'dan VBA bilan foydalanish juda samarali bo'ladi. Shu bilan birga, katta hajmdagi hisoblashlarda yoki yuqori tezlik talab qilinadigan vaziyatlarda Python, MATLAB yoki Julia kabi maxsus vositalarga murojaat qilish tavsiya etiladi.

HTML foydalanuvchi interfeysini, JavaScript esa hisoblash jarayonini ta'minlaydi. Misol tariqasida Lagranj interpolatsiyasi uchun oddiy veb-sahifa yaratamiz.

```
<!DOCTYPE html>
<html lang="en">
<head>
    <meta charset="UTF-8">
    <meta name="viewport"
content="width=device-width, initial-
scale=1.0">
    <title>Lagranj Interpolatsiyasi</title>
<style>
    body {
        font-family: Arial, sans-serif;
        margin: 20px;
```

```

    }
    label, input, button {
        margin: 10px 0;
        display: block;
    }
    table {
        border-collapse: collapse;
        width: 100%;
        margin-top: 20px;
    }
    table, th, td {
        border: 1px solid black;
    }
    th, td {
        padding: 10px;
        text-align: center;
    }
</style>
</head>
<body>
    <h1>Lagranj Interpolatsiyasi</h1>
    <form id="interpolation-form">
        <label for="x-values">X qiymatlari (vergul
        bilan ajratilgan):</label>
        <input type="text" id="x-values"
        placeholder="Masalan: 1,2,3">

        <label for="y-values">Y qiymatlari (vergul
        bilan ajratilgan):</label>
        <input type="text" id="y-values"
        placeholder="Masalan: 2,3,5">

        <label for="target-x">Interpolatsiya
        nuqtasi X:</label>
        <input type="number" id="target-x"
        placeholder="Masalan: 2.5">

        <button type="button"
        onclick="calculateLagrange()">Hisoblash</butt
        on>
    </form>

    <h2>Natija</h2>
    <p id="result">Natija bu yerda
    ko'rsatiladi</p>

    <script>
        function calculateLagrange() {
            // Foydalanuvchi kiritgan ma'lumotlarni
            olish

```

```

            const xValues =
            document.getElementById('x-
            values').value.split(',').map(Number);
            const yValues =
            document.getElementById('y-
            values').value.split(',').map(Number);
            const targetX =
            parseFloat(document.getElementById('target-
            x').value);
            if (xValues.length !== yValues.length) {

            document.getElementById('result').textContent
            = "X va Y qiymatlari soni bir xil bo'lishi
            kerak!";
            return;
            }
            // Lagranj interpolatsiya hisoblash
            let result = 0;
            for (let i = 0; i < xValues.length; i++) {
                let term = yValues[i];
                for (let j = 0; j < xValues.length; j++)
                {
                    if (i !== j) {
                        term *= (targetX - xValues[j]) /
                        (xValues[i] - xValues[j]);
                    }
                }
                result += term;
            }
            // Natijani ko'rsatish

            document.getElementById('result').textContent
            = `Interpolatsiya natijasi: P(${targetX}) =
            ${result.toFixed(4)}`;
        }
    </script>
</body>
</html>

```

HTML interfeysi:

Foydalanuvchi uchun oddiy forma mavjud bo'lib, bunda:

x va y qiymatlarini vergul bilan ajratib kiritish.

Interpolatsiya qilinishi kerak bo'lgan nuqtani (x) kiritish.

Hisoblash uchun tugma va natijani chiqarish uchun joy ko'rsatilgan.

1. JavaScript funksiyasi:

Kiritilgan x va y qiymatlarini qabul qiladi va ularni massivlarga o'zgartiradi.

Lagranj interpolatsiya formulasidan foydalanib hisoblashni amalga oshiradi.

Natijani foydalanuvchiga ko'rsatadi.

2. Foydalanish tartibi:

Sahifani oching va x, y qiymatlarini kiriting (masalan, x=1,2,3 va y=2,3,5).

- Interpolatsiya qilinishi kerak bo'lgan x qiymatini kiriting (masalan, x=2.5).
- "Hisoblash" tugmasini bosing va natija "Natija" bo'limida ko'rsatiladi.

Lagranj Interpolatsiyasi

x qiymatlari (vergul bilan ajratilgan):

y qiymatlari (vergul bilan ajratilgan):

Interpolatsiya nuqtasi X:Hisoblash

Natija

Interpolatsiya natijasi: $P(3) = 5.0000$

HTML va JavaScript yordamida Lagranj interpolatsiyasini amalga oshirish kichik hajmdagi va interaktiv vazifalar uchun qulay yechim hisoblanadi. Ushbu usul yordamida foydalanuvchilarga tezkor natija taqdim etish, interfeys orqali qulay ishlash imkonini beradi. Katta hajmdagi yoki yuqori aniqlik talab qilinadigan hisob-kitoblar uchun esa boshqa dasturlash tillariga murojaat qilish tavsiya etiladi.

Python matematika va ilmiy hisoblash sohasida juda mashhur. Quyidagi kutubxonalar Lagranj interpolatsiyasini amalga oshirishda yordam beradi:

NumPy: Vektor va matritsalar bilan ishlashni optimallashtiradi. NumPy yordamida interpolatsion koeffitsiyentlarni samarali hisoblash mumkin.

SciPy: Matematik kutubxona bo'lib, unda maxsus `scipy.interpolate.lagrange` funksiyasi mavjud. Bu funksiya orqali Lagranj interpolatsion polinomlarini osongina yaratish mumkin.

SymPy: Simvolik hisoblash uchun ishlatiladi. Agar analitik polinom ko'rinishi kerak bo'lsa, SymPy ishlatiladi.

Misol:

```
python
from scipy.interpolate import lagrange
import numpy as np
```

```
x = np.array([1, 2, 3])
y = np.array([2, 3, 5])
polynomial = lagrange(x, y)
```

```
print(polynomial)
```

MATLAB matematik hisoblash uchun kuchli vosita hisoblanadi. Lagranj interpolatsiyasi MATLAB yordamida quyidagi funksiyalar orqali amalga oshiriladi:

- **polyfit va polyval:** Berilgan nuqtalar to'plami uchun polinom koeffitsiyentlarini hisoblash va qiymatlarni baholash uchun ishlatiladi.
- **Custom scripts:** Lagranj interpolatsiyasi uchun qo'lda yozilgan skriptlardan foydalanishingiz mumkin.

Misol:

```
matlab
x = [1 2 3];
y = [2 3 5];
P = polyfit(x, y, length(x)-1);
disp(P);
```

R tili statistik hisoblash va vizualizatsiya uchun keng qo'llaniladi.

- **stats::splinesfun:** Lagranj interpolatsiyasini va boshqa interpolatsion funksiyalarni hisoblash uchun ishlatiladi.

Misol:

R

x <- c(1, 2, 3)

y <- c(2, 3, 5)

lagrange <- approxfun(x, y, method = "linear")

lagrange(2.5)

Lagranj interpolatsiyasini raqamli tizimda samarali va tezkor amalga oshirish uchun turli dasturlash tillari va hisoblash platformalari mavjud. Tanlov jarayonida quyidagi mezonlarga e'tibor qaratish muhim.

Ilmiy va umumiy maqsadlar uchun:

Python: Oson o'rganiladi, keng kutubxonalar to'plamiga ega (NumPy, SciPy), kichik va o'rta hajmdagi hisoblash vazifalari uchun samarali.

MATLAB: Matematik modellash uchun qulay, vizualizatsiya vositalari keng. Ta'lim va ilmiy loyihalarda keng qo'llaniladi.

Julia: Hisoblash tezligi yuqori, sintaksisi sodda, ilmiy va texnik muhitda yangi, lekin istiqbolli.

Yuqori tezlik va yirik hisoblash uchun:

C++: Murakkab va resurs talab qiluvchi hisoblash uchun mos, Eigen va Boost kabi kuchli kutubxonalarga ega.

Fortran: An'anaviy ilmiy hisoblash tili, katta hajmdagi ma'lumotlar uchun barqaror va samarali.

Statistik va vizualizatsiya vazifalari uchun:

R: Statistik tahlil va ma'lumotlarni vizualizatsiya qilishda kuchli. Kichik interpolatsiya vazifalari uchun mos.

Excel/VBA: Oddiy va kichikroq hisob-kitoblar uchun ishlatilishi mumkin, VBA orqali moslashtirilgan funksiyalar yozish qulay.

Simvolik va analitik hisoblash uchun:

Wolfram Mathematica: Matematik tahlil va polinomlarni aniqlashda qulay, kuchli analitik vositalarga ega.

Har bir dastur va platforma o'ziga xos afzalliklariga ega. **Python** va **MATLAB** kichik va o'rta loyihalar uchun universal yechim bo'lsa, **C++** va **Julia** yuqori tezlikni talab qiluvchi murakkab vazifalar uchun qulay. **R** va **Excel** esa sodda statistik vazifalar va tezkor tahlillar uchun mos. Shunday qilib, interpolatsiya jarayoni talab va texnik imkoniyatlarga qarab eng mos vosita bilan amalga oshirilishi lozim.

Foydalanilgan adabiyotlar.

- [1] G.P.Jsmatullaev, M.S.Kosbergenova "Hisoblash usullari" Toshkent 2014y.
- [2] Abdirashidov A, Abdullayev O, Abdurashidov A.A "Hisoblash mexanikasining sonli usullari", Samarqand-2020y
- [3] S.S.Sadaddinova "Hisob (Calculus)", Toshkent-2023y.
- [4] A.Imomov, S.Toshboev "Hisoblash usullari". "O'ZKITOBSAVDONASHRIYOTI" NMIU. Toshkent-2023
- [5] Самарский, А. А. (1989). *Вычислительная математика*. Наука. (Raqamli hisoblash usullari va interpolatsiya asoslari bo'yicha asosiy manba).
- [6] Walkenbach, J. (2018). *Excel 2019 Power Programming with VBA*. Wiley. (Excelda avtomatlashtirilgan hisoblash va VBA imkoniyatlarini o'rganish uchun qo'llanma).
- [7] Исроилов М.И. *Хисоблаш усуллари*. 1-2 қисм. Тошкент . Ўқитувчи., 2008 й.
- [8] Петров И.Б., Лобанов А.И. *Лекции по вычислительной математике. Учебное пособие.. Информационных Технологий*. Бином 2006.-523 с
- [9] Aloyev R.D., Xudoyberganov M.O'. *Xisoblash usullari kursidan laboratoriya mashg'ulotlari to'plami*. O'zMU o'quv qo'llanma 2008 y.
- [10] Richard L., Burden J., Doudlas Faires. *Numerical Analises*, Yongstown State Universiti Boston, USA, Brooks /Cole,2011.
- [11] Isroilov M.I. *Xisoblash usullari*. 1-2 qism. Toshkent . O'qituvchi., 2008 y.

Mualliflar haqida ma'lumot**1.Sayidova Nigora Komildjonovna**

Zahiriddin Muhammad Bobur nomidagi Andijon davlat universiteti Kompyuter inijining kafedrasida katta o'qituvchisi. 170100, Andijon viloyati, Andijon shahar, Universitet ko'chasi 129-uy
e-mail: nigora.sayidova2115@gmail.com

2.Mamadaliyev Xusanbek Ulug'bek o'g'li

Zahiriddin Muhammad Bobur nomidagi Andijon davlat universiteti, Kompyuter inijining kafedrasida o'qituvchisi, 170100, Andijon viloyati, Andijon shahar, Universitet ko'chasi 129-uy
e-mail: husanbeksaidov@gmail.com,

Применение ИТ-продуктов для обучения компьютерного проектирования в сфере технического образования.

С.Жамолдинов, М.Абдулатибов

Andijon davlat universiteti, 170100. Andijon sh.Universitet ko'chasi 129. O'zbekiston

Аннотация: В статье приведены основные характеристики и анализ применения компьютерных систем для машиностроительного производства, которые позволяют эффективно сэкономить все обязательные и материальные ресурсы при проектировании технологий и производстве новой продукции. Кратко изложена основные понятия системы автоматизированного проектирования, которые, объединяет CAD (Computer Aided Design), CAM (Computer Aided Modeling), CAE (Computer Aided Engineering) системы. А также перечислены и описаны программные продукты назначенные для автоматизации проектирования, которые значительно расширяет возможности вычислительного эксперимента, что, в частности, дает возможность из множества вариантов технологии выбрать наиболее подходящую или прогнозировать результат. Это позволяет быстро находить оптимальные технологические решения при значительном снижении ресурсоемкости. В данной статье рассмотрено применение компьютерных систем для автоматизации и разработки новых технологий в машиностроительном производстве.

Ключевые слова: компьютерные системы, автоматизация, САПР, моделирование, системы CAM/CAD/CAE, 2D черчение, 3D-моделирование.

Annotation: The article describes the main characteristics and analysis of the use of computer systems for engineering production, which can effectively save all the required and material resources in the design of technologies and the production of new products. The basic concepts of a computer-aided design system are briefly described, which integrates CAD (Computer Aided Design), CAM (Computer Aided Modeling), CAE (Computer Aided Engineering) systems. It also lists and describes software products designed for design automation, which significantly expands the capabilities of a computational experiment, which, in particular, makes it possible to choose the most suitable one or predict the result from a variety of technology options. This allows you to quickly find the best technological solutions with a significant reduction in resource consumption. This article discusses the use of computer systems for automation and the development of new technologies in mechanical engineering.

Keywords: computer systems, automation, CAD, modeling, CAM / CAD / CAE systems, 2D drawing, 3D modeling.

I. Введение

Со временем машиностроение и автоматизированное проектирование с использованием информационных технологий в этих предприятиях стали одним из самых быстрорастущих сфер производства. Раньше автоматизация более обширно внедрилась в маркетинг и корпоративное управление. А сегодня автоматизация уже охватывает процесс планирования, учет материальных и товарных ценностей, а также непосредственно производство и многие другие организационные и производственные процессы, характерные для машиностроительных предприятий.

В то же время продолжается и научно-технический прогресс, который откроет новые инновационные горизонты для исследований, а также решения более сложных задач учеными для предприятий – т.е. новые, более совершенные инструменты решения проблем производства машиностроения.

В связи с этим нужно подчеркнуть, что использование информационных технологий и автоматизация производственных процессов - это, прежде всего, гарантия высокой конкурентоспособности, методов производства и успеха предприятия в их совершенствовании.

II. Методология.

Постоянное развитие и совершенствование технологий значительно усложнили процесс машиностроения. Кроме того, мы видим, что они не только количественные, но и качественные. Это ставит один из важнейших параметров продукта - его надежность и жесткие требования. Чтобы повысить надежность, необходимо выполнить множество научно-исследовательских и опытно-конструкторских работ без потери доверия.

Чтобы обеспечить эффективность, действенность и надежность нового продукта, на каждом этапе жизненного цикла продукта должен быть разработан

комплексный, хорошо интегрированный подход к исследованиям и разработкам с набором необходимых инструментов и методов.

Прежде всего, важно правильно и полностью установить требования к будущим продуктам, чтобы начать проектирование. Другими словами, самое экстремальное - это самое трудное для поиска, и в то же время важное задание в проектировании.

Поэтому, независимо от того, целью этого исследования является изучение программных продуктов решающих задачи по разработке специализированных инструментов проектирования применяемых в машиностроительных предприятиях Узбекистана.

Это особенно верно для сложных интегрированных продуктов, которые объединяют элементы электроники, электрики и механики. Для этого разрабатываются и разрабатываются системы автоматизированного проектирования (САПР). Многие современные системы САПР объединяют не только системы САПР, но также элементы систем CAE (таких как Autodesk Inventor) и даже технологии CAM (SolidWorks).

CAD (Computer Aided Design) - автоматизированное проектирование. Предназначен для решения геометрических задач проектирования и строительства с использованием интерактивных методов вычислительной геометрии. Задачи условно делятся на плоские (2D) и объемные (3D). Они имеют проектную документацию, геометрические библиотеки стандартных и

стандартных элементов (крепеж, ассортимент и т. Д.) И формы документов.

CAM (Computer Aided Modeling) - автоматизированное моделирование производства. Системы САМ заменили методы ручного программирования, которые не поддерживают сложную обработку компонентов с требуемым качеством поверхности. Принцип практики заключается в том, чтобы автоматически генерировать продукт на основе математической модели продукта и заданных технологических параметров. Современные САМ-системы включают в себя модули для виртуального контроля геометрического управления конфликтами и их обработки перед входом в систему, а также инструменты адаптации оборудования.

CAE (Computer Aided Engineering) - автоматизированная система инженерных расчетов. Он в основном предназначен для решения инженерных задач. Для разработки проекта эти программные продукты делятся на две группы, такие как методы расчета. Тестирование - это процесс, который решает обратную задачу получения максимально допустимых геометрических параметров конструкции на основе геометрии изделия и определения его свойств, таких как его прочность.

Хотя системы CAE обычно доступны на рынке программного обеспечения, специализированные системы обычно являются продуктом самих компаний-потребителей.

Тенденции CAD / CAM / CAE в соотношении использования и важности приведены на рис.1.

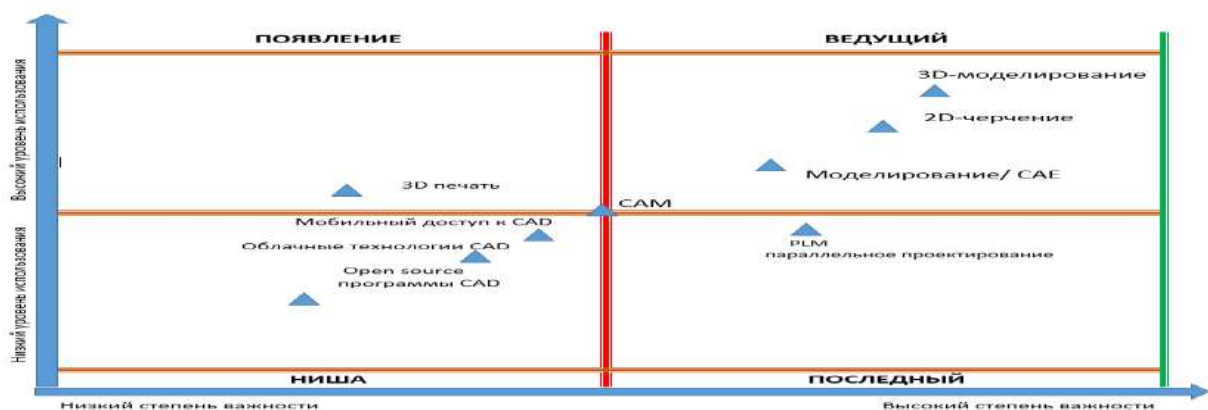


Рис1. Тенденции CAD / CAM / CAE в соотношении использования и важности.

III. Анализ.

Для решения проблем производственных процессов в современном машиностроении требуется профессиональное использование программ проектирования и моделирования, которые необходимы для разработки технологических моделей, адекватных реальным объектам и явлениям. Но сначала для этого модели предварительно настраивают с использованием результатов исследований потоков и параметров внутреннего состояния моделируемого объекта. В этом основными параметрами для настройки моделей и проектов выбирают составы потоков, так как они более чувствительны к отклонениям моделей от реальных характеристик процессов. Качество проектирования и расчета новых технологических объектов зависит во многом от точности имеющейся информации о составе сырья. При этом модели разрабатываемых объектов необходимо настраивать на основании данных об эксплуатации аналогичных действующих объектов.

Именно этот факт в своё время не только в машиностроении, а в целом в промышленности имеет особый характер. При этом для решения вышеизложенных задач стоящих перед производственными процессами и специалистами этих сфер

широко используются наиболее обширно охватывающее весь процесс проектирования, детализация инженерных характеристик, и в конце-концов, инженерную проверку свойств подготавливаемых конструкций и деталей, программные комплексы – автоматизированные системы проектирования.

Мы приведем несколько примеров таких программ, применяемые и в машиностроении Узбекистана и в других странах имеющие развитых отраслей машиностроения.

Начинаем это небольшого объема, но предельно высокоэффективного программного продукта называемым CATIA.

CATIA - это специализированная интерактивная система, которая является одной из наиболее автоматизированных систем проектирования (рисунк 4).

Эта система представляет собой систему современного проектирования (CAD), технологического развития (CAM) и компьютерного инженерного анализа (CAE), которая собирает современные инструменты трехмерного моделирования, подсистемы моделирования технологических процессов, инструменты и инструменты. содержит единую базу графической и текстовой информации.

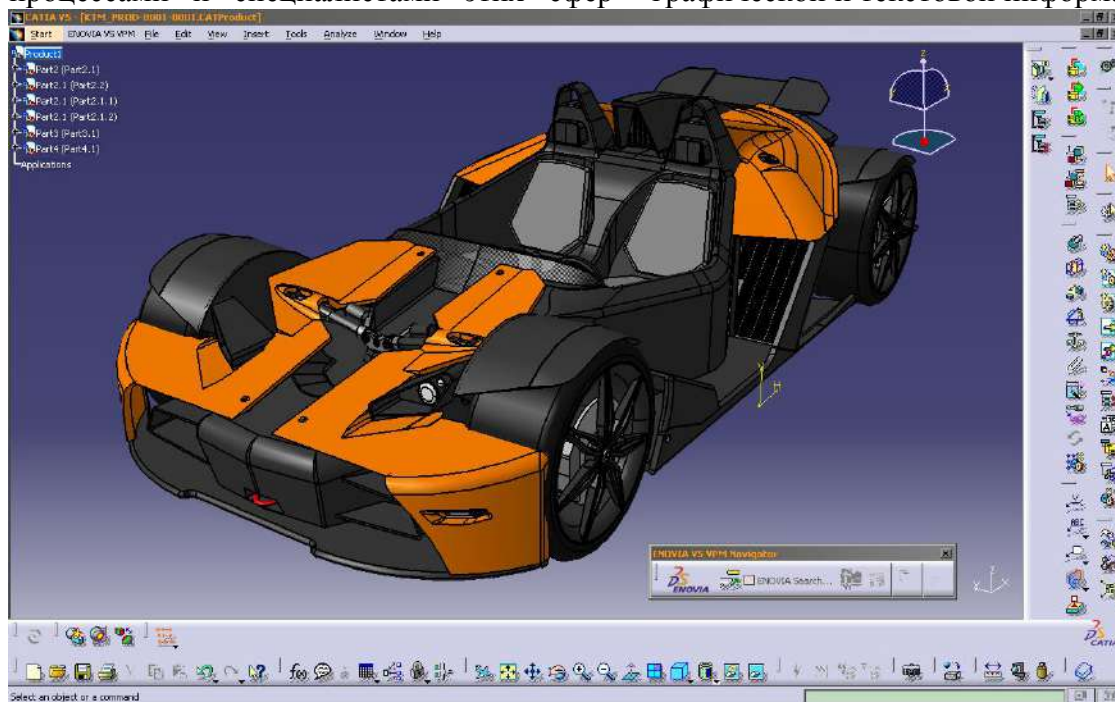


Рис.2. Пример тематического исследования в CATIA

Следующим приложением для этого программный продукт, использующий 2-автоматизации машиностроительного и 3-мерное моделирование (рис. 3).
производства является DesignCAD 3D Max, и

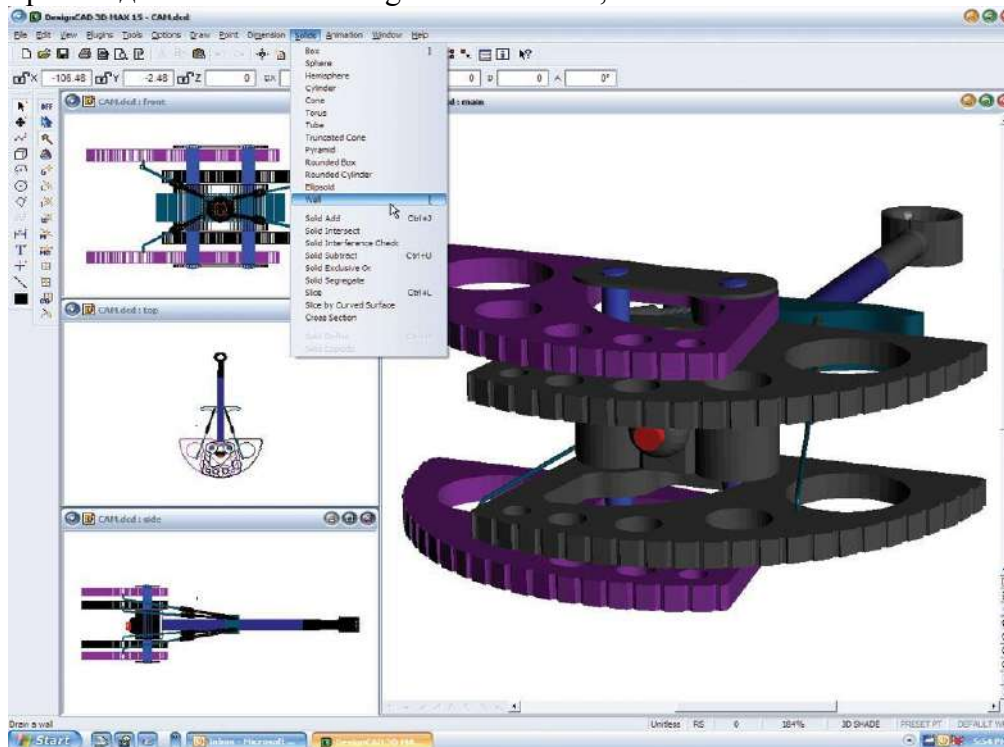


Рис.3. Пример исследования в DesignCAD 3D Max

DesignCAD 3D Max также предоставляет мобильное моделирование и анимацию. Как пользователь, вы можете создавать трехмерные модели объектов, конструкции двигателей, механические детали механических изделий, печатные

электронные схемы и многое другое. Современная версия программного обеспечения IronCAD - это последнее поколение профессиональных систем автоматизированного проектирования (рис 4).

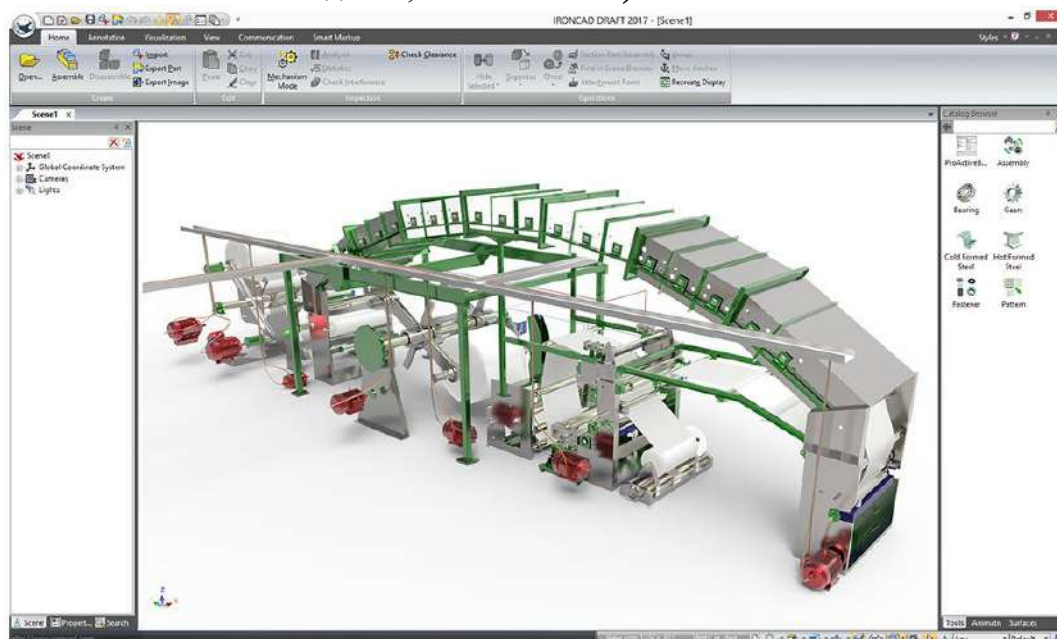


Рис.4. Пример исследования в IronCAD

Эта система, в свою очередь, использующий классические методы представляет собой инструмент, параметрического моделирования и

прямого редактирования. Программный интерфейс IronCAD предоставляет пользователю мощные инструменты рисования. По своим функциональным возможностям программа является конкурентом для T-Flex, AutoCAD, КОМПАС 3D, SolidWorks. Не секрет, что нанотехнологии, в том числе последние

достижения в области развития, развиваются со временем. В инженеринговых компаниях есть также специальные программы, которые поддерживают и редактируют проекты, созданные на разных платформах. Примеры включают NanoCAD.



Рис.5. Примеры системы проектирования в NanoCAD

Новейшая система программного обеспечения NanoCAD имеет интуитивно понятный интерфейс, общую платформу для различных областей и включает в себя все основные базовые инструменты проектирования. Это программное обеспечение является одним из лучших вариантов для переключения на альтернативные системы САПР благодаря непосредственной поддержке самого популярного формата САПР - формата

DWG и других решений систем автоматизированного проектирования.

Другим важным программным инструментом для специалистов по проектированию и дизайну является система T-FLEX CAD. T-FLEX CAD - эффективный инструмент для профессиональной деятельности дизайнера. Он имеет 2D (2-мерный) чертеж, 3D (3-мерный) проект-дизайн.

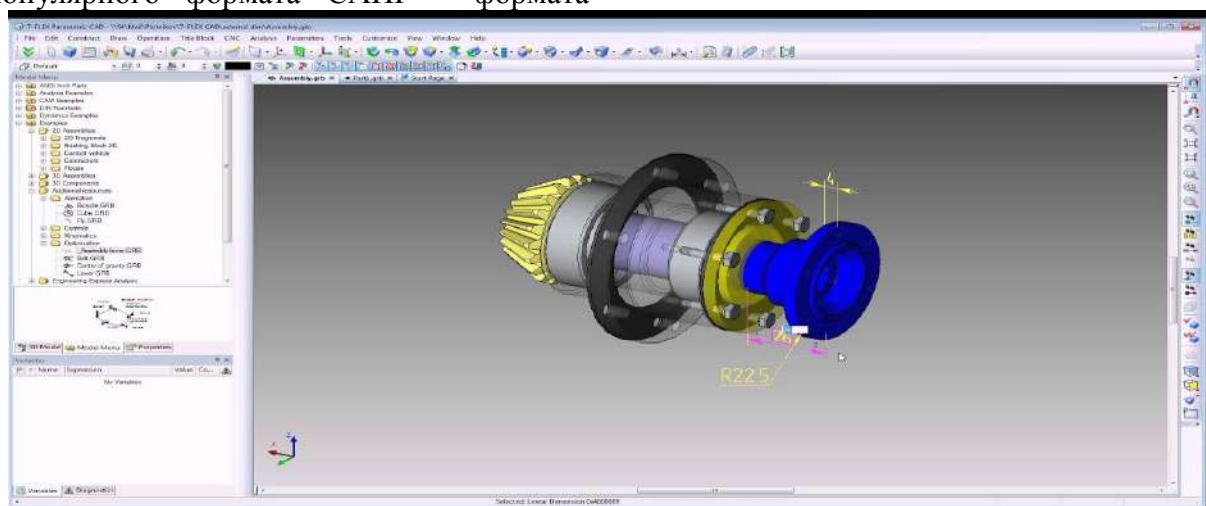


Рис.6. Примеры системы проектирования в T-FLEX CAD.

Эта программа также включает в себя модули динамического и ограниченного анализа элементов. Уникальность программы заключается в том, что она является ведущей в мире системой автоматизированного проектирования с геометрической параметризацией. Более того, эта система является не только простой, но и автоматизированной системой проектирования, инженерного анализа и подготовки продуктов любой сложности и назначения.

Пакет приложений - это инструментальная среда, предназначенная для автоматизации проектирования сложных изделий в машиностроении и других областях.

IV. Выводы и заключение.

Перспективы развития автоматизированных систем проектирования и строительства, используемых сегодня в машиностроении, тесно связаны с соответствующими программами. Цель этой интеграции - установить тесную связь между инженерными расчетами и чертежными программами. Интеграционные процессы позволяют интегрировать все этапы технологических расчетов, моделирования и проектирования в единое информационное пространство в результате автоматизации, что предотвращает длительные циклы разработки «проектирование-дизайн - производство - апробация». Следовательно, компьютерные технологии, как и все другие области, являются важным инструментом в создании современных продуктов и средств в машиностроении. Объекты и продукты быстро и быстро становятся объектами компьютерного моделирования или моделирования. Используется во всех видах машиностроения. В настоящее время компьютерные технологии позволяют использовать не только стандартные программы, но и широкий спектр технологий на всех этапах производства, проектирование специализированных компьютерных сетей, моделирование сетей, подачу и обработку документации по проектированию сетей.

Большинство машиностроительных компаний используют технологии пространственного моделирования, некоторые из которых являются основным инструментом при разработке проектной документации и технологических процессов. В свою очередь, это помогает решить проблемы взаимодействия различных подразделений предприятия, занимающихся производством машиностроительных предприятий.

Список литературы:

- [1] Тулаев Б.Р. Основы автоматизированного проектирования: Системы автоматизированной разработки чертежей: Учебное пособие. – Ташкент: ТашГТУ, 2009. – 104 с.
- [2] Тулаев Б.Р., Елин Е.А., Хакимов Ж.О. Основы автоматизированного проектирования: Материальное и программное обеспечение САПР: Учебное пособие. – ТашГТУ, 2010. – 160 с.
- [3] Тулаев Б.Р., Елин Е.А., Хакимов Ж.О. Основы автоматизированного проектирования: разработка чертежей на компьютере в AutoCAD: Учебное пособие. – Ташкент: ТашГТУ, 2010. – 148 с.
- [4] Каминская Ю.О. Применение современных компьютерных технологий для автоматизации сварочного производства [Электронный ресурс] / Ю. О. Каминская, А. В. Авилов // 18-я межвузовская научно-практическая конференция студентов и молодых ученых г. Волжского (23–24 мая 2012 г.).
- [5] Россоловский А. В. AutoCAD. Настольная книга пользователя: учебное пособие. – М.: Нолидж, 2000. – 928 с.
- [6] Черепашков А. А. Компьютерные технологии, моделирование и автоматизированные системы в машиностроении: учеб. для студ. высш. учеб. завед. / А. А. Черепашков, Н.В. Носов. – Волгоград.: Ин-Фолио, 2009. – 234 с.
- [7] Расулова, Т. П., Жамолдинов, С. Х., & Атаханов, К. (2020). Основы функционирования и эффективность внедрения систем мониторинга транспорта UzGPS в Узбекистане. *Universum: технические науки*, (7-1 (76)), 18-22.
- [8] Эркин, К., Жамолдинов, С. Х., & Бурунов, Б. А. У. (2018). Результаты внедрения современных информационных продуктов в сфере пассажирского транспорта. *Universum: технические науки*, (2 (47)), 5-8.
- [9] Jamoldinov S. Axborot mahsulotlari baholarining belgilanish xususiyatlari. "Mashinasozlik" ilmiy-texnika jurnali. №1, 2023 yil. 222-228.
- [10] АСКОН – комплексные решения для автоматизации инженерной деятельности и управления производством [Электронный ресурс]. – URL: <http://www.ascon.ru>.

Правила оформления статьи

1. В начале статьи указывается номер по Универсальной десятичной классификации (УДК). Далее приводятся (каждый раз с новой строки):

1) название статьи (строчными буквами, например: Диффузионные параметры атомов 3d переходных элементов в кремнии);

2) фамилия, имя и отчество автора (-ов);

3) краткая аннотация на узбекском и русском языках (450–500 знаков с пробелами), аннотация выделяется курсивом и отделяется от текста статьи пропуском строки;

4) ключевые слова (5–10).

2. Текст статьи набирается шрифтами Times New Roman, размер шрифта – 14 кеглей, межстрочный интервал – одинарный, поля – сверху и снизу 2 см, слева 3 см, справа 1,5 см; абзацный отступ – 1,25 см. с электронной версией (на флешке или компакт-диске). В названии файла указываются фамилия и специальность автора, например: *Физика_Бакиров*.

При использовании дополнительных шрифтов при наборе статьи такие шрифты должны быть представлены в редакцию в авторской электронной папке.

3. Объем статьи (включая рисунки, таблицы и диаграммы) составляет не менее 8 полных страниц (аннотации, ключевые слова и список литературы не входят в этот объем). Оптимальным для журнала является объем в 8–10 страниц.

4. Если в статью включены таблицы, схемы, диаграммы, различные графические обозначения, они должны быть нарисованы черным по белому, четко и ярко описаны, должно быть написано полное объяснение сокращений.

Все рисунки публикуются только в черно-белой гамме, полноцветные иллюстрации будут доступны только в электронной версии статьи.

Формулы необходимо вводить в текст в специальных компьютерных программах.

5. Ссылки на использованные источники приводятся после цитаты в квадратных скобках с указанием порядкового номера источника цитирования и страницы, например [1. С. 25]. Список литературы располагается после текста статьи, нумеруется (начиная с первого номера), предваряется словом «Литература» и оформляется в порядке упоминания или цитирования в тексте статьи (не в алфавитном порядке). Под одним номером допустимо указывать только один источник. Примечания оформляются в виде постраничных сносок.

Для книг, сборников, монографий указываются имена авторов, полное название источника, индекс издания (город, издатель и год издания), общее количество страниц. Для журнальных статей и других периодических изданий указываются имя автора, название статьи, название журнала, год и номер, номер страницы.

К статье прилагается информация об авторах:

- фамилия, имя, отчество (полностью);
- ученая степень (при наличии);
- место работы, отдел, должность (без сокращений);
- электронный адрес;
- номер телефона.

Английский блок, прилагаемый к статье, включает:

1) перевод на английский язык названия статьи,

2) английский вариант фамилии, имени и отчества автора, перевод названия его организации на английский язык, например: Anvar H. Bakirov, Andijan State University, Andijan, 170100, str. University, 129 (Uzbekistan). E-mail: agsu_info@edu.uz

3) перевод на английский язык ключевых слов;

4) автореферат (расширенную аннотацию) статьи на английском языке (2500 – 3000 знаков с пробелами) и исходный текст автореферата на языке статьи (узбекском / русском).

Важно, чтобы автореферат (расширенная аннотация) был структурирован в соответствии с жанром: какую проблему решает автор (цель статьи), на каком материале, какими методами, ход исследования, выводы, к которым автор пришел (или которые доказал). Все эти моменты должны быть последовательно и логично изложены. Автореферат статьи не должен содержать излишнего теоретизирования, а, наоборот, отражать сущностные моменты проведенного исследования.

5) английский вариант списка литературы (References). В списке сначала дается транслитерация ФИО автора, названия источника и его выходных данных. Далее в квадратных скобках перевод названия источника на английский язык. References должен быть оформлен в соответствии со стандартом АПА-2010.

