O‘ZBEKISTON RESPUBLIKASI

OLIY TA’LIM, FAN VA INNOVATSIYALAR VAZIRLIGI

NAMANGAN DAVLAT UNIVERSITETI

“YARIMO‘TKAZGICHLAR

FIZIKASI VA ULAR ASOSIDAGI QURILMALARNING

ZAMONAVIY MUAMMOLARI”

MAVZUSIDAGI

RESPUBLIKA ILMIY-AMALIY ANJUMANI

TO’PLAMI

1-SHO‘BA: YARIMO‘TKAZGICHLARDA FOTOELEKTRIK HODISALAR

Namangan, 2023-yil.

QO’MITA A’ZOLARI

B.S. Yuldashev	**Rais, akademik, O’zR Fanlar Akademiyasi prezidenti**
I.Y. Abduraxmonov	**Rais o’rinbosari, O’zR Oliy ta’lim, Fan va Innovatsiyalar vaziri**
S.T. Turg’unov	**rektor. prof.(NamDU)**
O.O. Mamatkarimov	**rektor. prof.(NamMTI)**
Sh.T. Ergashev	**rektor. prof.(NamMQI)**
S.A. Baxramov	**akademik (O’zR FA PLTI)**
S.Z. Zaynobiddinov	**akademik (AndDU)**
A.T. Mamadalimov	**akademik (O’zMU)**
R.A. Muminov	**akademik (O’zR FA FTI)**
X.K. Olimov	**f.-m. f.d., prof. (O’zR FA FTI)**
I.A. Sadiqov	**f.-m.-f.d., prof. (O’zR FA IYaF)**
X.B. Ashurov	**f.-m. f.d., prof. (O’zR FA PLTI)**
G. Gulyamov	**f.-m. f.d., prof.(NamQI)**
R.Ya. Rasulov	**f.-m. f.d., prof. (FarDU)**
P.N. Usmanov	**f.-m. f.d., prof.(NamMTI)**
I.N. Karimov	**f.-m. f.d., prof. (AndDU)**
U.M. Turdaliev	**f.-m. f.d., prof. (AndDU)**
N.F. Zikrillaev	**f.-m. f.d., prof. (TDTU)**
R. Ikramov	**f.-m. f.d., prof. (NamMTI)**
SH.K. Nematov	**f.-m. f.d., prof. (TDTU)**
E.Z. Imamov	**f.-m. f.d., prof. (TATU)**
M.G’. Dadamirzayev	**f.-m. f.d., dots. (NamMQI)**
N. Shariboyev	**f.-m. f.d., dots. (NamMTI)**
U. Erkaboyev	**f.-m. f.d., dots. (NamMTI)**
B.T. Abdulazizov	**f.-m. f.d., dots. (NamDU)**
G’.B. Eshonqulov	**PhD, dots. (O’zMU)**
Q. Umarov	**f.-m. f.d., dots. (НамMTI)**
U.T. Kurbanov	**f.-m. f.d., (O’zRFAYFI)**
Y.V. Yavidov	**f.-m. f.d., prof. (QDPI)**
K.A. Ismaylov	**f.-m. f.d., prof. (QDU)**
H. Qo’chqorov	**f.-m. f.n., dots. (NamDU)**
P. Baymatov	**f.-m. f.n., dots. (NamDU)**
A. Po’latov	**f.-m. f.n., dots. (NamDU)**
U. Boboho’jayev	**f.-m. f.n., dots. (NamDU)**
H. Abdullayev	**f.-m. f.n., dots. (NamMTI)**
X. Mavlyanov	**f.-m. f.n., dots. (NamDU)**
A. Xolmirzayev	**f.-m. f.n., dots. (NamDU)**
I. Zohidov	**f.-m. f.n., dots. (NamDU)**
M. Ergasheva	**f.-m. f.n., dots. (NamDU)**
A. Mamadjonov	**f.-m. f.n. (NamMTI)**
M. Nuriddinova	**f.-m. f.n. (NamMTI)**
S. Boydedayev	**f.-m. F.n. (NamMQI)**
A. Nabiyev	**PhD, dots. (NamDU)**
R. Jalalov	**PhD, dots. (NamDU)**
O. Ismanova	**PhD, dots. (NamDU)**

Sh. Inoyatov	**PhD (NamDU)**
M. Imomov	**PhD (NamDU)**
B. Qo’chqarov	**PhD (NamMTI)**
D. Alijonov	**PhD (NamDU)**
A. Davlatov	**PhD (NamDU)**
O. Yunusov	**O’qituvchi (NamDU)**
A. Karimov	**O’qituvchi (NamDU)**
U. Turdaliyev	**O’qituvchi (NamDU)**
M. Usmanov	**O’qituvchi (NamDU)**
I. Voxobjonov	**O’qituvchi (NamDU)**

TASHKILIY QO‘MITA

1. S.T. Turg‘unov – Namangan davlat universiteti rektori, p.f.d., professor;
2. Sh.N. Ataxanov - Namangan davlat universiteti Ilmiy ishlar va Innovatsiyal bo’yicha prorektor;
3. M. Dadamirzayev – Namangan muhandislik qurilish instituti, f.-m. f. (DSc), dotsent
O.T. Ismanova – Namangan davlat universiteti, Fizika fakulteti dekani, f.-m.f.(PhD), dotsent;
4. B.T. Abdulazizov – Namangan davlat universiteti Fizika kafedrasi mudiri, f.-m.f. (DSc), professor v.b.;
5. Sh.T. Inoyatov– Namangan davlat universiteti Fizika o‘qitish metodikasi kafedrasi mudiri, f.-m.f (PhD);
6. S.R. Boydedayev– Namangan muhandislik qurilish instituti, f.-m. f.n., dotsent
7. P.N. Usmanov– Namangan muhandislik texnologiyalar instituti f.-m. f.d., prof.;
8. A.A. Xolmirzayev– Namangan davlat univesiteti f.-m.f.n., dotsent;
9. U.S. Boboxo‘jayev – Namangan davlat univesiteti f.-m.f.n., dotsent;
10. X.O. Qo‘chqorov - Namangan davlat univesiteti f.-m.f.n., dotsent;
11. I.O. Zoxidov - Namangan davlat univesiteti p.f.n., dotsent;
12. M.A. Ergasheva - Namangan davlat univesiteti f.-m.f.n., dotsent;
14. A.A. Po‘latov - Namangan davlat univesiteti f.-m.f.n., dotsent;
15. P.J. Boymatov - Namangan davlat univesiteti f.-m.f.n., dotsent;
16. A.B. Nabiyev - Namangan davlat univesiteti f.-m.f.(PhD), dotsent;
17. A.B. Davlatov - Namangan davlat univesiteti f.-m.f.(PhD), katta o‘qituvchi;
18. D.A. Alijanov - Namangan davlat univesiteti p.f. (PhD) , katta o‘qituvchi;
19. N. Xolboyeva - Namangan davlat univesiteti, katta o‘qituvchi;
20. J. Soyipov - Namangan davlat univesiteti, o‘qituvchi;
21. J. Qalandarov - Namangan davlat univesiteti, o‘qituvchi;
22. O. Yunusov - Namangan davlat univesiteti, o‘qituvchi;
23. S. To’raboyev - Namangan davlat univesiteti, o‘qituvchi;
24. A. Karimov - Namangan davlat univesiteti, o‘qituvchi;
25. U. Turdaliyev - Namangan davlat univesiteti, o‘qituvchi;
26. M. Usmanov. - Namangan davlat univesiteti, o‘qituvchi;
27. I. Voxobjonov - Namangan davlat univesiteti, o‘qituvchi;
28. N. Mavlonova - Namangan davlat univesiteti, o‘qituvchi.

Sho’ba raisi: dots. **X.O. Qo‘chqorov**

Sho’ba kotibi: dots. **A.B. Nabiyev**

KREMNIYLI FOTOELEKTRIK p-n-STRUKTURALARGA TEMPERATURANING TA’SIRI

J. Ziyoitdinov, SH. Tadjibaeva, U. Karimberdiev, M. Abduqaxxorova
Andijon davlat universiteti

Energiya manbalariga bo’lgan talabning doimiy o’sishi va global ekologik muammolarning keskinlashishi qayta tiklanuvchi energiya manbalarini jadal qo’llashni kengaytirishni talab qilmoqda. Fotoelektrik energiya o’zgartirgichlar eng istiqbolli va ekologik toza qayta tiklanuvchi energiya manbalari hisoblanadi. Kremniyli quyosh elementlarilarining samaradorligi bevosita yoritilganlik darajasi va atrof muxit temperaturasiga bog’liq. Har bir quyosh elementidan ko’proq energiya fotoelektrik energiya ishlab chiqarish uchun kontsentratorning katta yuzasdan quyosh elementlarining kichik yuzasiga quyosh nurlanishi kontsentratsiyasi yordamida yoritilganlik darjasini oshirish talab etiladi. Bunday usul qimmatbaho quyosh elementlarilarining yuzasini qisqartirishga imkon beradi. Lekin bunda quyosh elementlari temperaturasining sezilarli oshishi va ularning samaradorligi kamayishi kuzatiladi. SHuning uchun quyosh elementlarining asosiy fotoelektrik parametrlariga temperatura ta’sirini o’rganish dolzarb muammo hisoblanadi.

Ushbu ishda “PVLighthouse” dasturiy tizimi yordamida olingan kremniydagi zaryad tashuvchilarning asosiy kinetik parametrlariga temperaturaning ta’sirini o’rganish natijalari keltirilgan va muhokama qilingan. Yarimo’tkazgichli kremniyning boshlang’ich parametrlarini tanlash uchun samarali quyosh elementlari ishlab chiqarishga mos parametrlar talablari mezonlariga asoslanilgan. Legirlash darajasi ($10^{14} \div 10^{18}$) sm^{-3} oralig’ida tanlangan va temperatura (250 ÷ 350) K oralig’ida o’zgartirilgan.

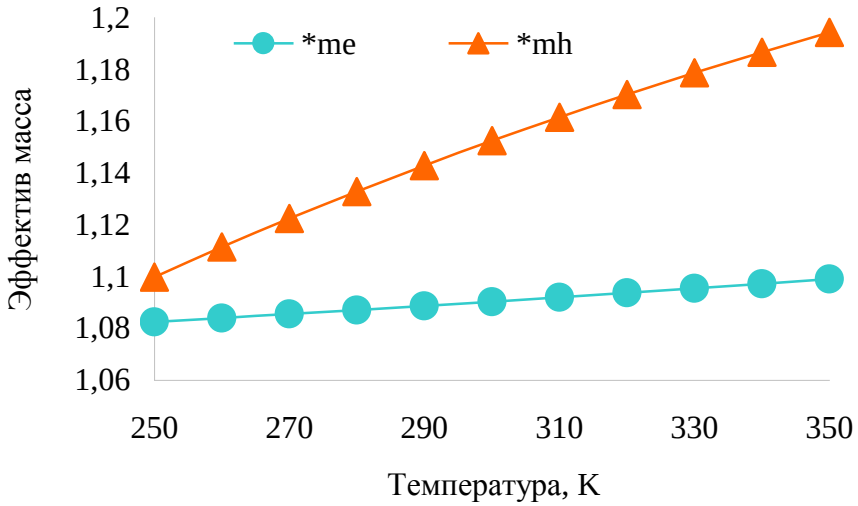
Birlamchi natijalar sifatida zaryad tashuvchilarlarning monokristall kremniydagi kinetik parametrlari: kontsentratsiyalar, diffuziya koeffitsienti, diffuziya uzunligi, harakatchanligi, asosiy va asosiy bo’lmagan ZTlarning yashash vaqtlari hamda elektr o’tkazuvchanligi, taqiqlangan zona kengligining legirlash darajasi yoki asosiy zaryad tashuvchilarkontsentratsiyasiga nisbatan o’zgarishi kabi bog’liqliklar olingan. Ko’rsatilgan parametrlarning temperatura va zaryad tashuvchilar kontsentratsiyasiga bog’liq nomogrammalari qurilgan. Olingan natijalar quyidagicha xulosa qilishga imkon berdi: 1) n-tipli va p-tipli kremniy uchun elektronlarning harakatchanligi kovaklardan 2,8-3 marta yuqori; 2) n-tipli va p-tipli kremniy uchun asosiy va asosiy bo’lmagan zaryad tashuvchilarlarning harakatchanligi temperatura ortishi bilan kamayadi; 3) asosiy zaryad tashuvchilarlar kontsentratsiyasining ortishi bilan ularning temperatura o’zgarishlariga sezgirligi kamayadi. Elektronlar va kovaklar uchun hisoblashda ham kremniy taqiqlangan zonasi kengligining temperaturaga bog’liq o’zgarishi bir xil ekanligini ko’rish mumkin.

Agar zaryad tashuvchilarning kinetik parametrlari to’plami ko’rib chiqilsa, temperaturaning zaryad tashuvchilarning effektiv massasiga ta’siri o’rganilmaganligini ta’kidlash mumkin. Zaryad uzatish modelida elektronlar va kovaklarning tok zichligi ularning effektiv massasining fazoviy o’zgarishi bilan aniqlanadi. Biroq, "*PVlighthouse*" dasturiy ta’minot tizimida bunday hisoblash usuli hisobga olinmagan. SHu bilan birga kremniydagi effektiv massaning (elektronlar va kovaklar uchun hisoblangan) temperaturaga bog’liq o’zgarishini ADU qayta tiklanuvchi energiya manbalari laboratoriyasi xodimlari tomonidan ishlab chiqilgan yangi dasturiy tizim yordamida o’rganish mumkin. Ushbu hisob-kitobning dastlabki natijalari 1-rasmda ko’rsatilgan. Bunda elektronlarning effektiv massasi emitter qatlamga tegishli (n-tipda, 10^{17} sm^{-3} kontsentratsiyada) va kovaklarning effektiv massasi asosiy qatlamga tegishli (p-tipda 10^{15} sm^{-3} kontsentratsiyada). Zarrachaning effektiv massasi

zarracha kristall potentsialining davriy sohasida harakatlanganda paydo bo’ladigan dinamik massasidir. Effektiv massa ifodasini quyidagicha tasvirlash mumkin:

$$m_{n,p} = \hbar^2(d^2E/dk^2)\text{-}1, \quad (4)$$

bu yerda $\hbar$ – Plank domiysi, k – to’lqin vektori, E – elektr maydon kuchlanganligi.



1-rasm. n-tipli kremniy (donor-fosfor) da effektiv massaning (elektronlar va kovaklar uchun) temperaturaga bog’liqligi.

Shunday qilib, birinchi marta kremniy strukturalarining emitter va asosiy qatlamlaridagi elektron va kovaklarning effektiv massasining bog’liqliklari aniqlandi, ularning o’zaro munosabati yarimo’tkazgichlar fizikasi nazariyasi doirasida talqin qilinadi.

“Sentaurus” tizimi yordamida kremniyli p-n-strukturalarining xarakteristikalariga temperaturaning ta’sirini hisoblash natijalari qiziqish uyg’otadi. Kremniyli quyosh elementlarilarining temperatura xususiyatlarini o’rganishda *250÷350 K* temperatura oralig’i ko’rib chiqildi, bu yer usti va kosmik qo’llanishlar uchun katta amaliy ahamiyatga ega. Bu ishda aniqlangan kremniyli strukturalarning asosiy fotoelektrik parametrlarining termik koeffitsientlarini tajriba ma’lumotlari bilan taqqoslash ularning qoniqarli muvofiqligini ko’rsatadi.

ADABIYOTLAR

1. R.Aliev, J.Ziyaitdinov, N.Yuldasheva, M.Nosirov Stabilizatsiya vысokoy effektivnosti kremnievых solnechnых elementov vnedreniem nanochastits nekotorых metallov. // Materialы Rossiysko – Uzbekskogo mejdunarodnogo nauchno-metodicheskogo seminara «Vozobnovlyaemые istochniki energii i ustoychivaya okrujayuщaya sreda», Voronej, 15-22 okt., 2019 g. Andijan, S. 118-124.

2. J.J.Gulomov, J.N.Ziyoitdinov, I.M.Madaminova Modeling the temperature influence on silicon bases solar cells by Sentaurus TCAD. // “Molodoy uchyonыy” (“Young Scientist”). Rossiya. 2020, CHastь I, № 17, S. 1-4. .[№18 Ulrich’s Periodicals Directory].

ОПТОЭЛЕКТРОННОЕ УСТРОЙСТВО КОНТРОЛЯ ВЛАЖНОСТИ ХЛОПКА–СЫРЦА

Г. Кулдашов[1], Ж. Болтабоев[2].
Национальный научно-исследовательский институт возобновляемых источников энергии.
НИИ Физики полупроводников и микроэлектроники.
Email: kuldashov.abbos@mail.ru

В течение последних десятилетий повышению качества продуктов, получаемых из хлопка-сырца, организацию его хранения и соблюдения оптимальных режимов технологии переработки на всех этапах предъявляются большое требование. Качество выпускаемой продукции из хлопка - сырца является ее основной характеристикой, а также наиболее эффективным средством удовлетворения растущих запросов потребителей. Входной контроль поступающего на предприятия хлопкового сырья имеет особую актуальность для обеспечения качества и конкурентоспособности текстильных изделий, поскольку сырье является неотъемлемой частью готовой продукции, а стоимость волокна занимает значительную долю в ее себестоимости. Правильное складирование и выбор технологической переработки зависят от качественных показателей хлопка-сырца, а именно, его влажности, сортное, селекционной разновидности. Ненадлежащий контроль этих параметров приводит к не желаемым последствиям, а повышение качество материалов, получаемых из хлопка сырца возможно при правильной организации его хранения и соблюдения оптимальных режимов технологии переработки на всех этапах.

В мировой торговли хлопковое волокно является важнейшим стратегическим товаром, анализ существующих стандартных методов определения влажности, засоренности, сорта хлопка-сырца показал, что основным их недостатком является низкая экспрессность и невозможность автоматизации контроля параметров хлопка-сырца при его приемке. Применяемые в настоящее время методы и приборы контроля качественных показателей хлопка-сырца не отвечают требованиям экспрессности, хотя и обладают необходимой точностью измерений малых пробах.

В Республике Узбекистан одно из важнейших мест в экономике занимает хлопководство и связанная с ним перерабатывающая промышленность. В результате осуществляемых правительством масштабных экономических реформ, в том числе по модернизации и техническому перевооружению отраслей, кардинально изменился подход к выращиванию, переработке хлопка-сырца и производству из него волокна, отвечающего высоким международным стандартам. Увеличение производства и ускорение темпов переработки хлопка предъявляют все более высокие требования, как к технологическому оборудованию, так и к прибором контроля качественных показателей сырья, полуфабрикатов, и готовой продукции. Поэтому разработка устройств контроля качества хлопка-сырца, основанных на современных методах измерения, является актуальной задачей.

В настоящее время имеется целый ряд методов и устройств для контроля качества хлопка- сырца. Однако они не обеспечивают необходимой точностью и чувствительности измерений. Необходимы новые методы и устройства, в том числе приборы контроля качества хлопка-сырца, отвечающие требованиям экспрессности. Известные кондуктометрические, диэлькометрические и СВЧ методы не обеспечивают необходимой точностью и чувствительности измерений. Влажность являются характеризующим показателем качества хлопка-сырца, влияющим на его товарную и

технологическую ценность. Для контроля влажности хлопка – сырца наибольший интерес представляют инфракрасные (ИК) фотометрические приборы, в основу которых положено измерение избирательного поглощения влагой ИК - излучения определенной длины волны, либо отраженного поверхностью исследуемого вещества или материала, либо проходящего через вещество. Для создания ИК влагомеров наиболее перспективна ближняя ИК область 0,8...6,1 мкм, в которой влага имеет ряд полос поглощения разной интенсивности [1].

Хлопок – сырец обладает определенной гигроскопичностью и, следовательно, поглощают влагу из внешней среды. Из спектральных характеристик, показанных на рис.1, следует, что при различных значениях влажности изменяется наклон спектральных характеристик.

Анализ спектральных характеристик показал, что полосы поглощения лежат в пределах 0,76...0,97 и 1,19...1,94 мкм [2].

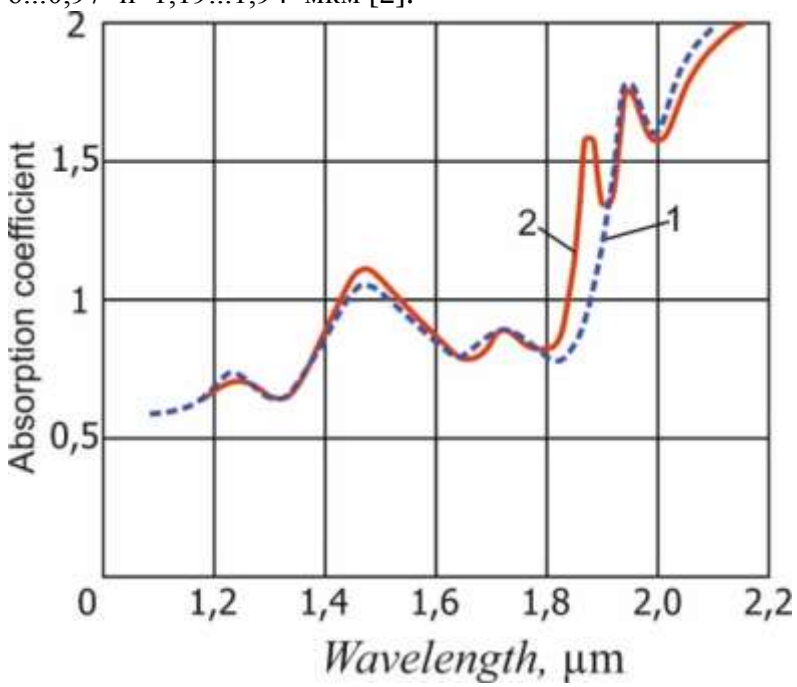


Рис.1. Спектральные характеристики сухого (1) и влажного (2) хлопка - сырца

В спектральном диапазоне 1,9…2,1 мкм существуют линии поглощения паров воды. Предложено оптоэлектронное устройство для контроля влажности хлопка – сырца, в нем в качестве опорного канала использованы светодиоды со спектрами излучения 2,2 мкм, а в качестве измерительного канал светодиоды со спектрами излучения 1,94 мкм.

На рис.2 приведена блок схема оптоэлектронного двухволнового устройства, где 3Г-задающий генератор, РИ- делитель импульсов, ЭК1, ЭК2 – первый и второй экстр ключи, ИД1, ИД1-излучающий диод на опорной длине волне, ИД2 излучающий диод на измерительной длине волны, КО- контролируемый объект, ФП-фотоприёмник, МШ- малошумящий усилитель, УН- усилитель напряжения, АК-аналоговый коммутатор.

Характерными особенностями устройства для контроля влажности хлопка - сырца является высокая избирательность, чувствительность, точность и воспроизводимость измерений, а также возможность непрерывного неразрушающего контроля и экспрессность анализа.

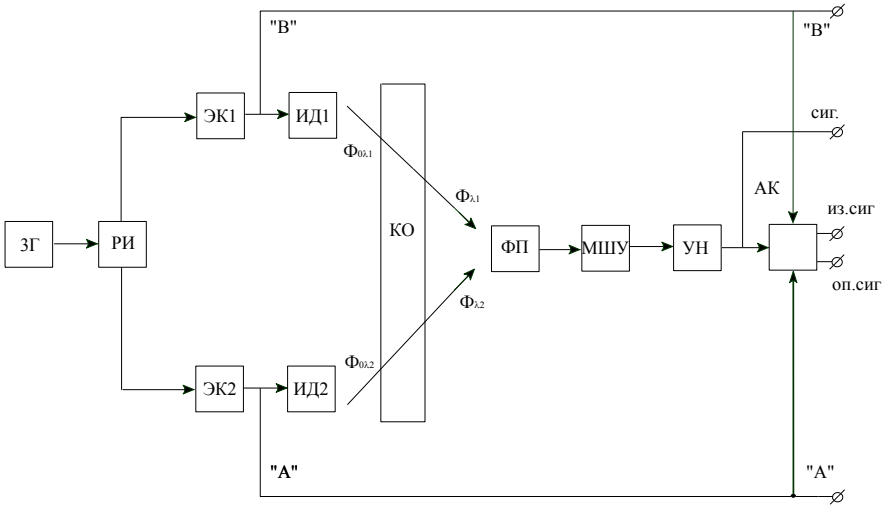


Рис.2. Блок схема оптоэлектронного устройства для контроля качества волокнистых материалов

Литература

1. Демьянченко М.А. Поглощение инфракрасного излучения в многослойной болометрической структуре с тонким металлическим поглотителем // Оптический журнал. 2017. Том 84. С. 48 – 56.
2. Кулдашов О.Х., Мамарозиков Ф.Д., Кулдашов Г.О., Муминов Ж. Оптоэлектронное устройства для контроля влажности хлопка сырца // Приборы. 2018. № 12(122). С.15-20.

LOYIHA ISHLARINI TASHKIL ETISH METODIKASI

Sh.R. Qo‘qonboyeva
Qo‘qon davlat pedagogika instituti

.

Ma’lumki, bugungi kunda butun dunyoda barcha sohalarda keng miqyosda islohotlar amalga oshirilmoqda. Bunga mos ravishda respublikamizda ham barcha sohalarda, jumladan ta’lim tizimida ham o‘zgarishlar yuz bermoqda.

Taraqqiyot strategiyasida belgilangan vazifalarga muvofiq aholi turmush darajasini yanada yuksaltirish, ta’lim sifatini ilg‘or xalqaro standartlarga muvofiqlashtirish, barqaror iqtisodiy o‘sishga erishish va qashshoqlikni kamaytirish borasidagi islohotlarimizni yangi bosqichga olib chiqish maqsadida Yangi O‘zbekistonning 2022-2026 yillarga mo‘ljallangan loyihasi va O‘zbekiston Respublikasi Prezidentining Oliy Majlisga va O‘zbekiston xalqiga Murojaatnomasida “Insonga e’tibor va sifatli ta’lim yili”da amalga oshirishga oid Davlat dasturida “2023/2024 o‘quv yilidan boshlab umumiy o‘rta ta’lim muassasalarida o‘quvchilarni umuminsoniy va milliy qadriyatlar, vatanparvarlik ruhida tarbiyalash, shuningdek, ularda muloqot qilish, tanqidiy va ijodiy fikrlash, jamoada ishlash qobiliyati, tadqiqot qobiliyatlarini rivojlantirishga qaratilgan ta’lim dasturlarini bosqichma-bosqich joriy etish” muhim vazifa etib belgilandi.

Umumta’lim maktablarida tarixda ilk bor respublikamizda o‘z ichiga biologiya, geografiya, fizika va astronomiya, kimyo, matematika o‘quv fanlarini qamrab olgan va ushbu fanlarning o‘zaro integrasiyasini ta’minlaydigan “Tabiiy fanlar” darsligi yaratildi va amaliyotga joriy etildi..

O‘quvchilar “Tabiiy fanlar” ni olamni yaxlit, ajralmas, bir butun anglagan holda o‘rganadilar. Bundan tashqari ularda tabiat hodisalarini tasvirlash, bashorat qilish va tushunish,tadqiqotchilik ko‘nikmalari ham rivojlanib boradi.

Umumiy o‘rta ta’lim maktablarining 6-sinf o‘quvchilari uchun “Tabiiy fanlar” darsligida jami 12 ta bob, 86 ta mavzu berilgan bo‘lib, ushbu mavzulardan 61 ta nazariy mashg‘ulot, 20 ta amaliy mashg‘ulot, 5 ta lohiya ishi keltirilgan.

Loyiha ishlari mavzulari quyidagilardan iborat:

1. Biosfera modelini yasash
2. Novvot tayyorlash texnologiyasi
3. Toza ichimlik suvni olish
4. Oy holatini kuzatish.
5. . Energiyani tejash.

Loyiha ishlarini bajarishda o‘quvchi o‘zini kichik tadqqotchiday his qilib, tajribani bajaradi va o‘zlashtiradi, natijada tadqiqotchilik ko‘nikmalari ham rivojlanadi. Albatta o‘quvchilar loyiha ishlarini bajarishlarida rejalashtirish, tashkillashtirish, nazorat, tahlil qilish va vazifani bajarish natijalarini baholashda ishtirok etishlariga ko‘maklashish, muammoni, faraz, vazifalarni ifodalashda yordam berish va boshqarish o‘qituvchi tomonidan amalga oshiriladi. Tabiiy fanlarda loyiha ishlari fanlararo bo‘ladi. Loyihalash ikki usulda - shaxsiy va guruhiy asosda amalga oshiriladi. Loyihaning ishlarini bajarish davomida g‘oyalarni tug‘ilishidan to ularni bajarishni yakunigacha tadqiqotchilik, baholash, mustaqil fikrlash, mustaqil qarorlar chiqarish, taqdimot qilish shakllantirish kabi jarayonlar amalga oshiriladi.

6-sinf “Tabiiy fanlar” darsligida keltirib o‘tilgan “Biosfera modelini yasash” loyiha ishini ko‘rib chiqaylik.

Loyiha ishini bajarish jarayonida o‘quvchilarda tadqiqotchilik, ijodiy, o‘yin, axborot izlanish faoliyatlarini qamrab olinadi.

Loyiha ishlarini olib borishda albattta o‘qituvchi bu yerda boshqaruvchi vazifasini bajaradi. Loyiha ishini bajarish bosqichlari belgilab olinadi:

1. Tayyorlov bosqichi
2. Amalga oshirish bosqichi
3. Tahliliy bosqich

Dastlab, tayyorlov bosqichida quyidagilar belgilab olinadi:

Loyiha ishi mavzusi: Biosfera modelini yasash

Nazariy ma’lumot: Biosfera – Yer sayyorasining tirik organizmlar yashaydigan qobig‘i. Odam, o‘simlik, hayvon, zamburug‘, bakteriyalar biosferaning tirik qismini, tosh, tuproq, suv va atmosferadagi gazlar biosferaning notirik qismini tashkil etadi. Biosferaning tirik va notirik qismlari bir-biriga ta’sir ko‘rsatadi. Tog‘ jinslari yemirilishi hamda tirik organizmlar faoliyati natijasida tuproq hosil bo‘ladi. Tuproqdagi suv va minerallar o‘simliklar tomonidan o‘zlashtirilib va fotosintez jarayonida organik moddalar hosil bo‘lishiga sarflanadi. O‘simliklarni o‘txo‘r hayvonlar, ularni esa yirtqich hayvonlar iste’mol qiladi. Tirik organizm qoldiqlari tuproqdagi mikroorganizmlar yordamida parchalanib, minerallarga aylantiriladi. Minerallar o‘simliklar tomonidan o‘zlashtiriladi. Shu tarzda biosferada moddalar davriy aylanishi sodir bo‘ladi. Ko‘plab zavod va fabrikalarning qurilishi, o‘rmonlarning kesilishi, suv yo‘llarining to‘silishi atrof-muhitga o‘z ta’sirini o‘tkazadi. Agar tabiatni muhofaza qilmasak, suv va havo ifloslanadi, bu esa biosferaga salbiy ta’sir qiladi.

Loyiha ishining dolzarbligi: Ko‘plab zavod va fabrikalarning qurilishi, o‘rmonlarning kesilishi, suv yo‘llarining to‘silishi atrof-muhitga o‘z ta’sirini o‘tkazadi. Agar tabiatni muhofaza qilmasak, suv va havo ifloslanadi, bu esa biosferaga salbiy ta’sir qiladi.

Loyiha ishining maqsadi: biosferani modellashtirish orqali o‘rganish.

Loyiha ishining predmeti: shisha idish, shag‘al, qum, tuproq, bioo‘g‘it, sekin o‘suvchi o‘simliklar, suvpurkagich

Loyiha ishining ob’yekti: biosfera modeli

Loyiha ishining vazifalari: biosfera modelini yasash jarayonida tabiat qonunlarini o‘rganish, ulardan inson manfaatlari yo‘lida oqilona foydalanish va tabiatni muhofaza qilishga yordam berish.

Loyiha ishini bajarish metodlari: kuzatish, tajriba o‘tkazish, modellashtirish.

Loyiha ishini amalga oshirish bosqichida quyidagi ishlar amalga oshiriladi:

Loyiha ishini bajarish tartibi:

1. Idish tubiga qum, uning ustiga shag‘al soling.
2. Tuproq, bioo‘g‘itni ketma-ket qatlam hosil qilib joylashtiring.
3. Tuproqqa turli o‘simliklarni ekib, kompozitsiya yarating va unga suv purkang.
4. Biosfera modelini yasashda tosh, turli xil daraxt shoxchalaridan bezak sifatida foydalaning.
5. Biosfera modeli uzoq vaqt turishi uchun uni parvarish qiling.

Loyiha ishining taqdimoti: guruh a’zolari o‘rtasida vazifalarni aniqlanadi, ommaviy taqdimot, loyiha himoyasi va baholash.

Loyiha ishi tahliliy bosqichida quyidagilar aniqlanadi:

Loyiha ishi xulosasi taqdim etiladi.

Loyiha ishi bo‘yicha taklif va tavsiyalar aytib o‘tiladi yoki yozma ravishda taqdim etiladi.

Loyiha ishi bo‘yicha foydalanilgan manbaalar ro‘yxatini ko‘rsatiladi.

O‘qituvchi tomonidan loyiha ishi taqdimoti va natijalari baholanadi.

Bajarilgan o‘quv loyihasi natijalarini baholash jarayonida loyiha sifati, loyiha ustida ishlash jarayoni, ishning natijaviyligi, qiyinchiliklar va uni yengib o‘tish yo‘llariga e’tibor qaratiladi.

Foydalanilgan adabiyotlar:

1. Yangi O‘zbekistonning 2022-2026 yillarga mo‘ljallangan loyihasi va O‘zbekiston Respublikasi Prezidentining Oliy Majlisga va O‘zbekiston xalqiga Murojaatnomasida “Insonga e’tibor va sifatli ta’lim yili”da amalga oshirishga oid Davlat dasturi
2. Z. B. Sangirova, K. T. Suyarov, M.T.Umaraliyeva, S. G‘. Xasanova, D.T.Hasanova, M.K.Yuldasheva Tabiiy fanlar., Umumiy o‘rta ta’lim maktablarining 6-sinfi uchun darslik – T.: Respublika ta’lim markazi, 2022. – 192 b.
3. www. Google.uz www. Ziyonet.uz

MONOKRISTALL KREMNIYGA LEGIRLANGAN MARGANESNING KISLOROD KONSENTRATSIYASIGA TA’SIRI

M.O. Tursunov
Termiz davlat universiteti

Kremniydagi termik va radiatsion defektlar asosan optik aktiv kislorod konsentratsiyasi orqali aniqlanadi. Chunki bunday kislorod konsentratsiyasini boshqarish katta texnologik imkoniyat yaratadi. Marganes va kislorod segregatsiya jarayonini tadqiq etish muhim hisoblanadi. Bunga sabab kremniyda marganets atomlari yetarli darajada yuqori eruvchanligi N~10^{18} sm^{-3} ga teng [1-2] va ular elektroneytral holatda bo‘lishadi.

Dastlabki material sifatida Choxralskiy (I guruh) va Beztigelnoy zonnoy plavki (II guruh) metodi bilan olingan, solishtirma qarshiligi *p*-tip ρ=5 Om·sm, va *n*-tip ρ=100 Om·sm bo‘lgan monokristall kremniy foydalanildi. Bu namunalarda optik aktiv kislorod konsentratsiyasi (I guruh) $N_{O2}=(5\div6)\cdot10^{17}$ sm-3 va (II guruh) $N_{O2}\sim3\cdot10^{16}$ sm^{-3} ni tashkil etadi. Namunaning o‘lchami 1×4×0,8 mm^3.

1-jadval

Dastlabki namunalarning o‘rtacha elektrik va optik parametrlari (T=300K).

I guruh						
Dastlabki material	Tip	$\mathbf{R_x}$	$\boldsymbol{\rho}$	**μ**	***p, n***	N_O^{opt}, optik aktiv kislorod
KDB-5	*p*	$1.5\cdot10^3$	4.7	329	$4\cdot10^{15}$	$5.7\cdot10^{17}$
KEF-100	*n*	$1.3\cdot10^5$	97	1340	$4.8\cdot10^{13}$	$5.7\cdot10^{17}$
II guruh						
KDB-5	*p*	$1{,}3\cdot10^3$	4.5	294	$4{,}8\cdot10^{15}$	$4.5\cdot10^{16}$
KEF-100	*n*	$1.35\cdot10^5$	94	1436	$4.6\cdot10^{13}$	$4.5\cdot10^{16}$

Barcha namunalar bir xil sharoitda mexanik va kimyoviy ishlov berildi. Namunalarning elektrik parametrlari Xoll effekti yordamida aniqlandi. Namunalarning kontakt qismi kimyoviy gipofosfit rastvorli nikel bilan qoplandi va bu bizga namunaning elektrik parametrini aniq o‘lchash imkoniyatini berdi.

N_O^{opt} - tugunlararo optik aktiv kislorod atomlari konsentratsiyasini 1106 sm^{-1} (9 mkm) oblastdagi infraqizil nurlar o‘tish spektrini FSM-1202 spektrometri bilan xona haroratida o‘lchandi.

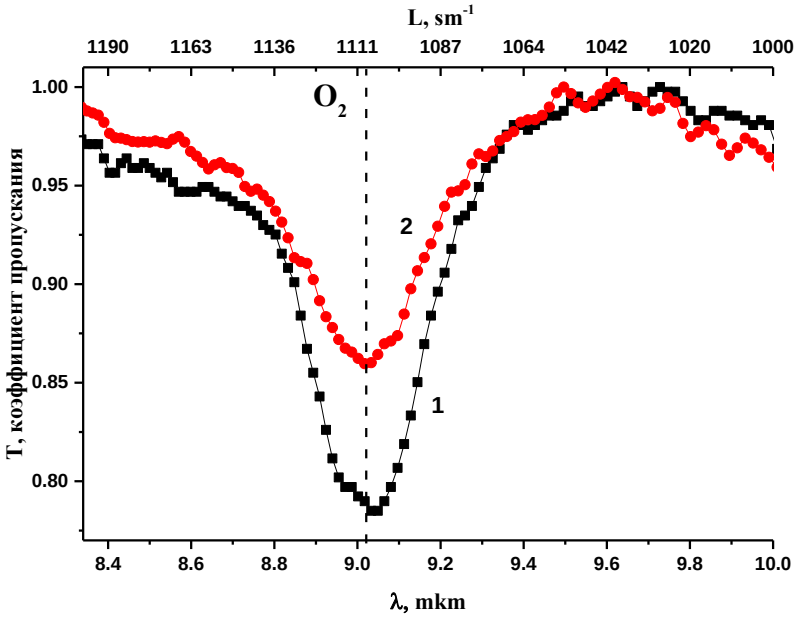
N_O^{opt} konsentratsiyasi quyida keltirilgan formula orqali aniqlanadi [3].

$$N_o^{opt} = 3.3\cdot10^{17}\cdot\frac{1}{d}\cdot\ln\frac{I}{I_0} \quad (1)$$

I va I_0 – tushayotgan va o‘tayotgan yorug‘lik intensivligi, d- namunaning qalinligi.

I va II guruh namunalarining kremniydagi tugunlararo optik aktiv kislorod konsentratsiyasi 1106 sm^{-1} (9 mkm) sohada Furye spektrometr orqali o‘lchandi va natijalar tahlil qilindi. (1-rasm).

O‘tkazilgan eksperimentlardan kelib chiqib aytish mumkinki turli xil metod bilan o‘stirilgan kremniyda kislorod konsentratsiyasi bir biridan farq qilishi ma’lum bo‘ldi. Agar bu namunalarga marganets kiritadigan bo‘lsak kremniydagi kislorod konsentratsiyasini boshqarish orqali uning elektrofizik parametrlarini o‘zgartirishimiz mumkin bo‘ladi. Bu bizga namunaning funksional imkoniyatini oshiradi.



1-rasm. Dastlabki namunalarning tushayotgan yorug‘lik to‘lqin uzunligining yorug‘lik o‘tkazuvchanlik qiymatiga bog‘liqligi. (1- I gruppa 2- II gruppa).

FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR

1. Илиев Х.М., Исаков Б.О., Рахмонов Б.Р., Рахманов У. Влияние на атомы кислорода последовательно легированных атомов Ga и Sb в кремнии. // «Полупроводниковая микро- и наноэлектроника в решении проблем информационных технологий и автоматизации» Белоруссия. БНТУ. 2022. Секция 6. С.338-340.

2. Бабич.М.Б., Белецкан.Н.И., Е.Ф.Венгер. Кислород в монокристаллах кремния. // Киев. 1997.

3. Илиев Х.М., Исамов С.Б., Турсунов М.О. Ковешников С.В. Влияние легирования никелем и марганцем на концентрацию кислорода в кремнии // Наука и общество. Нукус, 2022. №.4. Ч. 2. 7-10.

ATMOSFERA QATLAMALARIDA KUZATILADIGAN TURLI OPTIK HODIALAR.

M.M. Sobirov, D.Sh. Tursunboyeva.
Farg’ona davlat universiteti
Email: tursunboyevadurdonaxon83@gmail.com

Quyosh nurlari atmosfera qatlamlaridan o'tish jarayonida turli optik hodisalar kuzatiladi. Bu hodisalar quyosh nurlarini atmosfera qatlamlardan o'tishidagi refraktsiyasi, dispersiyasi, sinishi va aerozol zarralarida sochilishi bilan bog'liq. Saroblarni xosil bo'lishi, osmonning ko'kish rangda ekanligi, ertalab va kechqurun gorizontning qizarishi, kamalak va boshqa turli hodisalar atmosfera hodisalari hisoblanadi.

Quyosh botishida xayratlanarli holatlar. Quyosh botishining kuzatilgan surati har safar atmosferaning holatiga bog'liq bo'lib, quyosh botayotgan nurlar bilan yoritilgan bulutlarning turi va shakli bilan belgilanadi. Shuning uchun, bir quyosh botishi boshqasidan juda farq qiladi. Va quyosh botishi har doim ajoyib go'zaldir.Quyosh botganda qanday ajoyib narsalarni ko'ramiz. Agar quyosh botishi aniq, bulutsiz osmonda kuzatilsa, ufq chizig'i to'g'ri bo'ladi - quyosh dengizda botadi.Avvalo, botayotgan quyoshning qizg'ish rangi va uning yonidagi osmonning bir xil rangi diqqatni tortadi. Ko'pincha bu rang yumshoq qizil, deyarli pushti bo'lib chiqadi, lekin ba'zida quyosh diski yorqin qizil va hatto qip-qizil ko'rinadi.

Qorong'i yoki ozgina qoraytirilgan shisha orqali ufq chizig'idan tashqarida quyosh botishiga qarab, quyosh diskining rangi turli nuqtalarda turli xil soyalarga ega ekanligini payqash oson. U ufq chizig'iga yaqinroq qizilroq bo'lib, diskning yuqori qismida u asta-sekin yengil tonlarning rangiga o'zgaradi. Ba'zida quyosh diskining yuzasida rangning o'zgarishini hatto ko'zoynaksiz ham ko'rish mumkin.

Quyosh botganda yana bir ajoyib hodisani kuzatish mumkin. Ba'zan quyosh aniq ko'rinadigan ufq chizig'i orqasida emas, balki ufq ustidagi qandaydir ko'rinmas chiziq orqasida botganga o'xshaydi.Bu hodisa ufqda hech qanday bulutlar yo'qligida kuzatiladi.Agar siz tezda tepalikning tepasiga (binoning yuqori qavatiga, katta kemaning yuqori palubasiga) chiqsangiz, bundan ham g'alati manzarani kuzatishingiz mumkin: hozir quyosh ufq chizig'ining orqasida botmoqda, lekin bir vaqtning o'zida quyosh diski gorizontal "ko'r chiziq" bilan kesilgan ko'rinadi.(1.3-rasm.)

1-rasm. Quyosh asta-sekin pastga va pastga tushadi va "ko'r chiziq" ning ufq chizig'iga

nisbatan pozitsiyasi o'zgarishsiz qoladi.

Botayotgan quyoshning qizil nuri

Nega osmon ko'k? Nega botayotgan quyosh qizil rangga aylanadi? Ma’lum bo‘lishicha, ikkala holatda ham sabab bir – quyosh nurlarining yer atmosferasiga tarqalishi.Bu darhol tushunilmadi. Osmonning moviyligini tushuntirish uchun bir vaqtning o'zida turli farazlar ilgari surildi. Ular osmonning ko'k rangini "yorug'lik va qorong'i" ning ma'lum nisbatlarda aralashishi natijasida tushuntirishga harakat qilishdi. Havo zarralari ko'k rangga bo'yalgan deb taxmin qilingan. Osmonning ko'k porlashi bu zarralar quyosh nuri bilan nurlanganda paydo bo'ladigan havo zarralari lyuminestsentsiyasining porlashi deb taxmin qilingan. Bugungi kunda bu tushuntirishlarning barchasi asossiz deb hisoblanadi. Ularning muvaffaqiyatsizligi yuz yildan ko'proq vaqt oldin, 1869 yilda J. Tindal o'zining mashhur

tajribasini amalga oshirganida isbotlangan. Bu tajriba uyda takrorlandi. Suv bilan to'ldirilgan to'rtburchaklar shaklidagi akvarium ishlatiladi va slayd-proyektordan zaif ajralib chiqadigan yorug'lik nuri akvarium devoriga yo'naltiriladi. Nurni yetarlicha tor qilish uchun slayd o'rniga qalin qora qog'oz parchasini o'rtada diametri 2 ... 3 mm bo'lgan teshikka ega slayd-proyektorga joylashtiring. Tajriba qorong'i xonada o'tkaziladi. Akvariumdan o'tayotganda tarmoq nurini mustahkamlash uchun siz suvga bir oz sut qo'shib, suyuqlikni yaxshilab aralashtirishingiz mumkin. Sut tarkibidagi yog 'zarralari suvda erimaydi; ular suspenziyada bo'lib, yorug'likning tarqalishiga hissa qo'shadilar. Tarqalgan yorug'likda mavimsi tusni kuzatish mumkin. Akvariumdan o'tgan yorug'lik qizg'ish rangga ega bo'ladi. Va shuning uchun, agar siz yon tomondan akvariumdagi yorug'lik nuriga qarasangiz, u ko'k rangli ko'rinadi va chiqish uchidan qizg'ish(1.2-rasm). Buni tushuntirish mumkin, agar ko'k rang qizildan ko'ra ko'proq tarqalgan deb taxmin qilsak; oq yorug'lik nuri sochuvchi muhitdan o'tganda. Undan asosan "ko'k komponent" tarqaladi, shuning uchun muhitdan chiqadigan nurda "qizil komponent" ustunlik qila boshlaydi. 1871 yilda J. Strett (Reley) Tindal tajribalari natijalarini aynan shunday tushuntirib berdi. U yorug'lik to'lqinlarining o'lchamlari yorug'lik to'lqin uzunligidan ancha kichik bo'lgan zarralar tomonidan tarqalishi nazariyasini ishlab chiqdi.

2-rasm.Tindalning tajribasi.

Reley tomonidan o'rnatilgan qonunda ta'kidlanganidek, tarqalgan yorug'likning intensivligi yorug'lik chastotasining to'rtinchi darajasiga proporsional yoki boshqacha aytganda, yorug'lik to'lqin uzunligining to'rtinchi darajasiga teskari proportsionaldir. Agar Reley qonuni quyosh nurlarining yer atmosferasida tarqalishiga tatbiq etilsa, u holda kunduzgi osmonning moviy rangini ham, quyosh chiqishi va botishidagi quyoshning qizil rangini ham tushuntirish qiyin emas. Yuqori chastotali yorug'lik intensiv ravishda tarqalganligi sababli, tarqaladigan yorug'lik spektri yuqori chastotalar tomon siljiydi va nurda qolgan yorug'lik spektri (tarqalishni boshdan kechirgan yorug'lik nurni tark etgandan keyin) tabiiy ravishda teskari yo'nalishda - past chastotalarga siljiydi.Birinchi holatda oq rang ko'k rangga, ikkinchisida esa qizg'ish rangga aylanadi. Kunduzgi osmonga qarab, odamlar atmosferada tarqalgan yorug'likni sezadilar; Reley qonuniga ko'ra, bu yorug'lik spektri yuqori chastotalar tomon siljiydi, shuning uchun osmonning ko'k rangi. Quyoshga qarab, kuzatuvchi atmosferadan sochilmasdan o'tgan yorug'likni sezadi; bu yorug'likning spektri past chastotalarga o'tkaziladi. Quyosh ufq chizig'iga qanchalik yaqin bo'lsa, yorug'lik nurlari kuzatuvchiga yetib borgunga qadar atmosferada qancha uzoq tarqalsa, ularning spektri shunchalik ko'p siljiydi. Natijada, quyosh botishini (chiqayotganini) qizil tonlarda ko'ramiz va quyosh diskining pastki qismi nima uchun yuqori qismiga qaraganda qizilroq ko'rinishini ham juda oson tushuntirish mumkin bo’ladi.

Adabiyotlar

1. Розиков, Ж. Ю., Собиров, М. М., & Рузибоев, В. У. (2021). Поляризационные характеристики диффузно отраженного и проходящего излучения в среде с конечной оптической толщиной. *«Узбекский физический журнал», 23*(2), 11-20.

2. Sobirov, M. M., Rozikov, J. Y., & Ruziboyev, V. U. Formation of neutral points in the polarization characteristics of secondary radiation in the semi-infinite medium model. *International Journal of Multidisciplinary Research and Analysis*, *4*, 406-412.
3. Sobirov, M. M., & Rozikov, J. Y. (2020). SOME QUESTIONS OF THE THEORY OF POLARIZED RADIATION TRANSFER IN AN ISOTROPIC MEDIUM WITH A FINITE OPTICAL THICKNESS. *Scientific-technical journal*, *3*(4), 16-22.
4. Sobirov, M. M., & Rozikov, J. Y. (2020). SPECIFIC FEATURES IN POLARIZATION OF DIFFUSELY REFLECTED AND TRANSMITTED RADIATION IN A MEDIUM WITH FINITE OPTICAL THICKNESS. *Scientific-technical journal*, *24*(5), 85-89.
5. Собиров, М. М., & Розиков, Ж. Ю. (2020). Особенность в поляризации диффузно отраженного и пропущенного излучения в среде с конечной оптической толщиной. *Научнотехнический журнал*, 85-89.
6. Собиров, М. М., & Розиков, Ж. Ю. (2020). Некоторые вопросы теории переноса поляризованного излучения в изотропной среде с конечной оптической толщиной. *Научно-технический журнал*, 15-24.
7. Ivchenko, E. L., & Sobirov, M. M. (1986). Theory of two-phonon resonance light scattering involving an acoustic and an optical phonon. *Fizika Tverdogo Tela*, *28*(7), 2023-2031.
8. SOBIROV, M., & Yuldashev, N. K. (1984). THEORY OF TRANSFER OF POLARIZED RADIATION IN CUBIC-CRYSTALS LOCATED IN A LONGITUDINAL MAGNETIC-FIELD IN THE REGION OF EXCITON RESONANCE. *ZHURNAL EKSPERIMENTALNOI I TEORETICHESKOI FIZIKI*, *87*(2), 677-690.
9. Собиров, М. М. (2021). ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА В ЧИСТОЙ АТМОСФЕРЕ. *EDITOR COORDINATOR*, 308.
10. Расулов, Р. Я., Мамадалиева, Н., Ахмедов, Б., & Разиков, Ж. К теории зонной структуры халькогенидов свинца. *Ilmiy xabarnoma*, *6*(1), 18.

QO'RG'OSHIN XALKOGENIDLARI ASOSIDAGI YARIMO’TKAZGICHLI FOTOREZISTORLARNI ELEKTRIK XOSSALRI.

O.O. Mamatkarimov[1], B.X. Quchqarov[1], B.M. Baxromov[2]
S.T. G’ofurov[2]
[1]Namangan muxandislik-texnologiya instituti.
[2]Milliy universitet huzuridagi yarim o’tkazgichlar fizikasi va mikroelektronika ilmiy tadqiqot institute.

Fotorezistorlar, geometrik o'lchamlar va optik xarakteristikalar bo'yicha cheklovlari nuqtai nazaridan, o'ziga xos o’tkazuvchanlikka mos keladi. Bir qator hollarda, ayniqsa, ko'p elementli tizimlar uchun, element o'lchamlari bir necha mikrometrlar bilan cheklangan. Chiziqli ko'p elementli fotoelektrik parametrlarning yuqori bir xilligini talab qiladi, bu nurlanish o'tadigan fotoelektrik parametrlarni kirish oynalarining optik bir xilligi bilan buzilmasligi kerak.

60-yillarning oxiriga kelib. Fotorezistorlar ishi texnologiyasining umumiy elektrovakum texnologiyasi mahsulotlariga yaqinlashdilar. Muhim farq, muhrlash uchun 61 yoki Sn + 3% Ag tipidagi past haroratli lehimlarning keng qo'llanilishi edi, garchi elektr manbai yoki elektron nurli payvandlash (FS2AN, FE47) ustunlik qilgan.

Fotosensitiv elementning o'lchamlari bo'yicha shakllanishi yo dielektrik substratdan PbS qatlamini bug'laydigan lazer nurlari yoki suyuq fotolitografiya yordamida amalga oshirildi. Vakumli fotorezistorlarda fotosensitiv element o'lchami shisha substratda chuqur kanallarni yotqizish orqali cheklangan bo'lib, uning qatlamini grafit kontaktli rasterga distillash paytida PbS bilan to'ldirilmagan va fotosensitiv element chegarasi bo'lib xizmat qilgan.

Boshqa barcha (vakumdan tashqari) fotorezistorlarda kontaktli rastr vakumda termal cho'kma yoki argon yoki havoda porlashda katod purkash orqali yotqizilgan yupqa oltin qatlamidan qilingan. Kumushga asoslangan kontaktlar yordamchi (oraliq) qo'pol baholash o'lchovlari uchun ishlatilgan. Palladiyning sochilgan qatlamlari oltinning dielektrik substrat bilan mexanik aloqasini yaxshilashga xizmat qiladi.

Bir qator nosozliklardan so'ng, fotorezistorning ichki bo'shlig'ida uzoq muddatli saqlash vaqtida havoni yutishi mumkin bo'lgan qismlar va materiallarni istisno qilish choralari ko'rildi. Amaldagi yopishtiruvchi moddalar va aralashmalar tananing oxirgi muhrlanishidan oldin to'liq quritilishi kerak.

Uzoq vaqt davomida konstruktiv xususiyatlari, uni yig'ish texnologiyasi fotosensitiv elementni mahalliy isitishning kuchli (zararli) ta'siri to'g'risidagi fikr, unga sim o'tkazgichlar ulanganda ham, ish paytida ham ta'sir ko'rsatdi. Butunlay muhrlangan. O'z vaqtida barqarorlashtirilmagan fotosensitiv elementlardan foydalanish bilan bog'liq bo’ladi.

Haqiqiy optik nurlar ta’sirida ish chastotasi, radiatsiya skanerlash chastotasi 50-2000 Hz. Bu fotorezistor uchun 50 dan 600 mks gacha bo'lgan zaryad tashuvchining ishlash muddatini talab qiladi, bu monokristallarda kuzatilgan qiymatlardan ancha yuqori; shuning uchun yuqori t qiymatiga ega bo'lgan polikristalli fotosensitiv elementlardan foydalanish mumkin.

Fotorezistor operatsiyasining spektral mintaqasini hisobga olgan holda, barcha hodisalar bilan bog'liq kvadratik va sirt (xarakterli, masalan, InSb asosidagi PR uchun) rekombinatsiyalarni e'tiborsiz qoldirish mumkin.

Adabiyotda asosiy o'rtasidagi munosabatlar haqida juda ziddiyatli ma'lumotlar mavjud parametrlari (sezuvchanlik va o'ziga xos detektivlik) boshqa xususiyatlarga ega, shu jumladan bo'shashish vaqti doimiysi t.

1. Jarayonda kuzatilgan nuqsonlarning paydo bo'lish sabablari aniqlanmagan. Saqlash va ishlatish, bundan tashqari, ularning yarimo'tkazgich qatlamining fenomenologik parametrlari bilan aloqasi aniqlanmagan.

2. t = 80 ... 130 ms (bilan) bilan FChE olishning haqiqiy usullari $f_{п} \leq 2 \cdot 10^{-9} vt/smHz^{1/2}$). Bunda rentabelligi past va beqaror, shakllangan fotosensitiv elementlarni qo'shimcha qayta ishlash ko'pincha parametrlarning barqarorligini ta'minlamaydi.

Fotosensitiv element parametrlarini o'lchashda odatda radiatsiya manbai sifatida (qora tana) modeli ishlatiladi, bu bo'shliqning ichki yuzasidan ancha kichikroq ochilish maydoniga ega bo'lgan izotermik yopiq bo'shliqdir. Bunda radiatsiya oqimining samarali qiymati (1) formula bilan aniqlanadi.

$$\Phi_{э} = \frac{\sigma_{СБ} \cdot (T_1^4 - T_0^4) \cdot F \cdot A_{эфф} \cdot \beta}{\pi \cdot L^2} \quad (1)$$

Ushbu ma'lumotlardan kuchlanish sezuvchanligi va kabi parametrlar aniqlanishi (S_f va D*). Shuningdek, gevşeme vaqti konstantasining qiymati fotoo'tkazuvchanlik (joriy tashuvchilarning ishlash muddati) (t) ikkita chastotada fotodetektor fotosignalining qiymatlaridan foydalanish. Shunday qilib, (1) va (2) ifodalarga asoslanib, biz quyidagi formulani olamiz:

$$\tau^2 = \frac{(k_0^2 - 1)}{4\pi^2 \cdot (f_2^2 - f_1^2 k_0^2)} \quad (2)$$

buyerda $k_{0=} U_{c1}/U_{c2}$, sharti bilan $U_{c1} > U_{c2}$, $f_1 < f_2$

Fotosensitiv element qarshiligining doimiy monitoringi isitish vaqtida, tavlanish paytida va xona haroratiga sekin sovutish paytida amalga oshiriladi.

Nurlanish spektrining belgilangan qiymatida fotoo'tkazuvchanlikning vaqt konstantasining qiymatlarini aniqlash 3 qismdan iborat:

1.Shaxsiy kompyuter (PK);
2. O'lchov birligi (IB);
3. Optik tizim (OS).

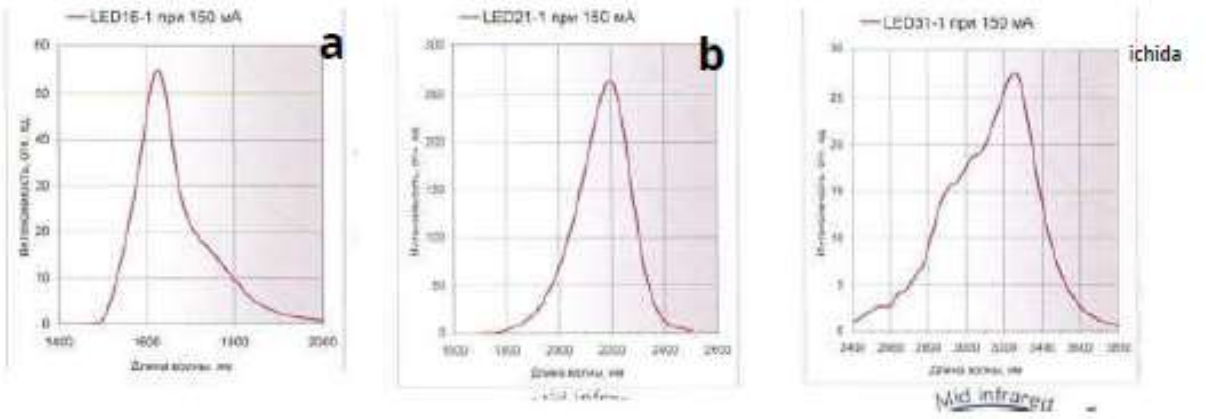
1-rasm - Fotoo'tkazuvchanlikning bo'shashishini o'rganish uchun o'rnatishning tashqi ko'rinishi

O'lchov birligi (IB), o'z navbatida, quvvat manbai, o'lchov o'tkazgichlari taxtasi va o'lchov birliklarini boshqaradigan va shaxsiy kompyuter (PK) bilan ma'lumotlar almashinuvi uchun mas'ul bo'lgan boshqaruv panelidan iborat. Kompyuter bilan aloqa USB interfeysi orqali amalga oshiriladi.

Optik tizim (OS) to'lqin uzunligi 0,96, 1,6, 2,2 va to'rtta IK LEDdan iborat.
3,2 mikron, bundan tashqari, tizimda fon yoritilishini o'zgartirish imkonini beruvchi akkor chiroq mavjud. 2-rasmda uchta LEDning spektral xarakteristikalari ko'rsatilgan.

Spektral xususiyatlardan ko'rinib turibdiki, LEDlarning intensivligi yoqilgan λ_{max} kuchli har xil. Shunday qilib, to'lqin uzunligi 2,2 mkm bo'lgan LED uchun u 3,2 mkm to'lqin uzunligiga qaraganda deyarli 10 baravar va to'lqin uzunligi 1,6 mkm bo'lgan LEDga nisbatan 5 baravar yuqori.

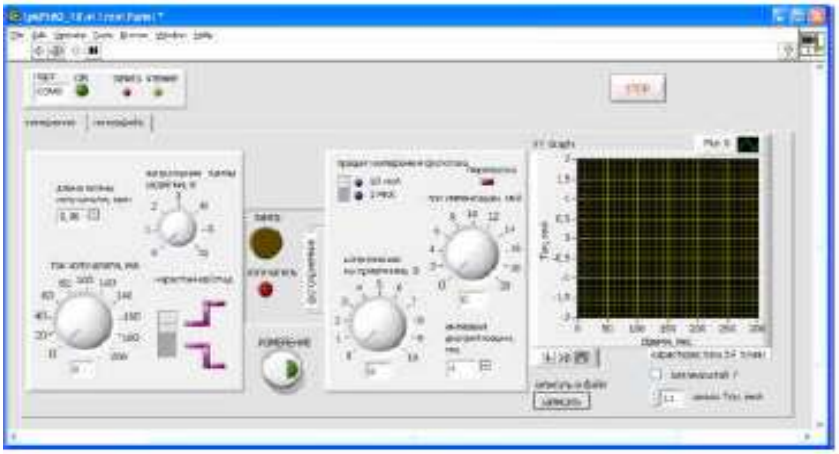
Kompyuterda o'rnatilgan test dastgohi dasturiy ilovasi LabVIEW muhitida ishlab chiqilgan va virtual asboblarning dasturiy interfeysi elementlariga ega bo'lib, u sizga o'lchov o'tkazgichlarini dasturiy boshqarish, kommutatsiya xarakteristikasi grafigini yaratish va xarakteristikani saqlashga imkon beradi. Matn formatidagi fayl. Boshqaruv ilovalar avtomatlashtirilgan stendning o'lchov qismining funktsional birliklariga mos keladigan panellarda guruhlangan. Ilova interfeysi 3-rasmda ko'rsatilgan.



2-rasm. Turli diapazonlar uchun LEDlarning spektral xarakteristikalari.

Bunday holda, interfeys orqali quyidagi parametrlarni sozlash mumkin:

1. Emitent (LED) orqali o'tadigan oqimning qiymati, uni o'rnatish mumkin 0 dan 200 mA gacha.
2. Akkor chiroqdagi kuchlanish (yoritish), u 0 dan 6 V gacha o'zgarishi mumkin.
3. FPdagi kuchlanish, u 0 dan 10 V gacha o'zgarishi mumkin.



3-rasm - Ilovaning asosiy interfeysi

Bitta o'lchov uchun 64 ta xarakteristik nuqta dasturlashtirilganligi sababli, kommutatsiya xarakteristikasini o'lchash uchun minimal vaqt oralig'i 256 mks, maksimali esa 32 ms ni tashkil qiladi.

Ushbu parametr PD ning maksimal sezgirligida va sezgirlik chegarasida signalning nisbatini tezda boshqarish imkonini beradi.

Foydalanilgan adabiyotlar.

1. Vlasov S.I., Saparov F.A., Ismailov K.A. Semiconductor Physics, Quantum Electronics and Optoelectronics. 2010. Vol. 13. No. 4. P.363.
2. B Kuchkarov, O Mamatkarimov, and A Abdulkhayev. «Influence of the ultrasonic irradiation on characteristic of the structures metal-glass-semiconductor». ICECAE 2020 IOP Conf. Series: Earth and Environmental Science 614 (2020) 012027 Conference Series:
3. B.X. Qo’chqarov, A. nishonov, X.O.Qochqarov “The effect of tunneling gurrent on the spedd surface generation of charge garries” Scientific bulletin of Namangan State University 1(7), 3-6.
4. S.I.Vlasov, D.N.Nazirov. B.K.Kuchkarov, K.U.Bobokhujayev. “Influence of all-round compression on formation of the mobile charg in Iead-borosilicate qlass structure” Uzbekiston Fizika Zhurnali №16/3 str 231-233.
5. B.Kh.Kuchkarov, O.O.Mamatkarimov “Influence of ultrasonic action on the rate of charge formation of the inversion layer in metal-glass-semiconductor structures” Vestnik KRAUNC. Fiziko-Matematicheskie Nauki. Tom-29. №4 str.125-134.
6. БХ Кучкаров. Влияние ультразвукового воздействия на скорость формирования заряда инверсионного слоя в структурах метал-стекло-полупроводник. Вестник КРАУНЦ. Физико-математические науки. 2019. 29/4. стр.125-134.
7.Kuchkarov, B.H., Mamatkarimov, O.O., Abdukarimov, A.A., Khalmirzayev, A., Mirtojiyeva, D.M. Influence of All-Round Compression on Formation of the Mobile Charge in Lead-Borosilicate Glass Structure. AIP Conference Proceedings, 2022, 2432, 030039
8. Fazliddinov, S., Kuchkarov, B., Sharibaev, N., Abdulkhaev, A., Tulkinov, M.-A. Analysis of modern methods of determination of mechanical status and diagnostic models of power transformers. Journal of Physics: Conference Series, 2022, 2388(1), 012173.
9. Kuchkarov, B., Mamatkarimov, O., Abdulkhayev, A. Influence of the ultrasonic irradiation on characteristic of the structures metal-glass-semiconductor. IOP Conference Series: Earth and Environmental Science, 2020, 614(1), 012027.

ELEKTR STANSIYALARI VA ULARNING AHAMIYATI

S.Q. Bekniyozov, O.D. O’rinova, D.I. Kamalova
Navoiy davlat pedagogika instituti
Email: kamalova.di@mail.ru

Hozir hayotimizni radio, televideniye, telefon, telegrafsiz, turli xil yoritish jihozlari va qizdirish asboblarisiz, mashina va qurilmalarsiz tasavvur qilib bo‘lmaydi. Bularning hammasi elektr energiyasi (toki) bilan ishlaydi.

Elektr energiyasi qayerdan olinadi? Uni elektr stansiyalarida maxsus mashinalar — elektr toki generatorlari hosil qiladi. Generatorlarning turlari ko‘p. Energiyasi kichkina uyni yoritish uchungina yetadigan mitti elektr generatorlardan tortib, katta shaharni elektr energiyasi bilan ta’minlay oladigan ulkan elektr generatorlarigacha bor.

Generator elektr toki berishi uchun uning asosiy qismi — rotor aylantiriladi.

Katta generatorlarning rotori bir necha yuz tonna bo‘lganligi uchun uni maxsus mashina — turbina aylantiradi. Har qaysi turbina kuraklari yoki parraklari bo‘lgan ish g‘ildiraklariga ega. Qizdirilgan gaz yoki suv bug‘i oqimi katta kuch bilan turbina g‘ildiragi parraklariga urilib, uni aylantiradi, turbina bilan birga generator rotori ham aylanma harakatga keladi.

Suv oqimi aylantiradigan turbina gidravlik turbina deyiladi, bunday turbinalar o‘rnatilgan elektr stansiyalari esa gidroelektr stansiya yoki qisqacha GES deb ataladi. Turbinani issiqlik elektr stansiyalari (IES) da bug‘, gaz turbinali elektr stansiyalarida esa qizdirilgan gaz lar oqimi aylantiradi.

Gidroelektr stansiyalari Sirdaryo, Chirchiq, Bo‘zsuv kabi sersuv daryolarda yoki tog‘dan tushadigan tezoqar daryolarda quriladi. IES uchun esa to‘g‘on va suv havzalarining keragi yo‘q. Shu sababli, ularni hamma joyda qu rish mumkin. Lekin IES da suvni isitib, bug‘ hosil qilish uchun har doim yoqilg‘i bo‘lishi zarur. IES uchun ko‘mir ortilgan poyezdlar birin-ketin kelib turadi yoki quvurlardan gaz yetkazib beriladi.

Atom elektr stansiyalari (AES) da esa yoqilg‘i juda oz talab qilinadi. Lekin, bu yoqilg‘i o‘zgacha. Atigi 10 gramm atom yoqilg‘isi bir vagon ko‘mirning o‘rnini bosadi. Issiqlik elektr stansiyalaridagi kabi, atom elektr stansiyalarida ham elektr generatorlarini bug‘ turbinalari aylantiradi. Lekin AES larda na ko‘mir yoqiladigan, na gaz yoqiladigan o‘txona, na bug‘ qozoni bor. Bug‘ hosil qilish uchun zarur issiqlik AESning yuragi – atom reaktorida yadro reaksiyasi natijasida hosil bo‘ladi. Yadro reaksiyasini uzluksiz takrorlanuvchi kichik-kichik atom portlashlari bilan qiyoslash mumkin. Lekin bu tinchlik maqsadidagi portlashlardir. Reaktor qalin beton devorlar bilan ishonchli berkitilgan. Yadro reaksiyasini muntazam ravishda avtomatik asboblar nazorat qilib turadi (lekin zarur texnikaviy shart-sharoitlarga to‘liq rioya qilinmasa, AES atrofdagi aholi va tabiat uchun o‘ta xavfli ekan. Buni Chernobil AES dagi baxtsiz hodisa tasdiqlab turibdi).

Olimlar va muhandislar elektr energiyasining yangi manbalarini izlamoq dalar. Masalan, dengizning qirg‘oqqa urilib-qaytib turadigan to‘lqinlarini ishga solish mumkin emasmikan? Elektr stansiyalarining turbinalarini aylantirish uchun dengiz suvi kuchidan foydalanib bo‘lmasmikin? Ma’lum bo‘lishicha, mumkin ekan.

Saxovatli Quyosh milliard yillardan buyon o‘z nurini Yerga sochib turadi. Quyosh nuri ham energiya. Odamlar uni elektr tokiga aylantirishni o‘rganib oldilar. Buning uchun maxsus yarimo‘tkazgichli asboblar — fotoelementlar yaratilgan. Ular birgalikda quyosh batareyasini tashkil qiladi.

Quyosh radiatsiyasi energiyasini amalda foydalanish uchun qulay bo‘lgan energiya turlariga aylantirib berish masalalari bilan shug‘ullanadigan texnika sohasi geliotexnika deb

ataladi. Geliotexnika yordamida elektr energiyasi yetib bormagan joylar (masalan, chorvadorlar istiqomat qiladigan joylar) ni elektr toki bilan ta’minlash, uylarni elektr nurlari yordamida isitish, issiq xonalarni isitish va boshqa ko‘pgina ishlar amalga oshirilgan. Kosmik kemalar va Yer ning sun’iy yo‘ldoshlarini elektr energiyasi bilan aynan quyosh batareyalari ta’minlaydi.

Foydalanilgan adabiyotlar

1. Камалова Д.И., Бобоқулова Ш.О. Муқобил энергия турларидан Қуёш энергияси ва унинг Ерга таъсири. «Муқобил энергия манбалари ва улардан фойдаланишнинг долзарб муаммолари» мавзусидаги Республика илмий-техник анжумани материаллари тўплами. Бухоро. 2015-йил 25-26 ноябрь.
2. Камалова Д.И., Мансурова Ш.М., Турабова Л.Х. Қуёш физикасини ўқитишда компьютер технологияларидан фойдаланиш. «Образование и наука в XXI веке». Международный научно-образовательный электронный журнал. Январь. 2021. №10. 30-33 стр.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВРЕМЯ ПЕРЕХОДНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ГЕТЕРОСТРУКТУРНЫХ ФОТОПРИЕМНИКОВ НА ОСНОВЕ ТЕЛЛУРИДА КРЕМНИЯ

Р.Р. Кабулов, С.Ю. Герасименко, Н.Р. Хамидова, А.З. Абдурасулов, Л.У. Шухратова

Физико-технический институт АН РУз

Email: krr1982@bk.ru

Фотоприемники на основе теллурида кадмия (CdTe) является оптимальным материалом для создания высокоэффективных пленочных солнечных элементов (СЭ) и фотоприемников благодаря своим уникальным свойствам. CdTe прямозонный полупроводниковый материал имеющий ширину запрещенной зоны E_g = 1.45 эВ, которая соответствует максимуму спектра солнечного излучения и имеет самый высокий теоретический коэффициент полезного действия (КПД) — 29% [1]. В настоящее время на СЭ на основе CdTe достигнут один из максимальных значений КПД тонкопленочных СЭ величиной 22.3% [2].

Исследование релаксационных характеристик фотоприемников (ФП), таких как, затухание величины фототока (J_{ph}) при освещении прерывистым светом дают возможность установить механизм фотогенерации неравновесных фотогенерированных носителей заряда и процессы их рекомбинации. Известно, что величина фототока зависит от концентрации фотогенерированных носителей заряда – Δn [1]. Временные характеристики Δn определяется соотношением (1) [3]:

$$\frac{d\Delta n}{dt} = \frac{\Delta n}{\tau} \qquad (1),$$

где, τ – время жизни фотогенерированных носителей заряда. Решение уравнения (1) имеет вид (2):

$$\Delta n = \Delta n(o) * \exp(t/\tau) \qquad (2),$$

$\Delta n(o)$- стационарное максимальное значение фотогенерированных носителей заряда. Для экспериментального определения τ для Δn нужно определить время спада от максимального значения до уровня Δn(0)/e или Δn(0)/2,72.

На рис.1 представлена конструкция созданной фоточувствительной гетероструктуры In-*n*-CdO/*p*-CdTe-Mo и схема установки для измерения времени жизни носителей заряда. Технологический процесс создания In-*n*-CdO/*p*-CdTe-Mo структурного фотоприемника с широким спектром фоточувствительности на основе CdTe подробно описаны в работе [4].

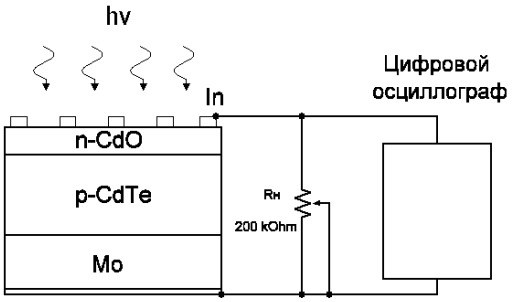


Рис.1. Конструкция созданной гетероструктуры In-*n*-CdO/*p*-CdTe-Mo и схема установки для исследования времяпереходных характеристик.

В качестве источника модулирующего электромагнитного излучения использовались LED светодиоды белого излучения мощностью 40 mW. На излучающие светодиоды с генератора прямоугольных импульсов Г5-54, через балластное сопротивление величиной 50 Ohm, подавались импульсы напряжения различной величины амплитуды, длительностью 100 μS, частотой следования 2 kHz и скважностью равной 5. Изменяя амплитуду импульса, имеется возможность изменять мощность излучения ЛЭД светодиода. Созданная гетероструктура, нагружалась на переменное сопротивление $R_н$, импульсный отклик со структуры подавался на вход цифрового осциллографа RIGOL-1102E, с функцией оцифровки и сохранения в цифровой форме данных. На рис.2а и б представлены экспериментальные результаты релаксационных кривых, которые сняты с нагрузочных сопротивлений ($R_н$) 152 Ohm (а) и 4,3 kOhm (б), при освещении светодиодом с различной мощности освещения и построены в логарифмическом масштабе.

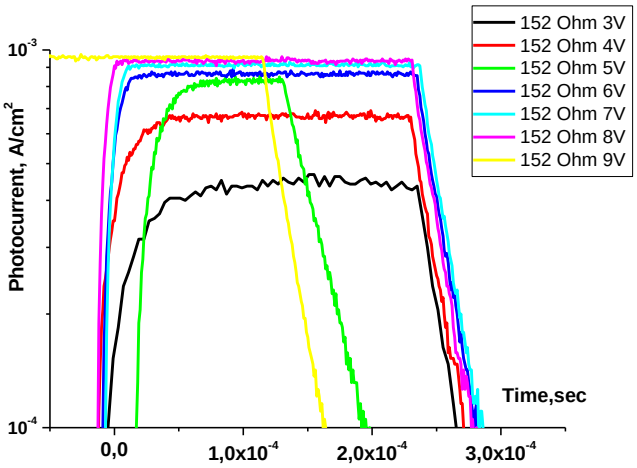


Рис.2. Экспериментальные результаты релаксационных кривых, зафиксированных с $R_н$ 152 Ohm (а) и 4,3 kOhm (б), построенные в логарифмическом масштабе, при освещении светодиодом белого излучения различной мощности.

Из рис.2 видно, что релаксационные кривые, снятые с $R_н$ = 152 Ohm при освещении ФП белым излучением различной мощности имеют один наклон, т.е., время релаксации характеризуется одной величиной $\tau = 22 \pm 1$ мксек.

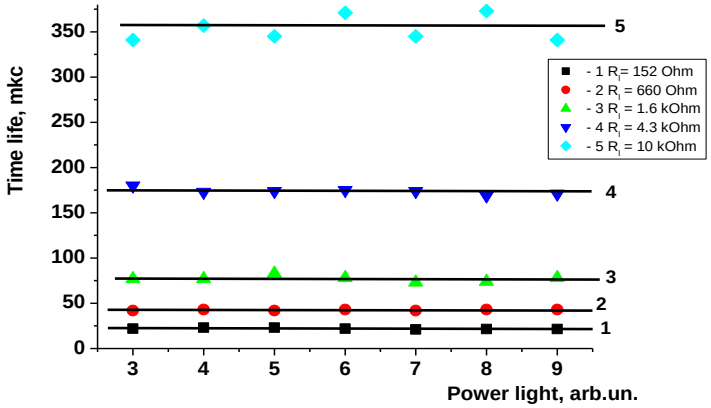
На рис. 3 представлена, зависимость величины τ от мощности освещения, при величинах $R_н$ = 152 Ohm (1), 660 Ohm (2), 1.6 kOhm (3), 4.3 kOhm (4), 10 kOhm (5).

Из рис. 3 следует, что с ростом $R_н$ эффективная величина τ возрастает. Так как, включение $R_н$ в цепь ФП означает, что электрический потенциал падающий на $R_н$ величиной $V_н = J_{ph}*R_н$ приложено к p-n-переходу в прямом направлении, который приводит к возникновению инжекционного тока. Из рис. 3, что с ростом мощности излучения (P) эффективная величина τ, в пределах погрешности эксперимента не изменяется.

На основе экспериментальных результатов можно сделать заключение, что время жизни неравновесных носителей заряда увеличивается под действием инжектированных носителей заряда, но не изменяется под действием фотогенерированных носителей заряда.

Наблюдаемые эффекты увеличение величина τ можно интерпретировать в рамках модели [5], когда рекомбинация неравновесных носителей тока идет с задержкой, то есть с участием комплексов, внутри которых происходит электронный

обмен. В данном случае выражение Шокли-Рида для скорости рекомбинации принимает вид (3) [5]:



а

Рис. 3. Зависимость величины τ от мощности освещения, при величинах $R_н$ = 152 Ohm (1), 660 Ohm (2), 1.6 kOhm (3), 4.3 kOhm (4), 10 kOhm (5).

$$U = N_R \frac{c_n c_p (np - n_i^2)}{c_p(n+n_1)+c_p(p+p_1)+a\tau_i np} \quad (3),$$

где N_R — концентрация рекомбинационных центров (комплексов), n, p — концентрации электронов и дырок, n_i- собственная концентрация в полупроводнике, c_n, c_p — коэффициенты захвата электронов и дырок, n_1, p_1-равно-весные концентрации электронов и дырок в условиях, когда уровень Ферми совпадает с уровнем примеси (так называемые статические факторы Шокли- Рида), τ_i – время задержки, учитывающее те или иные процессы электронного обмена внутри рекомбинационного комплекса, a — коэффициент, зависящий от конкретного типа примесных или дефект-примесных комплексов [5]. Рекомбинация неравновесных электронов и дырок происходящая внутри рекомбинационного комплекса обусловливает появление последнего члена в знаменателе формулы (2), который при достаточно высоком уровне возбуждения может стать определяющим. В бинарном полупроводнике CdTe роль дефект-примесного комплекса выполняет двухзарядная вакансия Cd с заряженным донорным центром комплексом типа $(V_{-2} + \mathrm{Cd}_{D+})^{-}$ [6].

Литература.

1. W. Shockley, H. Queisser, *J.J.Appl. Phys.*, 32, 510, 1961.
2. Martin A. Green, “Solar cell efficiency tables (Version 60)”, *Prog. Photovolt. Res Appl.*, 30, 687–701, 2022. DOI: 10.1002/pip.3595.
3. S.M. Sze, K.Ng. Kwok. *Physics of Semiconductor Devices*”, 3rd ed., Hoboken-New Jersey: Wiley-Interscience Publication, 2007, p. 823.
4. R.R Kabulov, “The effect of the buffer layer material on the photosensitivity spectrum of heterostructures based on CdTe”, *Sci.J. of Semicond. Phys. and Microelectr.*, v.1. N.3. pp. 56-61, 2019. Available at: https://uzjournals.edu.uz/semiconductors/vol1/iss3/8.
5. Leiderman A.Yu., Minbaeva M.K. “A mechanism of rapid growth of direct current in semiconductor diode structures”, *Semiconductors*, 1996, v. 30, N. 10, pp.1729-1738, 1996.
6. Sh. N. Usmonov, Sh. A. Mirsagatov, and A. Yu. Leyderman, “Study of the Current–Voltage Characteristic of the n-CdS/p-CdTe Heterostructure Depending on Temperature”, Semiconductors, Vol. 44, No. 3, pp. 313–317, 2010. doi.org/10.1134/S1063782610030073.

AMORF YARIMO‘TKAZGICHLARNING FUNDAMENTAL YUTILISH SOHASI SPEKTRLARI

R.G‘. Ikramov, M.A Nuriddinova, X.A. Mo‘minov, O.T. Xolmirzayev, B.Q. Sultonov,
Namangan muhandislik texnologiya instituti

Amorf yarimo‘tkazgichlarni optik yutilish koeffisiyenti spektral xarakteristikalarini $\alpha(\hbar\omega)$ analitik ifodasini aniqlash uchun odatda, Devis – Mott yaqinlashish usuliga ko‘ra Kubo-Grinvud formulasidan foydalaniladi. Bu formulani:

$$\alpha(\hbar\omega) = A\int g_V(\varepsilon)g_C(\varepsilon+\hbar\omega)\frac{d\varepsilon}{\hbar\omega} \tag{1}$$

yoki

$$\alpha(\hbar\omega) = A\int g_V(\varepsilon-\hbar\omega)g_C(\varepsilon)\frac{d\varepsilon}{\hbar\omega} \tag{2}$$

ko‘rinishlarda yoziladi [1, 2]. Bu yerda A – yutilgan fotonlarni energiyasiga ($\hbar\omega$) bog‘liq bo‘lmagan proporsianallik koeffisiyenti, $g_V(\varepsilon)$ - va $g_V(\varepsilon-\hbar\omega)$ – lar elektronlarni optik o‘tishlaridan oldingi, $g_C(\varepsilon+\hbar\omega)$ – va $g_C(\varepsilon)$ – lar keyingi holatlari zichliklari.

(1) va (2) formulalardagi integrallar aniqmas bo‘lganligi uchun ular umumiy yechimni beradi. Shuning uchun [3] ishda Kubo-Grinvud formulasidan optik yutilish koeffisiyenti spektrlarini xususiy yechimlarini olish maqsadida, undagi integralni aniq integral ko‘rinishda yozish kerakligi ko‘rsatilgan. Ma’lumki, elektronlarni optik o‘tishlarini fundamental sohasida yutilgan fotonlarni energiyasi amorf yarimo‘tkazgichlarni harakatchanlik tirqishining energetik kengligidan ($E_g<\hbar\omega$) katta bo‘ladi. [4] ishda amorf yarimo‘tkazgichlarda E_g dan katta energiyali fotonlar yutilganda, bir vaqtni o‘zida elektronlarni valent zona dumidan o‘tkazuvchanlik zonasiga, valent zonadan o‘tkazuvchanlik zonasiga va valent zonadan o‘tkazuvchanlik zonasi dumiga optik o‘tishlari kuzatilishi ko‘rsatilgan va shu o‘tishlarga (1) formulani moslashtirilgan. Odatda, optik yutilish spektrlarni nazariy tadqiq qilishda, amorf yarimo‘tkazgichlarning ruxsat etilgan zonalarni chegaralaridagi elektron holatlari zichliklari chiziqli yoki parabolik, ruxsat etilgan zonalarni dumlaridagi esa, eksponensial taqsimotlar bilan yoziladi [5, 6]. [7] ishda bu taqsimotlar uchun quyidagi empirik model taklif qilingan:

$$g_V(\varepsilon) = N(\varepsilon_V)\left(\frac{\varepsilon_C-\varepsilon}{E_g}\right)^{n_1},\ n_1 = 1/2, 1 \quad \text{va} \quad g_V(\varepsilon) = N(\varepsilon_V)\exp\left(-\beta_1(\varepsilon-\varepsilon_V)\right). \tag{3}$$

$$g_C(\varepsilon) = N(\varepsilon_C)\left(\frac{\varepsilon-\varepsilon_V}{E_g}\right)^{n_2},\ n_2 = 1/2,1 \quad \text{va} \quad g_C(\varepsilon) = N(\varepsilon_C)\exp\left(\beta_2(\varepsilon-\varepsilon_C)\right), \tag{4}$$

bu yerda $N(\varepsilon_V)$ – valent zonadagi, $N(\varepsilon_C)$ – esa, o‘tkazuvchanlik zonasidagi elektron holatlari zichligining effektiv qiymatlari.

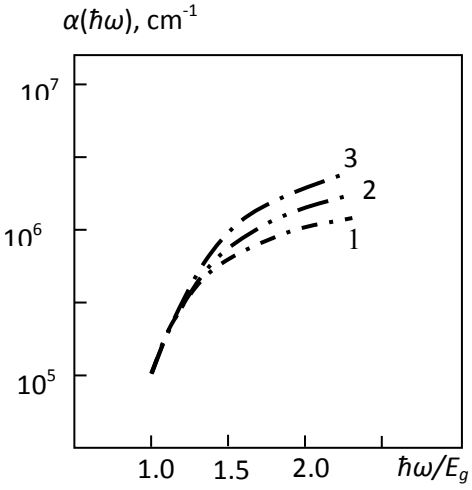
Endi yuqoridagi usulda parsial yutilish koeffisiyenti spektrlarini (2) formuladan foydalanib hisoblash uchun, bu formuladagi integralni aniq integral ko‘rinishida quyidagicha yozamiz:

$$\alpha(\hbar\omega) = A\int_{\varepsilon_0}^{\varepsilon_0+\hbar\omega} g_V(\varepsilon-\hbar\omega)g_C(\varepsilon)\frac{d\varepsilon}{\hbar\omega} \tag{5}$$

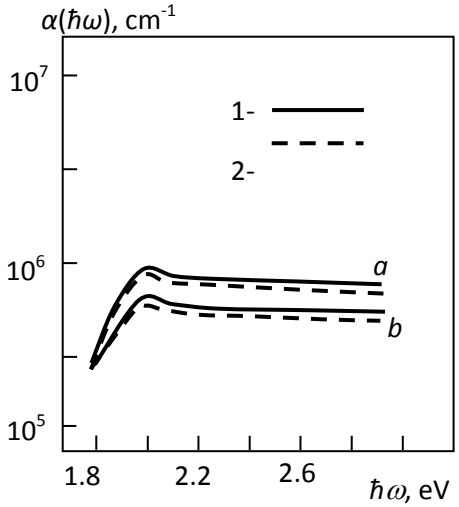
(5) formulani elektronlarni optik o‘tish turlariga moslashtirib, parsial yutilish spektrlariga ajratamiz:

$$\alpha(\hbar\omega) = A\int_{\varepsilon_0}^{\varepsilon_0+\hbar\omega} g_V(\varepsilon-\hbar\omega)g_C(\varepsilon)\frac{d\varepsilon}{\hbar\omega} = A\int_{\varepsilon_V+\hbar\omega}^{\varepsilon_0+\hbar\omega} g_V(\varepsilon-\hbar\omega)g_C(\varepsilon)\frac{d\varepsilon}{\hbar\omega} + \\ + A\int_{\varepsilon_C}^{\varepsilon_V+\hbar\omega} g_V(\varepsilon-\hbar\omega)g_C(\varepsilon)\frac{d\varepsilon}{\hbar\omega} + A\int_{\varepsilon_0}^{\varepsilon_C} g_V(\varepsilon-\hbar\omega)g_C(\varepsilon)\frac{d\varepsilon}{\hbar\omega} = \alpha_1(\hbar\omega)+\alpha_2(\hbar\omega)+\alpha_3(\hbar\omega) \quad (6)$$

bu yerda ham, $\alpha_1(\hbar\omega)$– valent zona dumidan o‘tkazuvchanlik zonasiga, $\alpha_2(\hbar\omega)$– valent zonadan o‘tkazuvchanlik zonasiga (zonalararo yutilish spektri), $\alpha_3(\hbar\omega)$– valent zonadan o‘tkazuvchanlik zonasi dumiga elektronlarni optik o‘tishlari bilan aniqlanadigan parsial yutilish koeffisiyenti spektrlari.



1 – rasm. Amorf yarimo‘tkazgichlarni 1 - $n_1=n_2=1/2$ bo‘lganda (7); 2 - $n_1=n_2=1$ bo‘lganda (8); 3 - $n_1=1$, $n_2=1/2$; yoki $n_1=1/2$, $n_2=1$ (9) formulalardan zonalararo parsial yutilish



2 - rasm. 1- $n_1=n_2=1$ bo‘lganda (10) va (11) formulalardan va 1- $n_1=n_2=1/2$ bo‘lganda taqribiy usullarda hisoblangan elektronlarni valent zona dumidan o‘tkazuvchanlik zonasiga (a), valent zonadan o‘tkazuvchanlik zonasiga (b) optik o‘tishlarini parsial spektrlari

(6) formuladagi zonalararo yutilish spektrlarini hisoblaymiz. $n_1= n_2=1/2$ ga teng bo‘lganda, zonalararo yutilish spektri uchun

$$\alpha_2(\hbar\omega) = \frac{B}{4\hbar\omega E_g}\left[2(\hbar\omega-E_g)\sqrt{E_g\hbar\omega} - (E_g-\hbar\omega)^2 arctg\left(\frac{E_g-\hbar\omega}{2\sqrt{E_g\hbar\omega}}\right)\right]. \quad (7)$$

$n_1= n_2=1$ ga teng bo‘lganda:

$$\alpha_2(\hbar\omega) = \frac{B}{6\hbar\omega E_g^2}(\hbar\omega-E_g)(E_g^2+4\hbar\omega E_g+(\hbar\omega)^2). \quad (8)$$

$n_1=1$, $n_2=1/2$ va $n_1=1\backslash 2$, $n_2=1$ bo‘lganda esa:

$$\alpha_2(\hbar\omega) = \frac{2B}{15\hbar\omega\sqrt{E_g^3}}\left[5(\hbar\omega+E_g)\left(\sqrt{(\hbar\omega)^3}-\sqrt{E_g^3}\right)-3\left(\sqrt{(\hbar\omega)^5}-\sqrt{E_g^5}\right)\right]. \quad (9)$$

ifodalar olindi. (7)-(9) formulalar [4] ishda olingan formulalardan umuman farq qilmasligini ko‘rish mumkin, bu formulalardan olingan hisoblash natijalari 1- rasmda keltirilgan. Bulardan zonalararo yutilish spektrlarini analitik ifodalarini Kubo-Grinvud formulasidan aniqlashda, bu formulani (1) va (2) ko‘rinishlaridan foydalanish mumkin ekanligi kelib chiqadi.

Xuddi shu usulda (6) formuladagi $\alpha_1(\hbar\omega)$ va $\alpha_3(\hbar\omega)$ larni hisoblashni qarab chiqamiz.

$n_1=n_2=1/2$ ga teng bo‘lganda $\alpha_1(\hbar\omega)$ – valent zona dumidan o‘tkazuvchanlik zonasiga, $\alpha_3(\hbar\omega)$ – valent zonadan o‘tkazuvchanlik zonasi dumiga elektronlarni optik o‘tishlari bilan aniqlanadigan parsial yutilish spektrlarini analitik ifodasini olishni imkoni bo‘lmaganligi uchun, ularni taqribiy hisoblash usullaridan foydalanib aniqlandi.

$n_1=n_2=1$ ga teng bo‘lganda, valent zona dumidan o‘tkazuvchanlik zonasiga va valent zonadan o‘tkazuvchanlik zonasi dumiga elektronlarni optik o‘tishlari bilan aniqlanadigan parsial yutilish spektrlarini analitik ifodalari:

$$\alpha_1(\hbar\omega)=\frac{B\exp\left(-\beta_1(\varepsilon_0-\varepsilon_V)\right)}{E_g\hbar\omega\beta_1}\left[\left(\frac{1}{\beta_1}+\hbar\omega\right)\exp\left(\beta_1(\varepsilon_0-\varepsilon_V)\right)-\left(\varepsilon_0-\varepsilon_V+\frac{1}{\beta_1}+\hbar\omega\right)\right], \quad (10)$$

$$\alpha_3(\hbar\omega)=\frac{B\exp\left(\beta_2(\varepsilon_0-\varepsilon_C)\right)}{E_g\hbar\omega\beta_2}\left[\left(\frac{1}{\beta_2}+\hbar\omega\right)\exp\left(\beta_2(\varepsilon_C-\varepsilon_0)\right)-\left(\varepsilon_C-\varepsilon_0+\frac{1}{\beta_2}+\hbar\omega\right)\right]. \quad (11)$$

ko‘rinishlarda bo‘lishi aniqlandi. (10)-(11) formulalardan ko‘rish mumkinki, ular [4] ishda olingan formulalar bir xil bo‘lar ekan. (10) va (11) formulalardan olingan hisoblash natijalari 2-rasmda keltirilgan. Agar amorf yarimo‘tkazgichlardagi elektron holatlari zichligi taqsimoti uchun tanlangan empirik model to‘g‘ri bo‘lsa va Kubo-Grinvud formulasini elektronlarni optik o‘tishlariga to‘g‘ri moslashtirilsa yutilish koeffisiyeti spektrlarini fundamental sohasidagi parsial spektrlarini (1) va (2) ko‘rinishdagi Kubo-Grinvud formulasidan hisoblanganda bu formuladagi aniq integralni chegaralari to‘g‘ri olinsa. olinadigan natijalar bir xil bo‘lar ekan.

Foydalanilgan adabiyotlar

1. Zainobidinov S. Ikramov R.G. Nuritdinova M.A. Zhalalov R.M. Dependence of the Urbach energy on the Fremi level in a-Si:h films. Ukr.J.Phys. 2008. V. 53. N 12. P. 1177-1180.
2. S.V. Ivliev. The Kubo-Greenwood formula as a result of the random phase approximation for the electrons of the metal. IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series 941(2017) 012047 P. 1-5 .
3. R.G.Ikramov, A.A.Mamaxanov, M.A. Nuriddinova, R.M. Jalolov, Kh.M. Muminov, and B.Q. Sultonov. Calculation of the interband absorption spectra of amorphous semiconductors using the Kubo-Greenwood formula. Jornal of Applied and Engineering, 2022, Vol. 25, No 5, p.767-772
4. Zaynobidinov S., Ikramov R.G., Jalalov R.M., Nuritdinova M.A. Raspredeleniya plotnosti elektronnых sostoyaniy v razreshennых zonax i mejzonnыye poglощyeniya v amorfnых poluprovodnikax. //Optika i spektroskopiya. 2011, T. 110, № 5. C. 813-818.
5. Amorfnыye poluprovodniki /pod red. M.Brodskogo.M. Mir.1982.419 C.
6. D. Redfield, “Energy-band tails and the optical absorption edge; the case of a-Si:H,” Solid State Communications, 2014.V.44.P. 1347–1349.
7. Ikramov R., Nuriddinova M., Muminov K. and Zhalalov R. Temperature Dependence of Urbach Energy in Non-Crystalline Semiconductors. Optics and Photonics Journal. 2020. V.10 P.211-218.

Uch kalsiy alyuminatda elektr o‘tkazuvchanlik

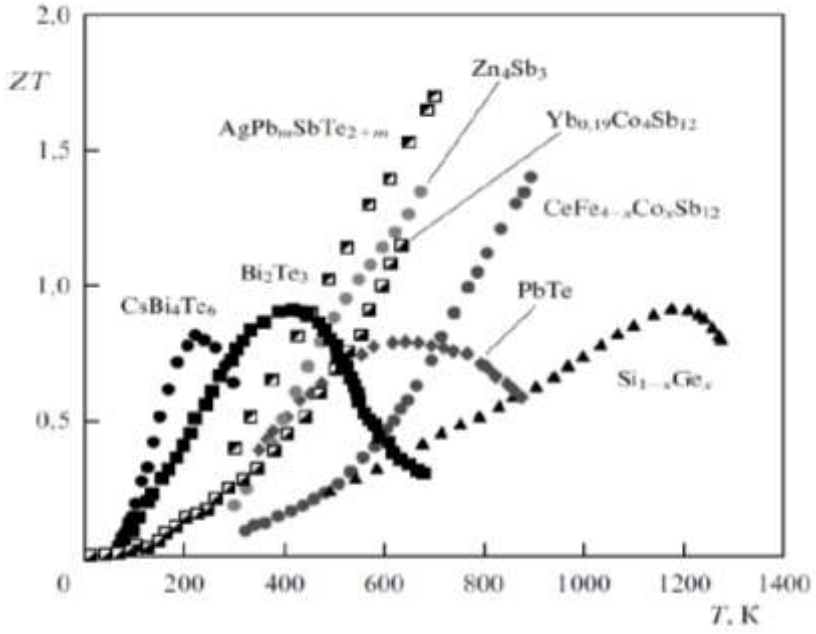
J.R. Nematullayev
Namangan muhandislik-texnologiya instituti
E-mail: jasurnematullayev@gmail.com

Aytish kerakki, hozirgi kunda texnologik rivojlanish yuksalgani sari energetikada, yuqori texnologik qurilmalarda, mikro va nanoelektronikada qo‘llaniladigan materiallarni elektr, issiqlik, fizik va kimyoviy xossalari ma’lum talablarga qat’iy javob berishi zarurati yuzaga kelmoqda.

Birinchi marta uch kalsiyli alyuminat mineral kukuni bilan temir oksidi, grafit, temir karbonli nanozarralar aralashmasidan tayyorlangan kompozit namunalarda elektr qarshilikni to‘ldiruvchilar konsentrasiyasiga bog‘lanishi o‘rganilganda va o‘tkazuvchan nanozarralar konsentrasiyasi kritik qiymatga yetganda qarshilikni keskin kamayishi aniqlandi. Keskin kamayishning ro‘y berishi Fe_2O_3 учун B_1=0.4 , grafit uchun, B_2=0.5 Fe_2CO_5 uchun, B_3=0.6 hajmiy ulush qiymatlarida ro‘y berdi [1].

Metallardan farqli o‘laroq, yarimo‘tkazgich va dielektriklar yuqori EYUK va issiqlik o‘tkazuvchanlikda elektron ulushini kuchliligi bilan xarakterlanadilar. Lekin ularda elektr o‘tkazuvchanlik past bo‘ladi. TermoEYUK, elektr o‘tkazuvchanlik va issiqlik o‘tkazuvchanlikni eng optimal ravishda tanlashda eng yaxshi termoelektrik material sifatida kuchli legirlangan yarimщtkazgich yoki yarim metallar bo‘lishi aniqlangan (ularda zaryad tashuvchilar konsentrasiyasi ~10^{19} $см^{-3}$). Quyidagi rasmda termoelektrik asllikni temperaturaga bog‘lanishi keltirilgan.

Bulardan ko‘rinadiki, o‘lchamsiz termoelektrik asllik eng yaxshi materiallarda xam ikkidan oshmaydi, ikkinchidan ZT kattalik temperaturaga ekstrimal xolatda bog‘lanishga ega. ZT kattalikni temperaturaga bog‘lanishida muayyan temperaturada maksimumlarni xosil bo‘lishi, konkret ishchi temperatura uchun eng samarali termoelektrik material tanlash imkonini beradi. Termoelektrik materiallar ishchi temperaturaga qarab uchta guruxga bo‘linadi.



1-rasm. Istiqbolli materiallar ZT=ϕ(T) bog‘lanishi.

1) Past temperaturali 273–673 ^{0}C orasida, asosan vismut va surma xolkogen;
2) O‘rta temperaturali 673–873 ^{0}C orasida, bular qo‘rg‘oshin tellur, germaniy va qalay;
3) Yuqori temperaturali 873 ^{0}C dan baland, kremniy-germaniy qotishmalar.

Aytish kerakki, eng yaxshi termoelektrik asllikka ega material vismut-tellurda xam ZT qiymati birdan ortmaydi. Termolektrik aslligi past bo‘lgan materiallarda termo EYUK past bo‘lib, ularni qo‘llash chegarasini cheklaydi. Shuning uchun birinchi navbatda termoelektrik asllikni ZT orttirish uchun ularni termoelektrik samarani belgilovchi xossalarini optimallashtirish kerak. Bunday usulda termoelektrik xossalarini o’z bo‘lsada orttirish mumkin. Optimallashtirish uchun quyidagi yo‘nalishlarni yaratish mumkin:

a) zarra tashuvchilar konsentrasiyasini optimallash;
a) taqiq zona kengligini optimallash;
v) material kimyoviy tarkibini optimallash.

Mahalliy minerallar yordamida tayyorlangan kompozitlar elektr o‘tkazuvchanligini to‘ldiruvchi konsentratsiyasiga bog‘lanishi grafigidan foydalanib kerakli qarshilikka ega material olishda amaliy foydalanish mumkin. Shuningdek olingan natijalar kompozitlar o‘tkazuvchanligi haqida tasavvurlar kengayishiga xamda uni yangi tadqiqotlar o‘tkazishga zamin bo‘ladi.

Tayyorlangan namunalarda kuzatilgan Zeyebek effekti temir karbonili aralashmada sezilarli bo‘lgani uchun shu yo‘nalishda izlanishlarni davom etdirilishi EYUK qiymatini ko‘tarilish imkonini berishi mumkin.

Adabiyotlar

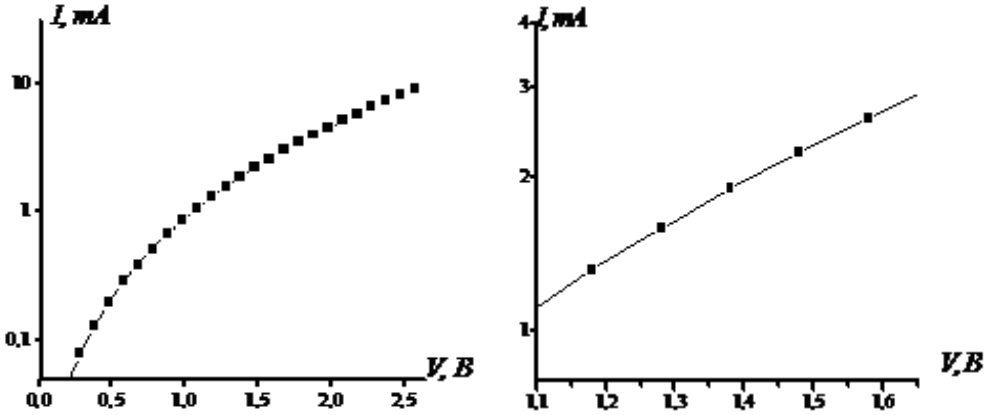
1. Михайлин Ю.А. Специальные полимерные композиционные материалы. – СПБ.: Научные основы и технологии, 2009. 660-стр.

СТАТИСТИЧЕСКИЕ ТОКИ В $pSi–nSi_{1-x}Sn_x$ ($0 \le x \le 0.04$) – СТРУКТУР, ПРИ КОМНАТНЫХ УСЛОВИЯХ

Х.М. Мадаминов
Андижанский государственный университет

Как известно, очень важным показателем p-n перехода, является его вольт-амперная харакеристика (ВАХ). Вид кривых ВАХ позволяет рассуждать о тех или иных свойствах p-n перехода. Поскольку обычно, создания p-n переходов затрудняется образованием различного рода поверхностных состояний, которые резко снижают электрические параметры изготовленных на их основе приборов. Полученный p-n переход в едином технологическом цикле обусловливает уменьшения плотности поверхностных дефектов. Учитывая это обстоятельство, исследуемые $pSi\text{-}nSi_{1-x}Sn_x$ структуры были получены в едином технологическом цикле методом жидкофазной эпитаксии.

В ходе поставленных экспериментов были измерены темновые ВАХ (рис. 1). Измерение ВАХ было проведено при комнатной температуре T=293 K в режимах прямого тока (рис. 1a).



a) b)

Рис. 1. Прямые ветви ВАХ $pSi–nSi_{1-x}Sn_x$ гетероструктур (a) и их сублинейные участки (b) при комнатной температуре

ВАХ исследованных образцов твердого раствора (ТР) содержит сублинейный участок. На рис. 1b изображен сублинейный участок ВАХ, перестроенный в полулогарифмическом масштабе. Нетрудно убедится, что в этих координатах сублинейный участок выпрямляется и удовлетворительно описывается экспоненциальной зависимостью типа

$$V \approx V_0 \cdot \exp(JA) \qquad (1)$$

Теоретические исследования процессов амбиполярного транспорта неравновесных носителей в $p\text{-}n\text{-}n^+$-структурах показывают, что ВАХ, описываемое выражением (1), может возникать в условиях эффекта инжекционного обеднения, впервые предсказанного Лейдерманом, Карагеоргий-Алкалаевым [1].

Этот эффект имеет место в условиях развитой аккумуляции носителей у $n\text{-}n^+$-перехода n-базы, обусловливающей встречные направления диффузии и дрейфа. При этом благодаря инжекционной модуляции заряда глубоких примесей имеет место спад концентрации неравновесных носителей тока n, линейный рост скорости амбиполярного дрейфа v_a с ростом тока в виде

$$\nu_a = a \cdot D_p \cdot J \quad (2)$$

где $a = \left(2qN_t D_n\right)^{-1}$, q - заряд электрона, D_n, D_p - коэффициенты диффузии электронов и дырок, соответственно; N_t - концентрация глубоких примесей.

Как показано в [2, 3] коэффициент A в (1) определяется по формуле

$$A = a \cdot W \quad (3)$$

График I(V) на рис. 1b позволяет оценить параметра «a» по формуле

$$a = \frac{1}{W}\ln\left(\frac{V_2}{V_1}\right) \cdot S/(J_1 - J_2) \quad (4)$$

где W - длина n-базы, S - площадь поперечного сечения образца. Вычисление по формуле (2) показывает, что значения параметра a = $6.58 \cdot 10^3$ см/А и концентрация глубоких примесей ответственных за появление сублинейного участка в виде (1), при комнатной температуре, значение которого составляло $N_t = 5.3 \times 10^{12}$ $см^{-3}$.

Здесь уместно добавить, что удельное сопротивление эпитаксиального слоя, определенное по методу Холла составляет 0.8 Ом·см, однако все полученные характеристики свидетельствуют о том, что между эпитаксиальной пленкой и подложкой образуется слой с другими характеристиками, иначе такие ВАХ не наблюдаются, и, следовательно, не может наблюдаться экспоненциальная зависимость (1).

Таким образом, полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что наличие сублинейного участка на ВАХ p-n-n^+-структур на основе ТР кремний-олово связано с эффектом инжекционного обеднения.

Литература

1. Leiderman A.Yu., Karageorgy-Alkalaev P.M. On the theory of sublinear current-voltage characteristics of semiconductor structures // *Solid State Communications,* 1978, vol. 25, iss. 10. pp.781-783.

2. Зайнабидинов С.З., Лейдерман А.Ю., Каланов М.У., Усмонов Ш.Н., Бобоев А.Й. Особенности электрофизических свойств p–n структур на основе непрерывного твердого раствора n-Ge – p-$(Ge_2)_{1-x-y}(GaAs)_x(ZnSe)_y$ // Узбекский физический журнал. 2015. Т. 17, № 5. С.301-305.

3. Саидов А.С., Лейдерман А.Ю., Усмонов Ш.Н., Амонов К.А. Эффект инжекционного обеднения в p-Si−n-$(Si_2)_{1-x}(ZnSe)_x$ ($0 \le x \le 0.01$) гетероструктуре // ФТП. 2018. Т. 52, № 9. С.1066-1070.

THE EFFECTIVE ROLE OF TEMPERATURE IN IMPROVING THE ELECTRICAL CONDUCTIVITY AND THERMOPOWER OF n-PbTe FILMS

S.M. Otajonov[1], T. Akhmedov[1], K.Botirov[1], N.Yunusov[2]
Fergana State University[1], Tashkent state technical university[2]

It is known that in order to create film thermoelectric receivers of infrared radiation (IR), it is necessary to use highly efficient materials. The class of such materials includes lead chalcogenide, which are distinguished by a high efficiency for reporting relatively large values of $\alpha^2\delta$ (α- thermopower coefficient, δ-electrical conductivity) and low inertia [1,2].

It was shown in [3–6] that lead chalcogenide films obtained by vacuum evaporation have higher thermopower coefficient values compared to bulk crystals with the same concentration of charge carriers. The authors suggested that this phenomenon is associated with the appearance of an additional scattering mechanism, associated with potential barriers created in the films by inter-block boundaries. In [7, 8], one of the possible reasons for the appearance of barriers is the deformation of a crystal near inter-block boundaries (dislocation walls).

In this regard, it is of interest to study the technology of obtaining and thermoelectric properties of lead chalcogenide films in order to increase and stabilize their operating parameters. In this work, we have studied the technology of obtaining and electrical properties of deposited n-PbTe films.

To find the optimal technology for obtaining films, the influence of the temperatures of the evaporator and substrate, the distance from the evaporator to the substrate, and the deposition rate were studied. Figure 1 shows curve (2) of the dependence of $\alpha^2\sigma$ on the substrate temperature. For comparison, curve (1) of a similar dependence, constructed according to the data of [6], is shown. Studies have shown that an increase in the substrate temperature to 350÷370^{0}C leads to an increase in $\alpha^2\sigma$ due to an increase in Ϭ because diffusion processes, the intensity of which increases with temperature, lead to sintering of the sawn layer, i.e., to an increase in blocks (decrease in dispersion). Above these temperatures, the thermoelectric properties of the films begin to noticeably deteriorate [9]. It can be assumed that, starting from these temperatures, intensive reevaporation of the components of the film material occurs, which leads to a significant shift in the stoichiometry of the condensed substance.

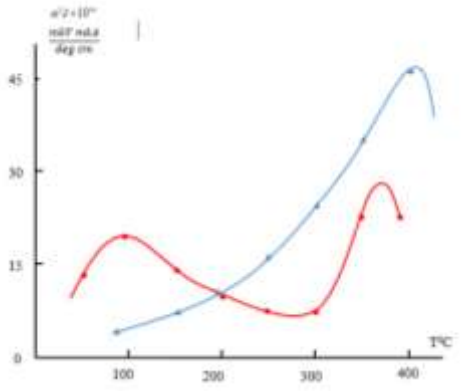


Fig.1. Curve of dependence of α 2 T on substrate temperature (T)

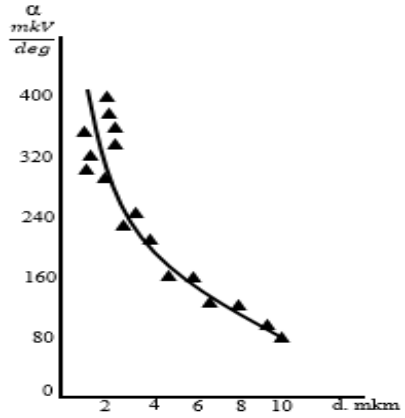


Fig.2. Dependence of the Thermopower coefficient of n-PbTe films on the thickness deposited layer

Studies of the adhesion of thermoelectric films to the substrate showed that this parameter also depends on the thickness of the films. With increasing thickness, adhesion deteriorates. So, for example, the adhesion force of mica and a film 1 μm thick reaches 5.7 kg/cm^2, and with a film 2 μm thick, -0.4 kg/cm^2. The highest adhesion force was observed on a nitrocelluloid substrate of ~16 kg/cm^2, and this result was obtained on a film condensed on a substrate heated to softening.

At substrate temperatures below 300^{0}C, films condensed onto mica have a higher value of $\alpha^2\sigma$ than films on polyimide. However, as the condensation temperature increases to 350÷370^{0}C, this parameter is equalized on both types of substrates [11].

It is known that lead chalcogenides interact intensively with oxygen, and the latter is an acceptor impurity for them. Due to the fact that the films have a relatively small thickness and a significant surface, this circumstance imposes restrictions on the experimental study of the temperature behavior of thermoelectric parameters.

It can be concluded that no significant changes in the band structure and scattering mechanisms are observed in n-PbTe films [12, 13]. The higher the carrier concentration in the films, the lower α_{max}, but these films have smoother α(T) curves. Therefore, for such films, it is easier to choose substrates that would provide the condition

$$\frac{\alpha(T)}{\chi_s(T)} = const$$

(χ_s -substrate thermal conductivity) required in thermoelectric converters.

Figure 6 shows the relative change in the thermopower coefficient (α) and electrical conductivity (δ) during storage in air for one year depending on the thickness of the films. As can be seen from these data, in films up to 1.7 μm thick, α does not actually change, however, the electrical conductivity drops sharply, which leads to a noticeable decrease in the thermoelectric power factor $\alpha^2\delta$. For d>1.7 μm, it decreases by 10–40%, and it is difficult to trace the correlation between the change in electrical conductivity and the film thickness; the thermoelectric coefficient increases, and the thicker the film, the more significant this increase. In films with a thickness of 2 to 3.5 μm, the thermoelectric power factor changes by less than 10% [14, 15]. In our opinion, in terms of the stability of parameters during operation and storage, it is advisable to obtain sensors of the specified thickness.

Thus, the technology for obtaining and studying the temperature dependences of n-PbTe thermoelectric films described in the work suggests that these films can be used in thermopiles and thermoelectric branches of IR sensors. The totality of the present data and studies to some extent confirms the barrier consideration of the nature of the thermopower in n-PbTe films.

References

1. Hang-TianLiuQiangSunYan ZhongCheng-LiangXiaYue ChenZhi-GangChenRan Ang. Achieving high-performance n-type PbTe via synergistically optimizing effective mass and carrier concentration and suppressing lattice thermal conductivity//Chemical Engineering Journal 428 (2022) 132601Available online 24 September 20211385-8947/© 2021 Published by Elsevier B.V.

2. K. Hoang, S.D. Mahanti, Electronic structure of Ga-, In-, and Tl-doped PbTe: a supercell study of the impurity bands.// Phys. Rev. B. 78 (8) (2008), https://doi.org/ 10.1103/PhysRevB.78.085111.

3. M.D. Nielsen, E.M. Levin, C.M. Jaworski, K. Schmidt-Rohr, J.P. Heremans, Chromium as resonant donor impurity in PbTe.//Phys. Rev. B 85 (2012), 045210.

4. Y.u. Xiao, H. Wu, W. Li, M. Yin, Y. Pei, Y. Zhang, L. Fu, Y. Chen, S.J. Pennycook, L. i. Huang, J. He, L.-D. Zhao, Remarkable roles of Cu to synergistically optimize phonon and

carrier transport in n-type PbTe-Cu2Te.// J. Am. Chem. Soc. 139 (51) (2017) 18732–18738.
5. T Akhmedov, S M Otajonov, Ya Usmonov, M M Khalilov, N Yunusov and A K Amonov Optical properties of polycrystalline films of lead telluride with distributed stichiometry.. Journal of Physics: Conference Series. 1889 (2021) 022052. doi:10.1088/1742-6596/1889/2/022052
6. S M Otajonov, T Akhmedov, M M Khalilov, N Yunusov, U Mamadzhanov, N M Zhuraev Effective dielectric permeability and electrical conductivity of polycrystalline PbTe films with disturbed stoichiometry.. Journal of Physics: Conference Series. 2131 (2021) 052008. doi:10.1088/1742-6596/2131/5/052008
7. S M Otazhonov, M Kh Rakhmonulov, M M Khalilov, K A Botirov, N Yunusov. Effect of group VII elements on strain sensitivity of polycrystalline films PbTe, PbS. European Science Review Scientific journal № 1–2 2021 (January – February), doi.org/10.29013/ESR-21-1.2-35-38.
8. Y.Z. Pei, Z.M. Gibbs, A. Gloskovskii, B. Balke, W.G. Zeier, G.J. Snyder, Optimum carrier concentration in n-type PbTe thermoelectrics.//Adv. Energy Mater. 4 (2014) 1400486.
9. C.C. Stoumpos, S. Wang, T.P. Bailey, L.D. Zhao, C. Uher, M.G. Kanatzidis, Subtle roles of Sb and S in regulating the thermoelectric properties of n-type PbTe to high performance.//Adv. Energy Mater. 7 (2017) 1700099.
10. A.D. LaLonde, Y. Pei, G.J. Snyder, Reevaluation of PbTe1-xIx as high performance n-type thermoelectric material.//Energy Environ. Sci. 4 (6) (2011) 2090, https://doi. org/10.1039/c1ee01314a.
11. G.Z. Bagieva, G.M. Murtuzov, G.D. Abdinova, E.A. Allahverdiev, D.Sh. Abdinov / Influence of structural defects on the thermal conductivity of poly- and single-crystal PbTe / Inorganic materials. - 2012. Vol.48, No. 8. – P. 901-904
12. Z.F. Agaev, G.Z. Bagieva, J.Z. Naftalieva, B.Sh. Barkhalov / Electrical properties of PbTe single crystals with an excess of lead // Physics of the Solid State. - 2008. - No. 3. - P. 92-94.
13. Z. Dashevsky, S. Shuzterman, M.P. Dariel, I. Drabkin Thermoelectric efficiency in graded indium-doped PbTe crystals // Journal of Applied Physics. – 2002. – Vol. 92, №3. – P. 1425-1430
14. Tingjun Wu, Jae-Hong Lim, Kyu-Hwan Lee, Jiwon Kim,* and Nosang V. Myung Te-Embedded Nanocrystalline PbTe Thick Films: Structure and Thermoelectric Properties Relationship. pp-2-12. Coatings 2021, 11, 356. https://doi.org/10.3390/coatings11030356
15. B,B. Dzundza, L. Nykyruy, T. Parashchuk, E. Ivakin, Y. Yavorsky, L. Chernyak, Z.Dashevsky. Transport and thermoelectric performance of n-type PbTe films. Physica B Condensed Matter April 2020.

Sb_2Se_3 ASOSIDA TAYYORLANGAN YUPQA QATLAMLI QUYOSh ELEMENTLARIDA FOYDALI ISh KOEFFITSIENTINING QALINLIKGA BOG‘LIQLIGINI ANIQLASh

M. Bekchanov[1], R. Raximboyev[1], K. Yakubov[1], R. Bazarbayev[1], D. Qurbanov[1], S. Karajanov[2]

[1]Urganch davlat universiteti, [2] Norvegiya energiya texnologiyalari instituti.

Zamonaviy texnika va texnologiyaning shiddatli ravishda rivojlanishi o‘rtacha rivojlanish tendensiyasiga ega bo‘lgan mamlakatlarda ham muqobil energiya manbalariga bo‘lgan qiziqishlarni orttirib yubordi. Muqobil energiya manbalaridan biri quyosh energiyasi hisoblanib, yilning asosiy qismi ochiq va issiq kelishi tufayli yurtimizda quyosh energiyasidan foydalanishning barcha yo‘nalishlari bo‘yicha afzalliklarga ega. Misol uchun uyingiz tomining 15-20 metr kvadrat qismiga jami 15 kW quvvatga ega quyosh panellari o‘rnatsangiz uyingiz barcha elektr ta’minoti uchun mustaqil elektr manbaiga ega bo‘ladi degani. Aholi sonining oshib borishi, sanoat korxonalari, zavodlarning ko‘payishi, tabiiyki energiyaga bo‘lgan ehtiyojni orttirib yubordi . Bu kabi energiya inqirozini oldini olishning birdan – bir yo‘li bu qayta tiklanuvchi energiyalardan foydalanishdir. Bu sohaga davlatimiz tomonidan ham keng imkoniyatlar yaratilmoqda[4].

Quyosh elementlarining foydali ish koeffitsientini oshirish va mahsulot tannarxini pasaytirish bugungi kunning muhim masalalaridan biridir. Mahsulot tannarxini pasaytirishda yupqa qatlamli quyosh elementlaridan ham foydalanish mumkin. Yupqa qatlamli quyosh elementlarini olish texnologiyasi oson va tannarxi arzon bo‘lganligi uchun ular istiqbolli hisoblanadi. Foydali ish koeffitsientini kamaytirmagan holatda, qalinlikni kamaytirish mahsulot sarfining kamayishiga xizmat qiladi [3].

Ushbu tadqiqotda SCAPS modellashtirish dasturida Sb_2Se_3 asosida tayyorlangan yupqa qatlamli quyosh elementlarida qalinlikning foydali ish koeffitsientiga bog‘liqligini o‘rganildi[1]. Yupqa qatlamli quyosh elementlarining turli qalinliklardagi foydali ish koeffitsientlari tadqiq qilindi. Natijalar Sb_2Se_3 quyosh elementlarining qalinligi ularning samaradorligiga kuchli ta’sir ko‘rsatishi va optimal ish koeffitsienti qalinlikka bog‘liq ekanligini ko‘rsatdi. Hisoblash ishlari hozirgi kunda Si asosida tayyorlangan yupqa qatlamli quyosh elementi bilan solishtirilgan.

1-Jadval Sb_2Se_3 va Si asosida tayyorlangan quyosh elementi parametrlari

Parametrlar	**Sb_2Se_3**	**Si**
Qalinligi (nm)	50-600	50-600
Taqiqlangan Zona kengligi (eV)	1.2	1.12
Elektron affinitiy (eV)	4	4
Dielektrik singdiruvchanlik	18	11.9
CB effektiv konsentratsiya cm^{-3}	$2.5 \cdot 10^{18}$	$1.3 \cdot 10^{19}$
VB effektiv konsentratsiya cm^{-3}	$1.8 \cdot 10^{19}$	$7.6 \cdot 10^{11}$

Elektronning issiqlik tezligi , cm/s	$1 \cdot 10^7$	$1 \cdot 10^7$
Kovakning issiqlik tezligi , cm/s	$1 \cdot 10^7$	$1 \cdot 10^7$
Elektron harakatchanligi , cm^2/V/s	$1.5 \cdot 10^1$	0.014
Kovak harakatchanligi cm^2/V/s	$5.1 \cdot 10^1$	0.045
Donor aralashma kansentratsiyasi N_d cm^{-3}	$1 \cdot 10^{17}$	0
Akseptor aralashma kansentratsiyasi N_d cm^{-3}	0	0

Sb_2Se_3 va Si asosida tayyorlangan yupqa qatlamli quyosh elementlarini SCAPS 1D dasturida modellashtirish uchun 1-jadvalda keltirilgan parametrlar olindi.

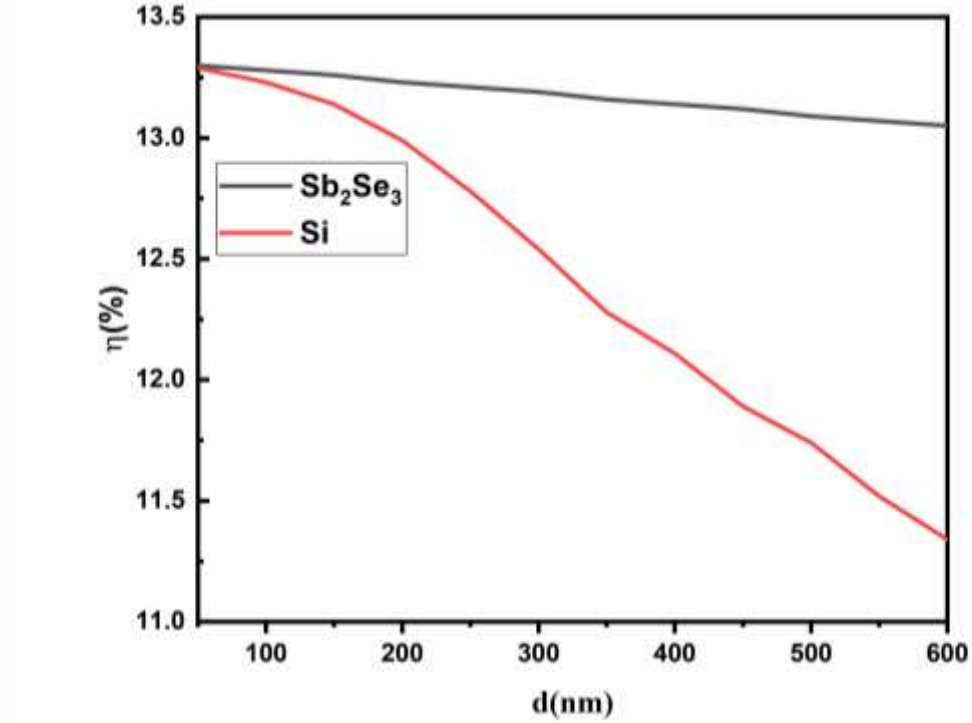
Ushbu tadqiqotda SCAPS modellashtirish dasturida Sb_2Se_3 asosida tayyorlangan yupqa qatlamli quyosh elementlarida qalinlikning foydali ish koeffitsientiga bog‘liqligini o‘rganildi[2]. Quyidagi modellashtirish yordamida olingan natijalar keltirilgan:

2-Jadval: Qalinlikni foydali ish koeffits ientiga bog‘liqligini bog‘liqligi.

Qalinlik (nm) Sb2Se3	Foydali ish koeffisienti	Qalinlik (nm) Si	Foydali ish koeffisienti
50	13,3	50	13.29
100	13,28	100	13.23
150	13,26	150	13.14
200	13,23	200	12.99
250	13,21	250	12.78
300	13,19	300	12.54
350	13,16	350	12.28
400	13,14	400	12.11
450	13,12	450	11.89
500	13,09	500	11.74
550	13,07	550	11.52
600	13,05	600	11.34

Yupqa qatlam qalinligining 50-600 nm oralig‘ida Si asosida tayyorlangan quyosh elementlarining FIKi Sb_2Se_3 asosida tayyorlangan quyosh elementiga nisbatan keskin kamayganini ko‘rish mumin (1-rasm).

Natijalar yupqa qalinliklarda Sb_2Se_3 asosida tayyorlangan yupqa qatlamli quyosh elementlari, yupqa qatlamli Si asosidagi quyosh elementlariga qaraganda samaraliroq ekanligini ko‘rsatdi.



1-rasm. Sb_2Se_3 asosida tayyorlangan yupqa qatlamli quyosh elementining qalinligini foydali ish koeffisientiniga bog‘liqligi

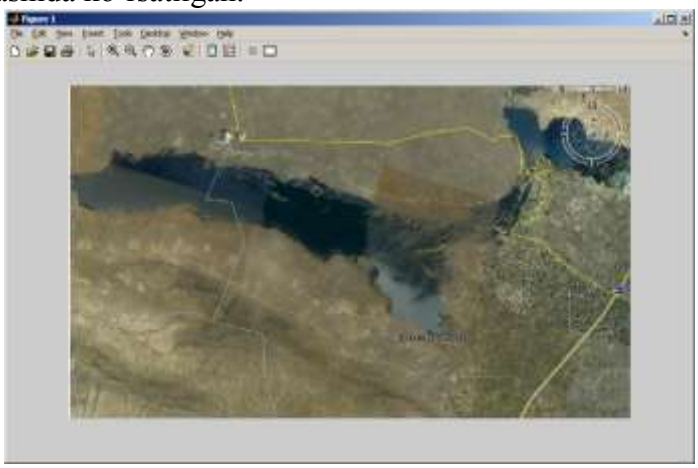
Adabiyotlar:

1. Marc Burgelman, Koen Decock, Alex Niemegeers, Johan Verschraegen, Stefaan Degrave, SCAPS manual, 2021
2. Koen Decock & Marc Burgelman, SCAPS 3.0 An introduction
3. В. В. Бессель, В. Г. Кучеров, Р. Д. Мингалеева, Изучение солнечных фотоэлектрических элементов. Учебно-методическое пособие. Москва 2016.
4. A.T.Mamadalimov, M.N.Tursunov, Yarimo‘tkazgichli quyosh elementlari fizikasi va texnologiyasi. O‘quv qo‘llanma. T. Universitet, 2002.- 94

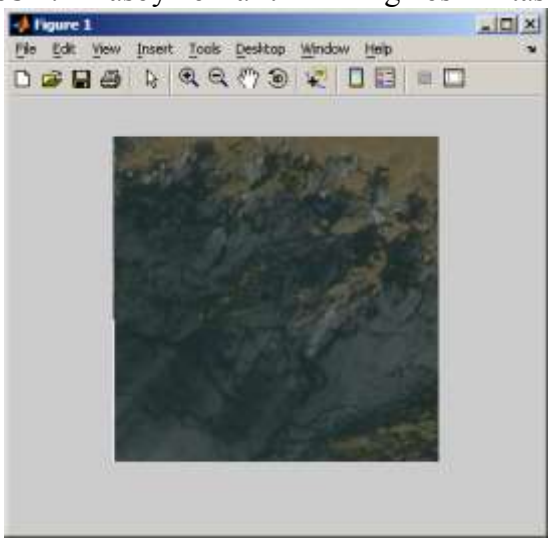
DISKRET FURE O‘ZGARTIRISH YORDAMIDA AYDAR-ARNASOY KO‘LI TIZIMI TASVIRINING RAQAMLI MODELINI ISHLAB CHIQISH

N.A. Qarshiboyev
Jizzax politexnika institute

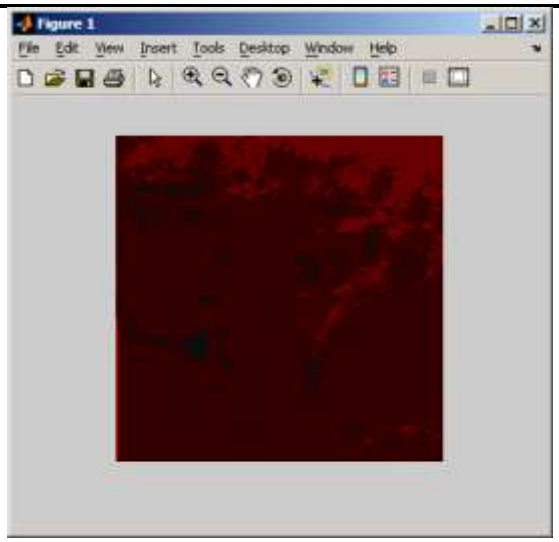
Aydar-Arnasoy ko‘l tizimi tasviring raqamli modeli Fure to‘g‘ri va teskari o‘zgartirishlari yordamida amalga oshirildi. Bunda, 1-rasmda ko‘rsatilgan gidrogelogik ob’ektlar tasvirlariga raqamli ishlov berish algoritmidan foydalanamiz. Dastlab Aydar-Arnasoy ko‘l tizimining kosmik tasviri dasturga yuklab olindi. Bunda, tasvirni yuklashda biz imread buyrug‘idan foydalanamiz. Tasvirni ko‘rish uchun imshow(I) buyrug‘ini qo‘llaymiz (2-rasm). Tasvirning 256x256 o‘lchami hosil qilamiz (3-rasm). R, G va B matritsalarini ajratib olindi (4-5-6-rasmlar). Fure to‘g‘ri va teskari o‘zgartirish funksiyalaridan foydalanilgan holda spektrlar fazolari hosil qilindi (7-8-9-rasmlar) va spektrlar matritsalari yig‘ildi (10-rasm). F1, F2 va F3 spektrlar uchun Furening teskari o‘zgartirish operatori asosida natija olindi (11-rasm). Natijada tasvir tiklanadi (12-rasm). Aydar-Arnasoy ko‘li tizimi tasvirining diskret Fure o‘zgartirish yordamida ishlab chiqilgan raqamli modeli umumiy holati 12-rasmda ko‘rsatilgan.



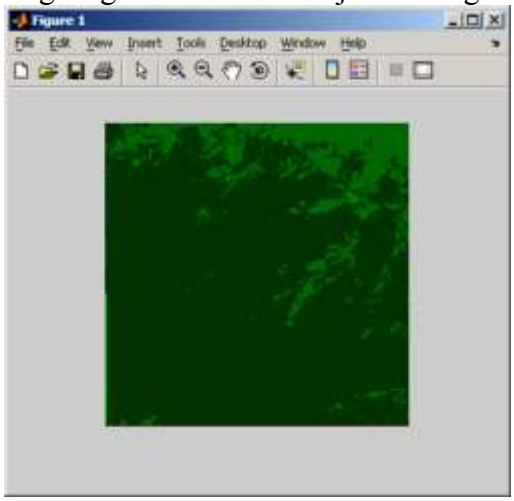
1-rasm.Arnasoy ko‘llar tizimining kosmik tasviri.



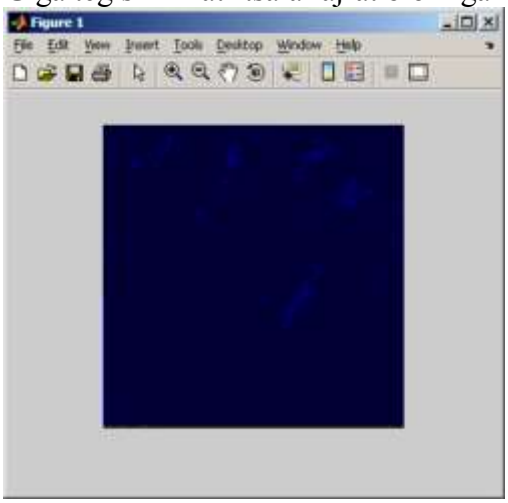
2-rasm.Arnasoy ko‘llar tizimi tasvirining kvadrat kesimi.



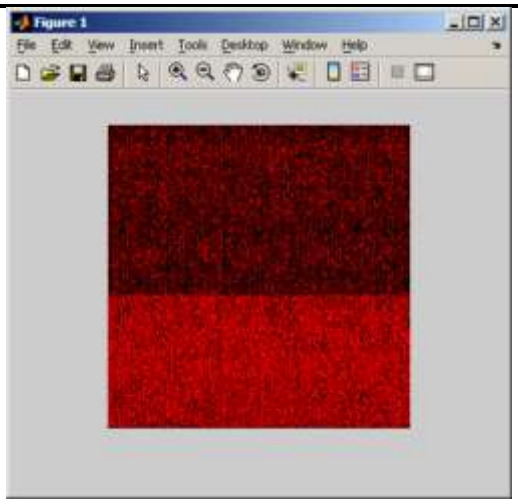
3-rasm. Arnasoy ko‘llar tizimi tasvirining raqamli matritsasidagi piksellarning tashkil etuvchilari R ga tegishli matritsalar ajratib olingan ko‘rinishi.



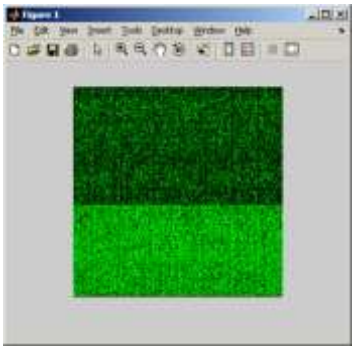
4-rasm. Arnasoy ko‘llar tizimi tasvirining raqamli matritsasidagi piksellarning tashkil etuvchilari G ga tegishli matritsalar ajratib olingan ko‘rinishi.



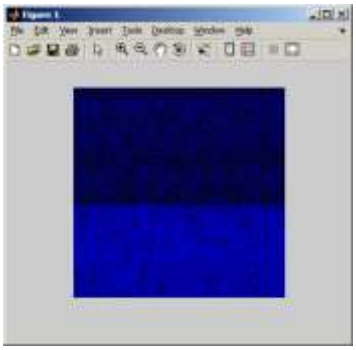
5-rasm. Arnasoy ko‘llar tizimi tasvirining raqamli matritsasidagi piksellarning tashkil etuvchilari B ga tegishli matritsalar ajratib olingan ko‘rinishi.



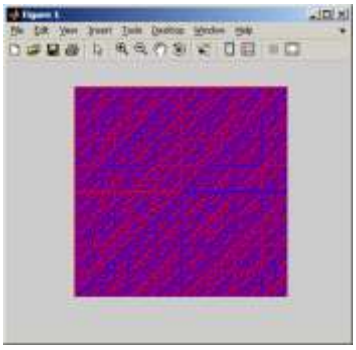
6-rasm.AR matritsalarga Furening to‘g‘ri shakl o‘zgartirishi asosida hosil qilingan spektrlar fazolari.



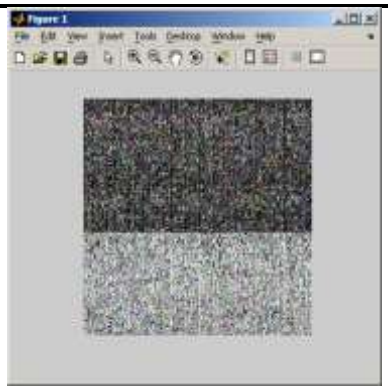
7-rasm. AG matritsalarga Furening to‘g‘ri shakl o‘zgartirishi asosida hosil qilingan spektrlar fazolari.



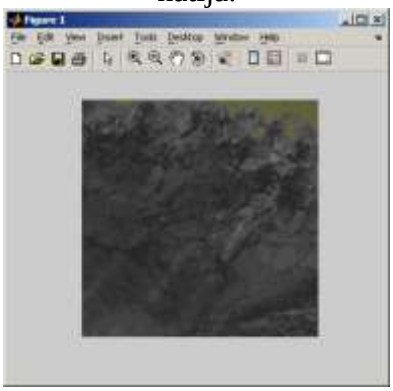
8-rasm.AB matritsalarga Furening to‘g‘ri shakl o‘zgartirishi asosida hosil qilingan spektrlar fazolari.



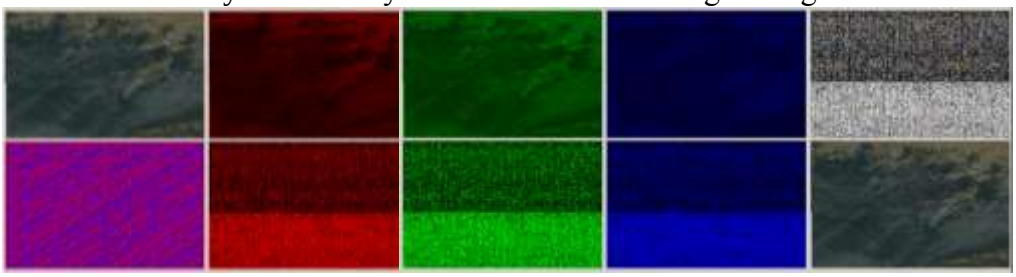
9-rasm. Fq[F1 F2 F3] umumlashgan spektrlar matritsalari yig‘indisi.



10-rasm. F1, F2 va F3 spektrlar uchun Furening teskari o‘zgartirish operatori asosida olingan natija.



11-rasm.Aydar-Arnasoy ko‘llar tizimi tasvirining tiklangan holati.



12-rasm.Aydar-Arnasoy ko‘li tizimi tasvirining diskret Fure o‘zgartirish yordamida ishlab chiqilgan raqamli modeli

Foydalanilgan adabiyotlar ro‘yxati

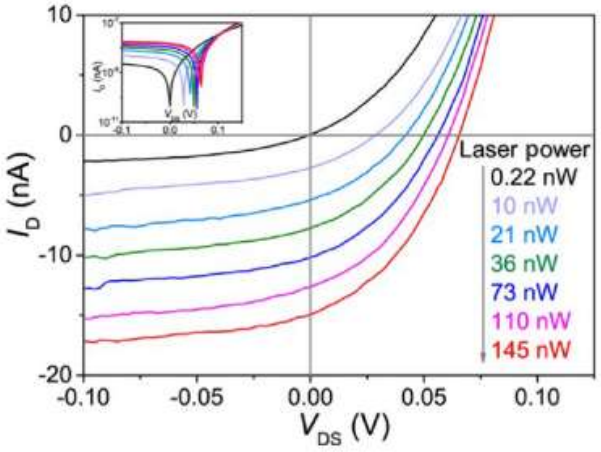
1. Гонсалес Р. Цифровая обработка изображений Ғ Р. Гонсалес, Р. Вудс. - М. : Техносфера, 2005. - 1072 с.
2. Претт У. Цифровая обработка изображений: Пер. с англ. - М.: Мир. 1982. - Кн. 1 и 2
3. Тавбоев С. А., Каршибоев Н. А. МЕТОДЫ УЛУЧШЕНИЯ КОНТРАСТА ИЗОБРАЖЕНИЙ ПРИ НЕЧЕТКОЙ ИСХОДНОЙ ИНФОРМАЦИИ //Экономика и социум. – 2021. – №. 3-2. – С. 427-432.
4. Tovbaev Sirojiddin Karshiboev Nizomiddin International Journal of Trend in Scientific Research and Development (IJTSRD) Volume 4 Issue 4, June 2020 Available Online: www.ijtsrd.com e-ISSN: 2456 – 6470
5. Tavboyev Sirojiddin Akbutayevich, Qarshiboyev Nizomiiddin Abdumalikovch Application of the theory of indistinct sets in the estimation of quality of educational process // Journal of Critical Reviews ISSN-2394-5125 Vol 7, Issue 12.2020

2D o‘lchamdagi p-n-o‘tishli diod VAX ning yorug’lik quvvatiga bog’liqligi

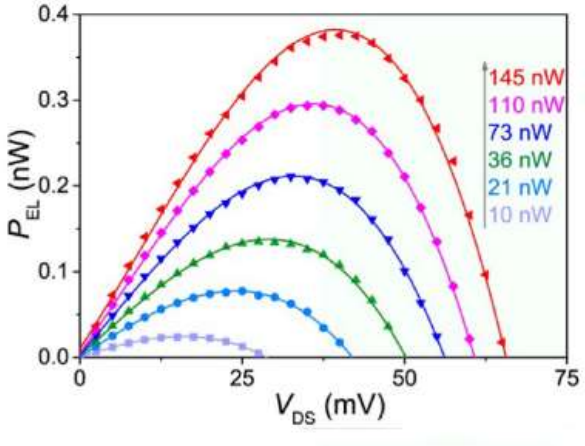
M.G. Dadamirzaev, M.O. Qosimova, A.S. Maxmudov
Namangan muhandislik - qurilish institute

Ikki yarimo'tkazgichdan tashkil topgan p-n o’tish, rektifikatorlar [1], fotodetektorlar [2-6], fotovoltaiklar [7-11] va yorug'lik chiqaradigan diodlar kabi elektron va optoelektronik qurilmalarning [12-13] asosiy funktsiyalaridan biridir. 3D o’lchamli p-n-o’tishlarini ishlab chiqarishda ionli injektsiyadan kelib chiqqan atomik legirlash yoki sirt o’zgarishi, yarimo’tkazgichning elektr xususiyatlarini va kristal tuzilishini o’zgartiradi. Bundan tashqari, yarimo’tkazgichli qurilmalarning kichrayib, turli kvant effektlari asta-sekin sezilarli bo’lmoqda. Bu esa, klassik qurilma dizayin nazariyasi endi qo’llanilmasligini ko’rsatadi. So’ngi yillarda, atomik nozik ajoyib xususiyatli ikki o’lchovli (2D) materiallar katta qiziqish uyg’otmoqda. Ba’zi 2D p-n-o’tishlar, masalan, WS_2, WSe_2 va qora fosfor (BP) ning elektrostatik maydon xususiyatlari yarimo’tkazgichlarga yangi imkoniyatlar eshigini ochadi [10,14]. Diodlarga tashqi maydon sifatida yorug’likdan foydalanish ancha qo’shimcha afzalliklar yaratadi. Masalan, yorug’likni masofadan turib ham yuborish mumkin. Bu aniq boshqariladigan, tez almashtiriladigan va juda kam energiya sarf qiladigan zamonaviy integral optoelektronik ulanish sxemalari uchun katta ahamiyatga ega

Diodlarni boshqarish uchun yorug’lik tashqi simulyator sifatida ishlatiladi. [17] ishda yorug’lik ikki o’lchovli p-n birikmalarining o’tkazuvchanlik zonalarini shakllanishiga olib kelishi ko’rsatib berilgan. Tajriba natijalarining ko’rsatishicha, p-n-o’tishdagi asosiy zaryad tashuvchilarning zichligi tushayotgan yorug’lik quvvatiga bog’liq bo’ladi. Qora fosforli p-n-o’tishlarda fotoinduksiyalangan elektron-kovak juftlarini ajratish uchun fotovoltaik ilovalardan foydalaniladi. Shu bilan birga, 1-rasmda ko’rsatilganidek, yorug’lik quvvatining ortishi bilan fotovoltaik effektni kuzatish mumkin.



1-rasm. Turli hil yorug’lik quvvatidagi diodning volt-amper xarakteristikasi



2-rasm. P_{el} turli yorug’lik quvvatlarida U_{DS} ning funksiyasi sifatida

1-rasmdan ko’rinib turibdiki, yorug’lik quvvati ortgan sayin salt yurish kuchlanishining hamda teskari tokning qiymatlari ortadi. Bu esa fotovoltaik mexanizmga mos keladi.

Diodlarni ishlab chiqarishda ularning quvvatini hisoblash muhim ahamiyatga ega. Tok kuchi va kuchlanish qiymatlarini bilgan holda diodning quvvatini $P_{el} = I_{DS}U_{DS}$

ifoda yordamida hisoblanadi. 2-rasmda P_{el} sx**emasi sifatida** U_{DS} **ga bog’liqlik grafigi keltirilgan [17]**

Biroq, hozirgacha keltirilgan ishlarda 2D o’lchamli materiallarda yorug’lik bilan ishlaydigan p-n-o’tishli diodlar uchun yorug’lik quvvatining ortib borishi bilan teskari tok o’zgarishi nazariy jixatdan etarli darajada o’rganilmagan.

Yuqoridagilardan kelib chiqib, ushbu ishda maqsadimiz, 2D o’lchamli materiallarda yorug’lik bilan ishlaydigan p-n-o’tishli diodlar uchun yorug’lik quvvatining ortib borishi bilan teskari tok o’zgarishini nazariy jixatdan o’rganish va bu fotovoltaik mexanizmga mos kelishini, xosil bo’lgan fototok teskari tokni ortirishini ko’rsatishdan iborat

Yarimo’tkazgichli 2D materiallarga asoslangan fotodetektorlar uchun yarimo’tkazgich volt-amper xarakteristikasi fototoklarining yorug’lik quvvatiga bog’liq xolda o’zgarishini ko’rib chiqamiz. Bunda 2D o’lchamli p-n-o’tishning umumiy tokini hisoblash uchun Shokli tenglamasidan foydalanish mumkin

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

Bu erda, I_s – to’yinish toki, m -p-n-o’tish VAX ning noideallik koeffitsienti, $U_T=\frac{kT}{q}$ issiqlik kuchlanishi, W – Lambert funksiyasi,

R_s – diodga ketma-ket ulangan qarshilik. (1) ifodadan foydalanib, 2D o’lchamdagi $p-n-$ o’tishning volt-amper xarakteristikasini olishimiz mumkin. 2D o’lchamdagi fotodiodning umumiy tokini (1) ifodadan foydalangan holda quyidagicha keltirib hisoblashimiz mumkin:

$$I_{ds}=\frac{mU_T}{R_s}W\left(\frac{I_sR_s}{mU_T}\exp(\frac{U_{ds}+I_sR_s}{mU_T})\right)-I_s-I_c \quad (2)$$

bunda, $I_c=eI_0(1-\beta_0)$, $I_0=\alpha G(1-R)$ – yorug’likning intensivligi, $\alpha=A(h\nu-E_g-\Delta\varepsilon)^r$ - yorug’likning yutilish koeffisienti, $h\nu\approx E_g$ bo’lsa, $\alpha=A(\Delta\varepsilon)^r$, E_g – taqiqlangan zona kengligi, ν – yorug’lik chastotasi, $h-$ Plank doimiysi, $\Delta-$ deformasiya potensiali, $r-$ to’g’ri ruxsat etilgan o’tish uchun $r=\frac{1}{2}$, to’g’ri taqiqlangan o’tish uchun $r=\frac{3}{2}$. A - koeffisient to’g’ri ruxsat etilgan o’tish uchun $A=2*10^4$ ga teng, $G=\frac{W\lambda}{hc}$ – yuza birligiga tushayotgan fotonlar soni, $W-$ yorug’lik quvvati, $R=(\frac{n-1}{n+1})^2$ – yorug’likning qaytarish koeffisienti, n – muxitning sindirish ko’rsatkichi, $L=(\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{e}\frac{n_n+p_p}{n_np_p})(\varphi_0+U))^{\frac{1}{2}}-$ xajmiy zaryad qatlami kengligi, $L_s=\frac{D_e}{s}$, $s-$ rekombinatsiya tezligi

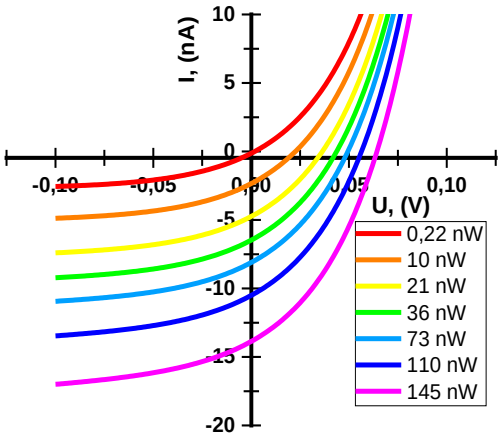
Yuqoridagilarni hisobga olib fototok uchun

$$I_c=-\frac{eI_0}{1+\frac{L}{L_s}}=\frac{e\alpha G(1-R)}{1+(\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{e}\frac{n_n+p_p}{n_np_p}(\varphi_0+U))^{\frac{1}{2}}\frac{s}{D_e}}=\frac{eW\lambda(1-R)A(\Delta\varepsilon)^r}{\left(1+(\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{e}\frac{n_n+p_p}{n_np_p}(\varphi_0+U))^{\frac{1}{2}}\frac{s}{D_e}\right)\cdot hc} \quad (3)$$

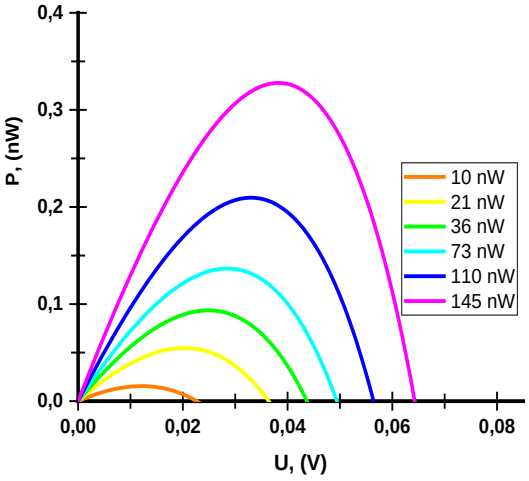
ifodaga ega bo’lamiz. (3) ni (2) ga qo’ysak,

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

ifodaga ega bo’lamiz. Ushbu ifodadan foydalanib, 2D o’lchamdagi yarimo’tkazgichning turli yorug’lik quvvatlaridagi volt-amper xarakteristikasi uchun quyidagi grafikka ega bo’lamiz (3-rasm).



3-rasm. Turli yorug’lik quvvatlaridagi 2D o’lchamli p-n o’tish volt-amper xarakteristikasi



4-rasm. P_{el} turli yorug’lik quvvatlarida U_{DS} ning funksiyasi sifatida

3-rasmda yorug’lik quvvatining ortib borishi bilan teskari tok o’zgarib borayotganini [17] tajriba natijalari ko’rsatib turibdi. Bu fotovoltaik mexanizmga mos keladi va xosil bo’lgan fototok teskari tokni ortiradi.

Diodning quvvatini $P_{el} = I_{DS}U_{DS}$ **ifodadan foydalanib** hisoblaymiz:

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

(5) tenglik yordamida turli yorug’lik quvvatlaridagi diod quvvatining kuchlanishga bog’liqlik grafigiga ega bo’lamiz (4-rasm).

4-rasmdan ko’rinib turibdiki, 10nW quvvatdan boshlab, 2D o’lchamli yarimo’tkazgichlar yorug’likni seza boshlaydi. Yorug’lik quvvati ortgan sayin fotovoltaik mexanizm kuzatiladi.

Xulosa qilib aytganda, ikki o’lchamli (BP/WSe2/MoTe2) materiallarda yorug’lik bilan ishlaydigan p-n-o’tishli diodlar uchun yorug’lik quvvatining ortib borishi bilan teskari tok o’zgarib borayotganini [17] tajriba natijalari bilan nazariy qilingan hisob-kitob natijalari sifat jixatdan mos tushishi ko’rsatib berildi va bu fotovoltaik mexanizmga mos kelishi, hamda, xosil bo’lgan fototok teskari tokni ortirishi ko’rsatib berildi. Bu esa kam energiya iste’moli bilan ishlaydigan yangi optoelektronik qurilmalar ishlab chiqarishda asosiy funksiyalardan biri hisoblanadi.

Foydalanilgan dabiyotlar

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

2. Yang, T., Zheng, B., Wang, Z. *et al.* Van der Waals epitaxial growth and optoelectronics of large-scale WSe_2/SnS_2 vertical bilayer p–n junctions. *Nat Commun* **8,** 1906 (2017). https://doi.org/10.1038/s41467-017-02093-z
3. Lou, Z., Liang, Z., & Shen, G. Photodetectors based on two dimensional materials. Journal of Semiconductors, 37(9), 091001. (2016). https://doi.org/10.1088/1674-4926/37/9/091001
4. Xia, C., & Li, J. Recent advances in optoelectronic properties and applications of two-dimensional metal chalcogenides. Journal of Semiconductors, 37(5), 051001. (2016). https://doi.org/10.1088/1674-4926/37/5/051001
5. Cheng, R., Li, D., Zhou, H., Wang, C., Yin, A., Jiang, S., … Duan, X. Electroluminescence and Photocurrent Generation from Atomically Sharp WSe2/MoS2 Heterojunction p–n Diodes. Nano Letters, 14(10), 5590–5597. (2014). https://doi.org/10.1021/nl502075n
6. Yuan, H., Liu, X., Afshinmanesh, F., Li, W., Xu, G., Sun, J., … Cui, Y. Polarization-sensitive broadband photodetector using a black phosphorus vertical p–n junction. Nature Nanotechnology, 10(8), 707–713. (2015). https://doi.org/10.1038/nnano.2015.112
7. Wang, F., Yin, L., Wang, Z. X., Xu, K., Wang, F. M., Shifa, T. A., … He, J. Configuration-Dependent Electrically Tunable Van der Waals Heterostructures Based on MoTe2/MoS2. Advanced Functional Materials, 26(30), 5499–5506. (2016). https://doi.org/10.1002/adfm.201601349
8. Ponraj, J. S., Xu, Z.-Q., Dhanabalan, S. C., Mu, H., Wang, Y., Yuan, J., … Bao, Q. Photonics and optoelectronics of two-dimensional materials beyond graphene. Nanotechnology, 27(46), 462001. (2016). https://doi.org/10.1088/0957-4484/27/46/462001
14. Dadamirzayev M.G., Kosimova M.O. The effect of the variation of the electric field of the uhf waves on the cvc of the asymmetric p-n-junction Theoretical & Applied Science, 401-405. (2018). ISSN: 2308-4944 https://doi: 10.15863/TAS.2018.10.66.52
15. Gulyamov G., Erkaboev U.I., Majidova G.N., Qosimova M.O., Davlatov A.B. New Method of Determining the Landau Levels in Narrow-Gap Semiconductors. *Open Journal of Applied Sciences*,**05**,771-775. (2015) https://doi: 10.4236/ojapps.2015.512073
16. Wu, E., Xie, Y., Zhang, J., Zhang, H., Hu, X., Liu, J., … Zhang, D. Dynamically controllable polarity modulation of MoTe2 field-effect transistors through ultraviolet light and electrostatic activation. Science Advances, 5(5), eaav3430. (2019). https://doi.org/10.1126/sciadv.aav3430
17. Li, D., Zhu, C., Liu, H., Sun, X., Zheng, B., Liu, Y., … Pan, A. Light-triggered two-dimensional lateral homogeneous p-n diodes for opto-electrical interconnection circuits. Science Bulletin. (2019). https://doi.org/10.1016/j.scib.2019.12.018

ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУР $p-por-Si/p-c-Si$ И МЕХАНИЗМ ТОКОПЕРЕНОСА

У.С.Бобохўжаев, М.А.Усманов, И.Ш.Вохобжонов, Г.М.Умаржонова
Наманганский государственный университет

Введение. В настоящее время наблюдается значительный интерес в области исследований свойств пористого кремния $(por-Si)$, микрокристаллического гидрированного ($\mu c-Si:H$) и нанокристаллического гидрированного ($nc-Si:H$) кремния, с целью их применения в различных областях полупроводниковых приборов, в том числе многослойных фото-преобразователей на основе $c-Si,\ por-Si\ \mu c-Si:H$ и [1,2,3].

Относительно кристаллического кремния $(c-Si)$ микрокристаллический и нанокроисталический гидрогенизированный кремний ($\mu c-Si:H$) и $nc-Si:H$ являются широкозонными. Если тонкий слой $\mu c-Si:H$или $nc-Si:H$ над $p-c-Si$ осаждается на тыльной поверхности структуры фото-преобразователя, из-за меньшей подвижности дырок в осажденных пленках уменьшается скорость поверхностной рекомбинации происходящей слоями $c-Si$ и омическим контактом. За счет этого уменьшается потеря свободного заряда и увеличивается эффективность фотопреобразователей. Плёнка пористого кремния ($por-Si$) имеет антиотражающее свойство, поэтому она используется для покрытия поверхности кремниевых фотоэлектрических преобразователей солнечной энергии, и за счет этого увеличивается эффективность фото-преобразователя.

При осаждении тыльной поверхности фото-преобразователя на основе кристаллического кремния тонкого $\mu c-Si:H$ или $nc-Si:H$ из-за различия ширины запрещенной зоны этих полупроводников образуется гетеропереход между этими слоями.

Если на поверхности кристаллического кремния р-типа ($p-Si$) выращается $por-Si$ тоже образуется структура с потенциальным барьером. Эти переходы являются частью рассматриваемых структур, поэтому характеристика фото-преобразователей в значительной степени зависит от свойств этих переходов. Однако практическая реализация и оптимизация приборов на их основе затруднена из-за недостаточности ясных предаставлений механизмов тока переноса и особенности этого перехода. Для целенаправленного совершенствования качества фото-преобразователей на основе таких гетеро и гомо-структур требуются глубокие знания по физике процессов, происходящих в этих переходах. Поэтому в данной работе представлены результаты исследования особенности перехода и объясняющие механизмы тока переноса в структурах $por-Si/c-Si$, и сопоставлены эти результаты с экспериментальными результатами, полученными в работе [4].

Постановка и решения задач. Для получения аналитического выражения температурный зависимости проводимости составим уравнения непрерывности и уравнения переноса для электронов и дырок.

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t}+\frac{1}{e}divj_n=G-\frac{\Delta n_з}{\tau_n} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \Delta p}{\partial t}+\frac{1}{e}divj_p=G-\frac{\Delta p_з}{\tau_p} \quad (2)$$

где t-время, e-заряд электрона, Δn и Δp –избыточная концентрация электронов и дырок, j_n и j_p –плотности электронного и дырочного тока, $\Delta n_з$ и $\Delta p_з$ – концентрация электронов и дырок захваченных в ловушках, τ_n и τ_p – время захвата электронов и дырок.

Система уравнений переноса для электронов и дырок.

$$j_n = e\Delta n\mu_n E + eD_n\nabla n \quad (3)$$

$$j_p = e\Delta p\mu_p E + eD_p\nabla p \quad (4)$$

μ_n и μ_p – подвижности электронов и дырок, D_n и D_p – коэффициенты диффузии электронов и дырок, Δn и Δp – избыточная концентрации неравновесных электронов и дырок.

Для решения уравнений (1)-(4) необходимо выбрат модель плотности состояний в запрещенной зоне. Для этого вместо непрерывного распределения плотности состояний между валентной зоны ε_v и зоны проводимости ε_c рассматриваем дискретные уровни. Модель и схематическое представление электронных и дырочных переходов в запрещенной зоны представлена на рис.1. Если рассматриваемый образец, то есть собственный, большинство оборванных связей находится в состоянии D^0 , поскольку D^0 и D^+ по энергии совпадают.

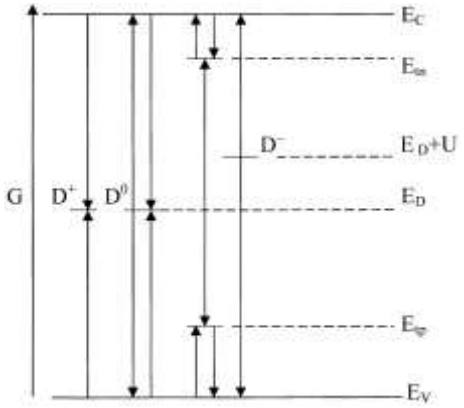


Рис.1. Схематическое представление электронных переходов для упрощенной модели плотности состояний в щели подвижности.

Поэтому E_D – энергические уровни для нейтральных (D^0) и положительно заряженных (D^+) состояний. E_{tn} *и* E_{tp} – эффективные уровни ловушек для электронов и дырок соответственно.

Мы рассматриваем $p - por - Si/p - cSi$, поэтому концентрация избыточных электронов намного меньше чем концентрация дырок, то есть $\Delta n \ll \Delta p$

Поэтому мы будем решат уравнений непрерывности и переноса для дырок. Таким образом мы имеем следующие системы уравнений.

$$j_n = e\Delta p\mu_p E + eD_p\nabla p \quad (6)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{1}{e}divj = G - \frac{\Delta p_з}{\tau_p} \quad (7)$$

Из-за малости коэффициент диффузия и из-за однородности поглощение света мы не учтем диффузионный ток. Кроме этого из-за однородности поглощение света по всей части образца носители тока распределен однородно, за счет этого $divj=0$ и $\frac{\partial n}{\partial t} \approx \frac{dn}{dt}$.

Тогда из (6) уравнения мы имеем.

$$d\Delta n = \left(G - \frac{\Delta p_з}{\tau_p}\right)dt \quad \text{или} \quad \Delta n = \left(G - \frac{\Delta p_з}{\tau_p}\right)\tau_p$$

$$\Delta n = G\tau_p - \Delta p_з \quad (8)$$

Как известно коэффициент скорости рекомбинация выражается следующим образом $R_n = \frac{\Delta n}{\tau_n}$. Тогда из (8) мы получили

$$\Delta n = \frac{1}{2}(G\tau_n - \Delta p_з) \quad (9)$$

$\Delta n_з$- состоит из двух частей

$$\Delta p_з = \Delta p_{зс} + \Delta p_{зf} \quad (9.1)$$

где $\Delta n_{зс}$- концентрация дырок захваченных в хвосте зоне проводимости, $\Delta n_{зf}$- концентрация дырок захваченных D –зарядовых состояниях в близи уровня Ферми.

Учитывая, что при стационарном случае дырочные ловушки находятся в термодинамическом равновесии с валентной зоной, тогда можно получит следующие соотношение между $\Delta p_{зс}$и p_0.

$$\frac{\Delta p_{зс}}{p_0} = \frac{N_v}{N_{nt}} exp\left(-\frac{E_v - E_{tp}}{kT}\right) \quad (10)$$

p_0-полная концентрация свободных дырок при тепловой генерации, N_v- эффективная плотность состояний в валентной зоны, N_{nt}- эффективная концентрация ловушек для дырок.

С другой стороны концентрация захваченных дырок можно выражать через скорости генерации дырок, для этого используем следующие соотношении:

$$\Delta p_{зс} = \frac{1}{C_p^0 \tau_з} \quad \text{и} \quad \tau_з = \frac{p_0}{G} \quad 11)$$

Тогда мы имеем

$$\frac{1}{p_0} = \Delta p_{зс} \frac{C_p^0}{G} \quad (12)$$

Из (10) и (12) следует

$$\Delta p_{зс} = \left[\frac{GN_v}{N_{tp}C_p^0}\right]^{1/2} \cdot exp\left(\frac{E_v - E_{tp}}{2kT}\right) \quad (13)$$

Здесь C_n^0- коэффициент захвата дырок.

Для определения концентрацию дырок захваченных D - центрами будем использовать следующие выражения:

$$\Delta n_{зf} = \int_{\varepsilon_v}^{\varepsilon_F} f(\varepsilon) \cdot g(\varepsilon) d\varepsilon \quad (14)$$

где $f(\varepsilon)$-функция распределения, $g(\varepsilon)$- плотность состоянии D – центров в близи уровни Ферми.

Как известно, если среди D – центров преобладающий является D^0 – центры мы будем использовать следующий функция распределения [6].

$$f(\varepsilon) = \frac{2\,exp[(E_F - E)/kT]}{1 + 2\,exp[(E_F - E)/kT] + exp[(2(E_F - E) - U)/kT]} \quad (15)$$

где U– корреляционная энергия.

Плотность состоянии D – центров вблизи уровня Ферми подчиняется распределению Гаусса [5].

$$g(\varepsilon) = \frac{N_0}{\sqrt{2\pi}\sigma} \cdot exp\left[-\frac{(E - E_F)^2}{2\sigma^2}\right] \quad (16)$$

где N_0 – концентрация состояний на вершина распределения Гаусса, σ - энергетическая ширина для распределения Гаусса.

Учитывая выше приведенных формул (9),(9.1),(13) и (14) мы имеем следующий выражения для фотопроводимости.

$$\sigma(T) = \frac{1}{2} e\mu \left[G\tau_n + \left[\frac{GN_c}{N_{tn} C_n^0} \right]^{1/2} \cdot exp \left[-\frac{E_c - E_{tn}}{2kT} \right] + \int_{\varepsilon_F}^{\varepsilon} f(\varepsilon) g(\varepsilon) d\varepsilon \right] \quad (17)$$

Используя выражения (17) можно исследовать температурный зависимости темновой проводимости $por - Si$

Полученный график зависимости проводимости от температуры с помощью формулы (17), хорошо совпадает с экспериментально-полученным графиком, в области температур 100 К, Т <300К. Но при температуре выше комнатной, то есть Т>300К, наблюдается отклонение. Можно предположить, что это отклонение является следствием статического сдвига уровня Ферми из-за повышения температур. Следовательно, эта область требует дополнительного исследования.

Литература

1. T. Dzhafarov, A. Bayramov. In: Handbook of Porous Silicon, ed. by L.Canham (Springer International Publishing AG, part of Springer Nature, 2018) p. 1479.

2. X. Liu, P.R. Coxon, M. Peters, B. Hoex, J.M. Cole, D.J. Fray. Energy Environ. Sci., 7, 3223 (2014).

3. А.А. Шерченков, Б.Г. Будагян, А.В. Мазуров. Механизмы токопереноса и свойства гетероструктур $a - SiC: H/c - Si$. Физика и техника полупроводников, том 39, вып. 8 (2005)

4. Н.Н. Мельник, В.В. Трегулов, В.Г. Литвинов, А.В. Ермачихин, Е.П. Трусов, Г.Н. Скопцова, А.И. Иванов. Механизмы токопереноса в полупроводниковой структуре с пленкой пористого кремния, сформированной металл-стимулированным травлением. Физика и техника полупроводников, том 56, вып. 4 (2022)

5. Yu. V. Kryuchenko, A.V. Sachenko, A.V. Bobyl, V.P. Kostylyov, P.N. Romanets, I.O. Sokolovskyi, A.I. Shkrebtii, E.I. Terukov. Efficiency a-Si:H solar cell. Detailed theory. Semiconductors Physics, 2012, V. 15, № 2, с. 91-116.

PLANAR FOTOQARSHILIKLAR

A. Baxtiyorov
Namangan davlat universiteti

So‘nggi paytlarda A3B5 materiallari asosida SHottki barerli , p-n-gomo yoki geterootishli planar fotoo‘tkazgichlar ko‘rinishidagi va zatvorli maydon fototranzistorlarni yaratish va tadqiq etishga katta e’tibor qaratilmoqda. Chunki bu turdagi fotodetektorlar, u tushayotgan nurlanish ta'sirida yupqa qatlam (kanal) qarshiligining o'zgarishiga asoslangan. Shuni ta'kidlash kerakki, fotoqarchiliklar ham, fotosezgir maydon tranzistorlar ham uzoq vaqtdan beri ma'lum bo'lgan.Ammo ular hozirda qayta izlanishlarni boshdan kechirmoqda.Bu ultraqisqa yoruglik impulslarni generatsiyalash metodlarini rivojlantirish bilan asoslanadi va bu yangi imkoniyatlar ochdi, pikosekundli uzunlikdagi kogerenht yoruglik impulslar generatsiyasi mos keladigan tezkor ishlaydigan fotodetektorlar ishlab chiqarishni talab qildi.Mavjud earimotkazgigichli elektron qurilmalar pikosekundli uzunlikdagi impulslarni shaklantirish imkonini bera olmaydi.

Boshqa tomondan, yarimo'tkazgichli materiallar texnologiyasidagi yutuqlar GaAs <Cr>, InP <Fe> kabi materiallarning yarim izolyatsiyali tagliklarining mavjudligi, yupqa ligerlanmagan qatlamlarning epitaksial o'sishi, A3 B5 tipidagi materiallarda tashuvchining yuqori harakatchanligi,asosiy bolmagan zariyad tashuvshilarning yashash vaqtini boshqarish metodini ishlab chiqilishi , submikron o'lchamlarini fotolitografiyani ishlab chiqish, selektiv legirlanlgan geterostrukturalarda geterochegaraga parallel yo'nalishda tashuvchining harakatchanligini oshirish ta'sirini aniqlashlar, pikosekundli tezlikda ishlaydigan fotodetektorlarning jadal rivojlanishiga hissa qo`shdi. Va hozirda pikosekundli tezlikli fotodetektorlar kuchli yuqori tezlikdagi optoelektronik kalitlar, modulyatorlar va generatorlar hamda yadro va rentgen nurlanishining detektorlari sifatida keng qo'llaniladi. Ushbu sinf tuzilmalarini qo'llashning ba'zi jihatlari (56,57) maqolalarda muhokama qilingan. Ushbu maqolada biz ularning optik nurlanishni qabul qiluvchi sifatidagi ishini ko'rib chiqish bilan cheklanamiz.

1. Planar fotoqarshiliklar. O`tatezkor ishlaydigan fotoo`tkazgichlar tayyorlashda Ge, Si, GdSe amorf plyonkalar bilan bir qatorda mos ravishda GaAs ,InP va InGaAs epitaksial qatlamlar yarim-izolatorli GaAs<Cr> va InP<Fe> tagliklarda optik nurlanishni qabul qiluvchi sifatidagi ishini ko'rib chiqish bilan cheklanamiz. Bundan tashqari, fotodetektorlarni yaratish uchun yarim izolyatsion tagliklargga, mikropolosali ohmik kontaktlar to'g'ridan-to'g'ri qoplanadi.Kontaktlar orasidagi masofa odatda 2-100 mkm. Elektrodlar orasidagi kichik masofalarda, yorug'lik kiritish samaradorligini oshirish uchun, kontaktkfh bir-biriga kiritilgan ikkita "taroq" shaklida amalga oshiriladi ", bunda kontakt polosalari (har biri 2 mkm kengligida) bir-biridan bir xil masofada joylashgan.

Yorug`lik nuri tomonidan fotoo'tkazgichlarda, yaratilgan $\Delta$n=$\Delta$p konsentratsiyali asosiy bo`lmagan zaryad tashuvchilari o`tkazuvchanlikni $\Delta\delta_f = q\Delta n(\mu_n + \mu_p)$ga oshishga olib keladi, va ichki kuchaytirish yoki samaradorlik asosiy bo`lmagan zaryad tashuvchilarni yashash vaqtini uchish vaqtiga nisbatiga proportsionaldir $\tau/t_{uch.o`}$.Fsosiy bo`lmagan zaryad tashuvchilarni yashash vaqti odatda qurilmaning tezkorligini aniqlaydi.

Shuning uchun ko'p hollarda pikosekundli fotoo'tkazgichlarni yaratish uchun asosiy bo`lmagan zaryad tashuvchilarning yashas vaqti juda qisqa bo'lgan materiallardan foydalaniladi. Juda qisqa yashash vaqtiga erishish uchun turli usullar ishlab chiqilgan bo'lib, ular yordamida ishlatiladigan materialda samarali rekombinatsiya markazlari vazifasini bajaradigan yuqori zichlikdagi strukturaviy nuqsonlar yaratiladi. Bular materialning

amorfizatsiyasi (58), uni proton yoki ion bombardimoni ta`sirida (59,60) radiatsion nuqsonlar, aralashmali chuqur markazlar kiritish orqali yaratiladi. (61,62). Bu usullar foydalaniladigan materiallarda asosiy bo`lmagan zariyad tashuvchilarning yashash vaqti 10-11$\div 10^{-12}$ sek. Shu bilan birga harakatchanlik sezilarli kamayadi, materialni o`zi o`ta nisbatan yuqori solishtirma qarshilikka ega bo`ladi. Bunday fotodetektorlarning samaradorligi 1 dan ancha kichik va 10-3-10-5 ga teng. Fototokning ko`tarilish va pasayish vaqtlari pikosekund birliklarida bo`ladi. Yuqori tezkorlik materialning o'ziga xosdir yani asosiy bo`lmagan zaryad tashuvchilarning qisqa yashash vaqti ,va u odatda qo`yilgan kuchlanishga va elektrodlar orasidagi masolarga bog`liq bo`lmaydi. Bu fotoqarshiliklar yuqori darajadagi uyg`otishlarda ishlaydi. Shunday qilib, bunday strukturaga pikosekundlik davomiylikdagi kuchli yoruglik impuls ta’sir qilganida faol sohada muvozanat holatidagidan bir necha marta ortiq bo`lgan tashuvchilarning yuqori zichligi hosil bo‘ladi.Shuning uchun ham bunday signalni kuchaytirishni zarurati ham yo‘q.

Keling, tashuvchilarning harakatchanligi yuqori bo'lgan materiallarga asoslangan planar fotodetektorlarning yana bir turini ko'rib chiqaylik, ularda ishlash tezkorlik va kuchaytirish zaryad tashuvchilarning uchib o'tish vaqtlari bilan belgilanadi. Yuqori samaradorlik va tezlikning muvaffaqiyatli kombinatsiyasi InP va InGaAs ning yupqa epitaksial qatlamlari asosidagi yarim izolyatsiyalovchi InP taglikdagi fotoo'tkazgichlarda olindi.Birinchi marta GaAs ga asoslangan ushbu turdagi yuqori tezlikdagi fotoo'tkazgichlar [63] da tasvirlangan. A3B5 tipidagi materiallarga asoslangan planar fotoo'tkazgichning sxematik ko'rinishi quyida keltirilgan (7-rasmga qarang). Kontaktlar orasidagi masofalar d bilan bir necha mikrometrli va NCC ning yashash vaqti faol sohada sekin tashuvchilar tomonidan uchish vaqtidan katta (A3B5 holatida bu kovaklar), maksimal mumkin bo'lgan kuchaytirish G$\sim 1+(\frac{\mu_n}{\mu_p})$ ni tashkil qiladi va tezkorlik teshiklarning uchub o`tish vaqti bilan $t_{uch}^{h}=\frac{d}{\mu_p E}$, belgilanadi chunki $\tau_n=\tau_p$=t_{uch}^{h}.

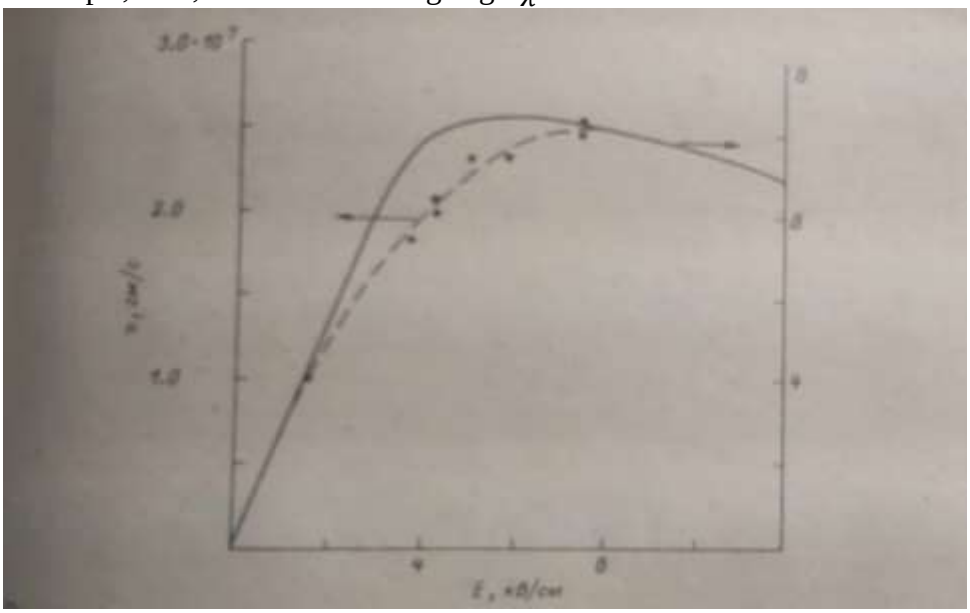
Ushbu turdagi fotoo'tkazgichlarning asosiy xarakteristikalari o'tish vaqtlari bilan aniqlanganligi sababli, kuchaytirish va tezkorlik qo'yilgan rkuchlanishga bog'liq. InGaAs asosidagi fotoo`tkazgichning kuchaytirish koeffitsientining qo`yilgan kuchlanishga tipik bog`lanishi (1 rasm)da ko`rcatilgan. Kuchaytirish elektronlar to'yinganlik darajasiga yetadigan maydon kuchiga qadar chiziqli ravishda ortadi.Xuddi shu rasmda elektron tezligining elektr maydoniga (65) bog‘liqligi ko‘rsatilgan.

Fotoo`tkazgichlarda qorong'u toklarni kamaytirish uchun imkoni boricha u yuqori qarshilikka ega bo'lish maqsadga muvofiqdir.Buning uchun epitaksial qatlamlarni o`tkazgich kanalini kesimi kivyoviy usulda ydiriladi yoki epitaksial qatlamlardagi asosiy tashuvchilarning konsentratsiyasini kamaytirish uchun noyob tuproq elementlari bilan ligerlanadi (66).

InP va InGaAs asosidagi planar fotoo`tkazgichning xarakterli xususiyati spektral sezgirlikning keng hududi bo'lib, qisqa to'lqinli hududga o'zining yutilish chegarasidan ancha uzoqqa cho'zilgan.Spektral harakteristikani tipik shakli 1-rasmda (66)ko'rsatilgan. Qisqa to'lqin uzunligi sohasida sezuvchanlikning keskin pasayishining yo'qligi, ehtimol, sirt rekombinatsiyasining nisbatan past tezligi bilan bog'liq, shuning uchun deyarli qo'llaniladigan past kuchlanishlarda ham, tashuvchilar sirtda rekombinatsiyalanisnidan oldin kontaktlarga borishga ulgiradi.

Oxirgi holat bunday fotoo'tkazgichlardan ultrabinafsha nurlanishning samarali fotodetektorlari sifatida foydalanishga imkon beradi (66,67) bu turdagi fotoo'tkazgichlar asosiy bo`lmagan zaryad tashuchilarning yashash vaqti juda qisqa bo'lgan materiallarga asoslangan fotoqarshiliklar bilan solishtirganda biroz sekinroq javob beradi.

Odatda, kuchaytirish коэффициенти G=$4 \div 5$ bo`lganda fototokning ko'tarilish vaqtlari taxminan 10-10 sekga yaqinni tashkil qiladi.(67) ishda InP $< Fe >$yarim izolyator taglikda ligerlanmagan $In_{0,53}Ga_{0,47}As$ epitaksial qatlamga asoslangan planar fotoo'tkazgichda fototokning ko'tarilish vaqti bilan. 32 ps va impulsning to`la kengligi yarim balandligida 46 ps , λ=1,7 mkm uchun sezgirlig S_λ= 3A/Vt



1-rasm. Kuchaytirish koeffitsienti G va v elektronlar drift tezligining yuklatilgan maydon kuchlanganligi E ga bog'liqligi

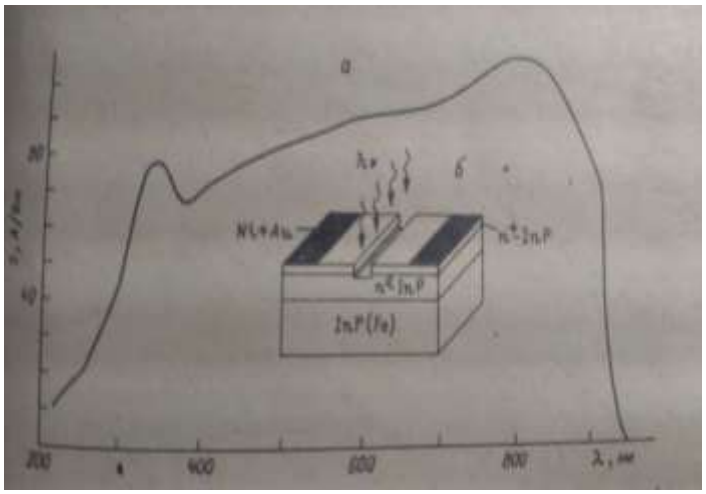
So'nggi paytlarda ichki kuchaytiruvchi planar fotoo'tkazgichlarning tezкorligi va fotosezgirligini yanada oshirishning istiqbolli yo'li belgilandi. Zaryad tashuvchilarni uzatish jarayoni xususiyatlarini o`rganish zaryad tashuvchilarni uchub o`tish vaqtlari bilan belgilanadigan fotodetektorlarda zaryad tashuvchilarni harakatchanligi asosiy parametr ekanligi allaqachon qayd etilgan. (68).

Bunday strukturalarda tor sohali materialdagi elektron yaqinlikning katta miqdori tufayli keng sohali materialdan harakatlanuvchi tashuvchilar tor sohali materialga o'tadi ,bu erda ma'lum sharoitlarda ular ikki o'lchovli elektron gazni hosil qiladi. Modulyatsiyalangan va selektiv ravishda legirlangan geterostrukturalarda ham geterochegara bo'ylab tashuvchilarning harakati kvantlanvaydi. Shu bilan birga,elektronlar ionlangan donor markazlari bilan fazoviy ravishda ajralib turadi,bu,ayniqsa past haroratlarda,aralashma tarqalishining sezilarli darajada pasayishiga olib keladi, bu esa hajmiy kristallardagi past harorat sohasida ustunlik qiladi. Yuqori sifat tufayli heterostrukturalar chegarasi GaAs-AlGaAs, InGaAs AS-InP, InGaAs-AlGaAs geterochegarada tashuvchilarning sochilishi yuqori emas. Ko'rib chiqilayotgan strukturalarda harakatchang tashuvchilarning kontsentratsiyasi yorug'lik yordamida yoki kuchlanish yani boshqaruv elektrodini ishlab chiqarishda nazorat qilinishi mumkin.

Adabiyotda 0,8-0,9 mkm (69 1.) va GaAs-AlGaAs, 1,0-1,55 mkm (70.2) spektral diapazon uchun modulyatsiyalangan ligerlangan GaInAs-AlInAs geterostrukturaga asoslangan yuqori tezlikdagi planar fotoo'tkazgichlar bayon etilgan.

Ligerlash modulyatsiyalangan fotoo'tkazgich strukturasining sxematik ko'rinishi va uning zonna energetk diagrammasi 3- rasmda ko'rsatilgan(70)-. Yorug`lik keng sohali material tomondan kiritiladi.Kontaktlarning qarshiligini kamaytirish uchun keng sohali qatlamga qalinligi 100-200 $\dot{A}$ bo'lgan kuchli ligerlangan tor sohali material qatlami

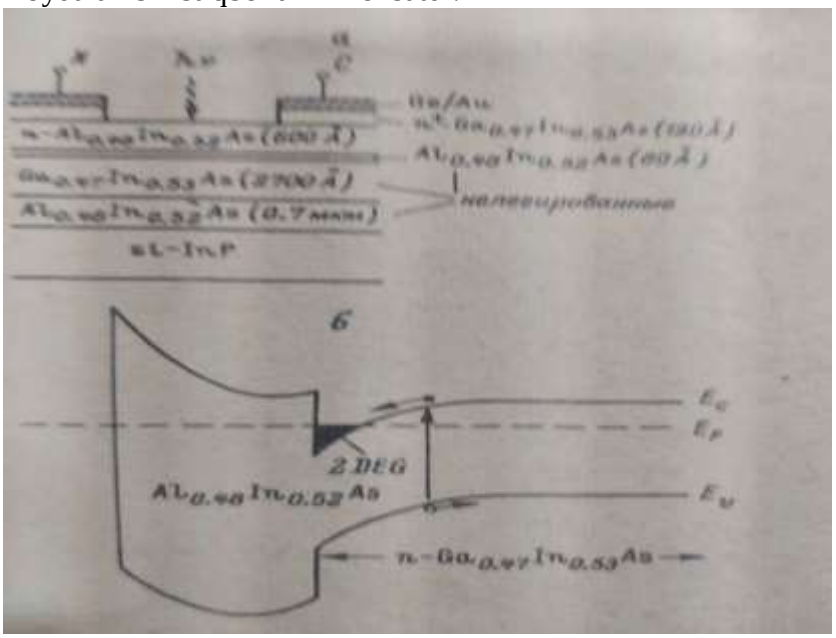
yotqiziladi.Bunday strukturalarda, ichki kuchaytirish G = 18, ko'tarilish vaqti 80 ps va yarim balandlikdagi impulsning to'liq kengligi 250 ps.



2-rasm. S(a) sezgirlikning spektral xarakteristikasi va planar foto o'tkazgichning sxematik tasviri

Tanlangan selektiv ligerlangan GaAs-AlGaAs-heterostrukturaga asosidagi planar foto o'tkazgichlar ham xuddi shunday tuzilishga ega . Fotoo`tkazgich 1,5 gigagertsli chastotada 100 ps davom etadigan yorug'lik impulslari bilan qo'zg'alganda, 4mkm kontaktlar orasidagi masofa va 94 mkm kenglikda birlashtirilgan fotodetektorning λ=0,82 mkm uchun eng yuqori sezgirligi 2 A/Vt ni. tashkil qildi.

Shunday qilib, izlanislarning birinchi natijalari yuqori samarali o`tatezkor fotodetektorlarni yaratish uchun modulyatsiyalangan (selektiv) ligerlangan planar strukturalardan foydalanish istiqbollarini ko'rsatdi.



3-rasm. Selektiv ligerlangan heterostrukturaga asoslangan planar foto o'tkazgichning sxematik ko`rinishi (a) va uning energetik zona diagrammasi (b) U-Istok, C-Stok

Foydalanilgan adabiyotlar

1.Pans Y.M., Chen C.Y., Garbinski P.A.,-Elektron.Lett.,1983,vol.19,N18, p.716-717.
2. Chen C.Y., Pang Y.M., Garbinski P.A et al.-Appl.Phys,Lett.,1983, VOL.43,n 3 p. 308-310

KREMNIYLI QUYOSH PANELLARINING FOTOELEKTRIK HUSUSIYATLARIGA MEXANIK KUCHLANISHNING TA’SIRI

S. Bakirova, B. Rashidov, J. Qahhorov, A. Kurbanov
Andijon davlat universiteti

Kelajak energetikasi asosan qayta tiklanadigan energiya manbalaridan iborat bo'ladi. Ular orasida quyosh energiyasidan fotoelektrik o’zgartrgichlar yordamida elektr energiyasini ishlab chiqarish eng istiqbolli usul sifatida tan olingan. Biroq, hozirgi vaqtda dolzarb bo’lib turgan muammo shuki, fotovoltaik energiya manbalari gaz va neft kabi an'anaviy energiya manbalari bilan raqobatlasha olmayabdi, buning asosiy sababi ularning narxi juda yuqoriligidadir [1]. Fotoelektrik o’zgartrgichlarning (quyosh panellari) xususiyatlarini yanada takomillashtirish, ya'ni ularning samaradorligini oshirish va ishlab chiqarish jarayonini optimallashtirish ushbu muammoni hal qilishi mumkin.

Ma’lumki, quyosh panellarining deformatsiyalanishiga sabab bo’luvchi og'irligini kamaytirish ham muhim muammo hisoblanib, uning yechimi tomlar, geliostatlar, avtomobillar va boshqa murakkab geometriyalarga ega bo’lgan ob’ektlarga tadbiq etishni osonlashtirgan bo’lardi [2]. Bundan tashqari fotovoltaik quyosh panellarining tashqi mexanik kuchlanishga chidamliligini baholash va takomillashtirilgan dizaynlarini ishlab chiqish uchun ularga mexanik yuklar qo’yilib, fotoelektrik hususiyatlariga mexanik kuchlanishning ta’sirini o’rganish ham dolzarbdir [3].

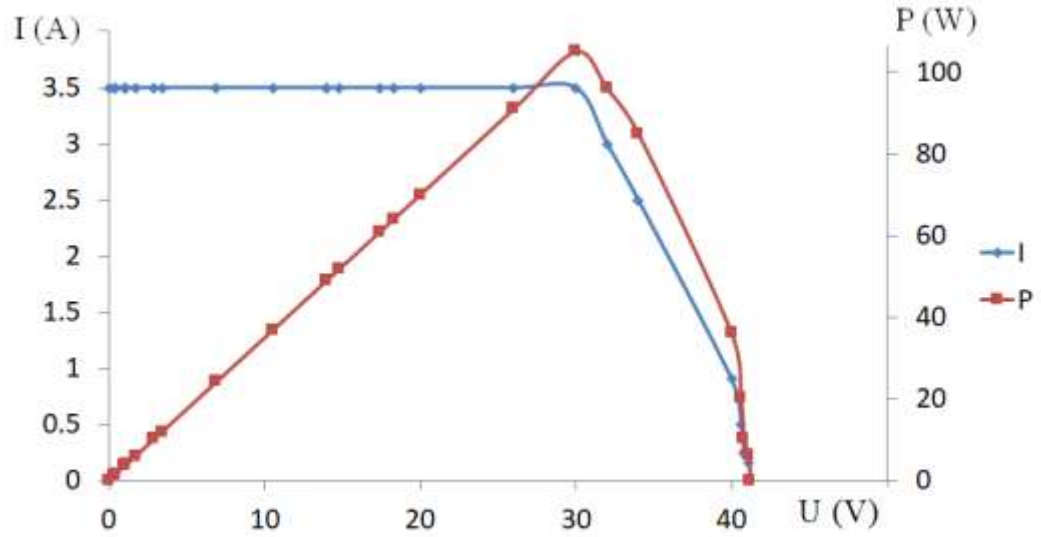
Quyosh panellari turli xil tashqi kuchlarga duchor bo'ladi va natijada deformatsiyalanadi yoki egilib ketadi. Bunday mexanik kuchlanishni ular 1) zavodda ishlov berishda, 2) ularni tashishda, 3) o'rnatishda va 4) qor va shamol ta’sirida olishlari mumkin. Bunday tashqi omillar quyosh panellaridagi quyosh elementlarining yorilishiga, ramka elementlarining buzilishiga, 3) chekka qismining egilishiga, oyna qoplamasining sinishiga, paneldagi o'zaro ulanish simlarining uzilishiga va boshqalarga sabab bo’ladi va panelning shikastlanishi va ishlash samaradorligining pasayishiga olib keladi [4].

Ushbu ishda tashish jarayonida mexanik kuchlanish olgan quyosh panellarini kuchlanish olmagani bilan solishtirib, ularning fotoelektrik xususiyatlari o’rganildi 1-rasm.

1-rasm. Mexanik kuchlanish olmagan va tashqi mexanik kuch qo’yilib deformatsiyalangan hamda shisha qoplamasi singan quvvati 200 W bo’gan quyosh panellari

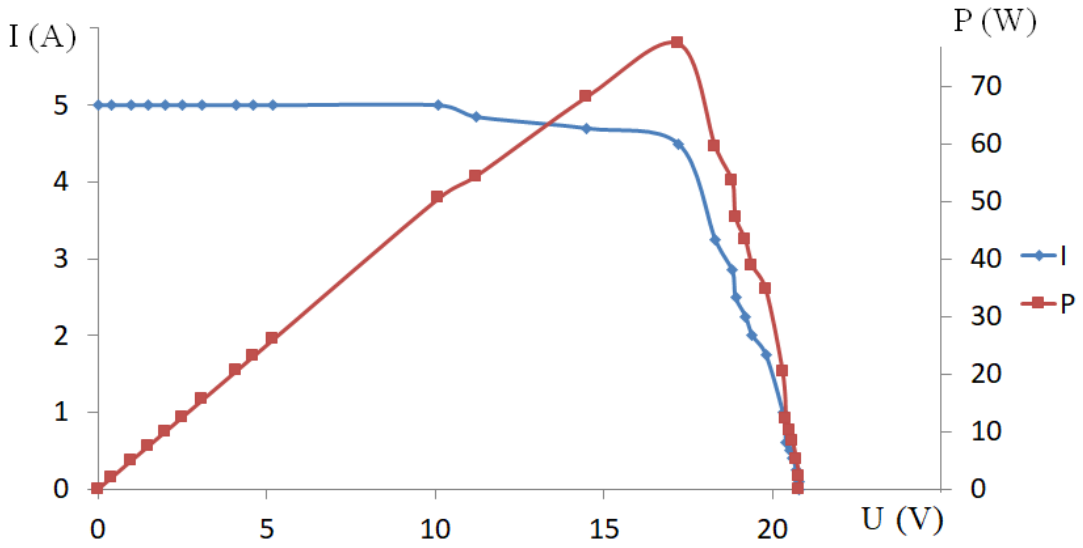
Mexanik kuchlanish ostida bo’lmagan va mexanik kuchlanish ostida bo’lib ustki shisha qomlamasi sinib, egilib ketgan quvvati 200 W bo’gan quyosh panellarining tashqi

harorat t=28 ^{0}C va panelnining harorati t=41 ^{0}C, tushayotgan yorug’lik intensivligi W=517 W/m^2 (Luks 35) bo’lgandagi volt-amper xarakteristikalari mos ravishda 2 va 3-rasmlarda keltirilgan.



2-rasm. Mexanik kuchlanish ostida bo’lmagan quyosh panelining VAXi

Quyosh panelining volt-amper (I-V) xarakteristikasi uning ishlashi haqidagi muhim parametrlarni, shu jumladan uning maksimal toki (I_{max}) va kuchlanishi (V_{max}), salt ishlash kuchlanishi (V_{oc}), qisqa tutashuv toki (I_{SC}) va uning samaradorligini (η) namoyon qiladi 2-rasm). Qisqa tutashuv toki yorug'lik ta’sirida hosil bo’lgan tok tashuvchilarnining generatsiyalanishi natijasida yuzaga keladi. Ideal quyosh batareyasida, o'rtacha qarshilik yo'qotishlarga duchor bo'lgan holda, qisqa tutashuv toki yorug'lik natijasida hosil bo’lgan tokka teng. Shuning uchun qisqa tutashuv tokini quyosh batareyasi bera oladigan maksimal tok deb hisoblash mumkin.



3-rasm. Mexanik kuchlanish ostida bo’lgan quyosh panelining VAXi

3-rasmdan mexanik kuchlanish ostida bo’lgan quyosh panelining fotoelektrik hususiyatlarini mexanik kuchlanish ostida bo’lmagan quyosh panelinikidan (2-rasm) ancha

yomonlashganini ko’rish mumkin. Lekin shuni ta’kidlash lozimki, tashqi kuchlar ta’sirida qolib, ustki shihsa qoplamasi sinib, egilib ketgan quyosh paneli ishlash samaradorligining pasayishiga qaramasdan ishlayverishi mumkin ekan.

ADABIYOTLAR

1. Ж.Қаххоров, А.Мирзаолимов, Н.Мирзаолимов. Қуёш панелларини Андижон вилояти худудлари кесимидаги тахлили. *”YARIMO’TKAZGICHLAR, NANOMATERIALLAR VA FOTOENERGETIKANING DOLZARB MUAMMOLARI” Respublika ilmiy-amaliy anjumani (URGANCH – 2022), 195-198 бет.*

2. Kurtz, S., Sample, T., Wohlgemuth, J., Zhou, W., Bosco, N., Althaus, J., Phillips, N., Deceglie, M., Flueckiger, C., Hacke, P. and Miller, D., "Moving toward quantifying reliability-the next step in a rapidly maturing PV industry" In *42nd IEEE Photovoltaic Specialist Conference (PVSC), (2015)*, p. 1.

3. Käsewieter, J., Haase, F., & Köntges, M., "Model of Cracked Solar Cell Metallization Leading to Permanent Module Power Loss" *Photovoltaics, IEEE Journal of* 6.1 (2016), p. 28.

4. V. Gade, J. Opalewski and P. Capps, “Cell defect analysis post Dynamic Mechanical Load and thermal cycling Testing at Jabil” *Presentations 2014 NREL PV Module Reliability Workshop*, www.nrel.gov/pv/performance_reliability/pvmrw_2014. html (last accessed 15Nov2015)

GIDROGENIZASIYALANGAN AMORF YARIMO‘TKAZGIChLARDAGI D^0 NUQSON VA NUQSONLARDA YUTILISH SPEKTRLARI

R.G. Ikramov, M.A Nuriddinova, B.Q. Sultonov,O.T. Xolmirzayev, J.R. Nematullayev.
Namangan muhandislik texnologiya instituti

[1] ishda gidrogyenizasiyalangan amorf yarimo‘tkazgichlardagi D^0 nuqsonni energetik o‘rinlari uchun ε_S-$\varepsilon_D{}^0 \approx 0{,}9\ eV$ natija keltirilgan.

Ma’lumki, elektronlarni nuqsonlar, ruxsat etilgan zonalar va ularni dumlaridagi elektron holatlari ishtirok etuvchi yutilishlarida, elektronlarni valent zona va uni dumidan nuqsonga hamda nuqsondan o‘tkazuvchanlik zonasi va uni dumiga optik o‘tishlari yuz beradi. Yutilgan fotonlarni energiyasiga bog‘liq ravishda, bu optik o‘tishlarni quyidagi turlarga ajratish mumkin: 1-yutilgan fotonlarni energiyasi uchun ε_{D1}-ε_V<$\hbar\omega$ shart bajarilganda optik o‘tishda ishtirok etuvchi elektronlar faqat valent zona dumidan nuqsonlarga; 2 –ε_{D1}-ε_V>$\hbar\omega$ shart bajarilganda elektronlar bir vaqtni o‘zida valent zona dumidan va valent zonadan nuqsonga o‘tadilar; 3 - ε_C-ε_{D2}>$\hbar\omega$ shart bajarilganda elektronlarni faqat nuqsonlardan o‘tkazuvchanlik zonasi dumiga; 4 - ε_C-ε_{D2}<$\hbar\omega$ shart bajarilganda elektronlarni nuqsonlardan o‘tkazuvchanlik zonasi dumiga va o‘tkazuvchanlik zonasiga optik o‘tishlari sodir bo‘ladi. Bu yerda ε_{D1} – va ε_{D2} – mos ravishda valent zona dumi va nuqson, nuqson va o‘tkazuvchanlik zonasi dumlarining kesishish nuqtalarini energetik o‘rinlari.

Odatda amorf yarimo‘tkazgichlarning yutilish koeffisiyenti spektrlarini Devis – Mott yaqinlashish usuliga ko‘ra Kubo –Grinvud formulasidan hisoblanadi. Bu formulani elektronlarni valent zona va uni dumidan nuqsonga optik o‘tishlari uchun:

$$\alpha = A\int_{\varepsilon_{D1}-\hbar\omega}^{\varepsilon_{D1}} g(\varepsilon)g(\varepsilon+\hbar\omega)\frac{d\varepsilon}{\hbar\omega}\cdot \qquad (1)$$

Elektronlarni nuqsondan o‘tkazuvchanlik zonasi va uni dumiga optik o‘tishlari uchun:

$$\alpha = A\int_{\varepsilon_{D2}-\hbar\omega}^{\varepsilon_{D2}} g(\varepsilon)g(\varepsilon+\hbar\omega)\frac{d\varepsilon}{\hbar\omega}\cdot \qquad (2)$$

ko‘rinishlarda yozilgan. Bu formuladagi A – yutilgan fotonlarni energiyasiga bog‘liq bo‘lmagan proporsianallik koeffisiyenti, $g(\varepsilon)$ - optik o‘tishda ishtirok etuvchi elektronlarni boshlang‘ich va $g(\varepsilon+\hbar\omega)$ oxirgi holatlari zichliklarini qiymatlari.

Yutilgan fotonlarni energiyasi uchun ε_{D1}-ε_V>$\hbar\omega$ va ε_C-ε_{D2}<$\hbar\omega$ shartlar bajarilganda (1) va (2) formulalarni elektronlarni optik o‘tish turlariga moslashtirish orqali quyidagi:

$$\alpha = A\int_{\varepsilon_{D1-\hbar\omega}}^{\varepsilon_{D1}} g(\varepsilon)g(\varepsilon+\hbar\omega)\frac{d\varepsilon}{\hbar\omega} = A\int_{\varepsilon_V}^{\varepsilon_{D1}} g(\varepsilon)g(\varepsilon+\hbar\omega)\frac{d\varepsilon}{\hbar\omega} + A\int_{\varepsilon_{D1}-\hbar\omega}^{\varepsilon_V} g(\varepsilon)g(\varepsilon+\hbar\omega)\frac{d\varepsilon}{\hbar\omega} = , \qquad (3)$$
$$= \alpha_1 + \alpha_2$$

ifoda hosil bo‘ladi. Bu formuladagi α_1 – valent zona dumidan nuqsonga, α_2 - esa valent zonadan nuqsonga optik o‘tishlarini parsial spektrlari. Xuddi shunday o‘tkazuvchanlik zonasidan va uning dumidan nuqsonga optik o‘tishlar uchun quyidagi ko‘rinishda ifodalar

$$\alpha = A\int_{\varepsilon_{D2}-\hbar\omega}^{\varepsilon_{D2}} g(\varepsilon)g(\varepsilon+\hbar\omega)\frac{d\varepsilon}{\hbar\omega} = A\int_{\varepsilon_C-\hbar\omega}^{\varepsilon_{D2}} g(\varepsilon)g(\varepsilon+\hbar\omega)\frac{d\varepsilon}{\hbar\omega} + A\int_{\varepsilon_{D2}-\hbar\omega}^{\varepsilon_C-\hbar\omega} g(\varepsilon)g(\varepsilon+\hbar\omega)\frac{d\varepsilon}{\hbar\omega} = , \qquad (4)$$
$$= \alpha_1 + \alpha_2$$

yozilgan. Bu yerda α_1 – o‘tkazuvchanlik zonasidan nuqsonga, α_2 - esa o‘tkazuvchanlik zonasi dumidan nuqsonga opik o‘tishlarini parsial spektrlari.

Bu formulani analitik yechimlarini aniqlash uchun ruxsat etilgan zonalar va ularni dumlaridagi, hamda nuqsonlardagi elektron holatlari taqsimotini bilish kerak. Amorf yarim o‘tkazgichlarni optik yutilish koeffisiyenti spektrlarini analitik hisoblash uchun bu

taqsimotlarni turli xil modellaridan foydalaniladi. [2] ishda ruxsat etilgan zonalar va ularni dumlaridagi elektron holatlari zichligi taqsimotlari uchun, quyidagi model taklif qilingan:

$$g(\varepsilon)=N(\varepsilon_V)\left(\frac{\varepsilon_C-\varepsilon}{E_g}\right)^{n_1},\quad n_1=0,\ 1/2,\ 1 \text{ va } g(\varepsilon)=N(\varepsilon_V)\exp\left(-\beta_1(\varepsilon-\varepsilon_V)\right). \quad (5)$$

$$g(\varepsilon)=N(\varepsilon_C)\left(\frac{\varepsilon-\varepsilon_V}{E_g}\right)^{n_2},\quad n_2=0,\ 1/2,\ 1 \quad \text{va } g(\varepsilon)=N(\varepsilon_C)\exp\left(\beta_2(\varepsilon-\varepsilon_C)\right). \quad (6)$$

Bu yerda $N(\varepsilon_V)$ – valent zonadagi va $N(\varepsilon_C)$- o‘tkazuvchanlik zonasidagi elektron holatlari zichligini effektiv qiymatlari, ε_V – valent zonaning yuqori chegarasi va ε_C- o‘tkazuvchanlik zonasining quyi chegarasi, β_1 – valent zonasining va β_2 – o‘tkazuvchanlik zonasining eksponensial dumlarini egriligini aniqlovchi parametrlar. [3] ishda esa amorf yarimo‘tkazgichlarni nuqsonlaridagi elektron holatlari taqsimoti giperboliksekans:

$$g(\varepsilon)=\frac{g\left(\varepsilon_D{}^0\right)}{ch\left(b\left(\varepsilon-\varepsilon_D{}^0\right)\right)}=\frac{2g\left(\varepsilon_D{}^0\right)}{\exp\left(b\left(\varepsilon-\varepsilon_D{}^0\right)\right)+\exp\left(-b\left(\varepsilon-\varepsilon_D{}^0\right)\right)}, \quad (7)$$

yoki Gauss taqsimotiga bo‘ysinishi ko‘rsatilgan:

$$g(\varepsilon)=g\left(\varepsilon_D{}^0\right)\exp\left(-a\left(\varepsilon-\varepsilon_D{}^0\right)^2\right). \quad (8)$$

Bu yerda b - va a – nuqsonlardagi elektron holatlari zichligi taqsimotlarini effektiv yarim kengligini aniqlovchi parametrlar, $\varepsilon_D{}^0$ – nuqsonlarni maksimum holatini energetik o‘rni, $g(\varepsilon_D{}^0)$ – nuqsonlardagi elektron holati zichligi taqsimotini maksimum qiymati.

Amorf yarimo‘tkazgichlarni nuqsolarda yutilish spektrlari uchun (5)-(8) taqsimot funksiyalarini (1)-(4) formulalarga qo‘yib olingan analitik yechilardan olingan hisoblangan natijalar asosiy rolni ruxsat etilgan zonalar va nuqsonlar orasidagi elektronlarni optik o‘tishlari bilan aniqlanadigan parsial spektrlar o‘ynashini, bu zonalardagi elektron holatlari taqsimotidagi daraja (n_1, n_2) axamiyatga ega bo‘lmasligini ko‘rsatdi.

FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR

1. Golikova O.A., Sorokina K.L. Sostoyaniya oborvannыx svyazey v psevdolegirovannom amorfnom gidrirovannom kremnii a-Si:H. // FTP. 1992. T.26. №8. C. 1511-1513.

2. Ikramov R.G. «Funksiya raspredeleniya elektronnыx sostoyaniy oborvannыx svyazey v amorfnыx poluprovodnikax», Yestestvennыye i texnicheskiye nauki (Moskva, RAN), № 6, 2007, s. 53-58.

3. S.Zaynobidinov, R.G. Ikramov, R.M. Jalalov Urbach enegy and the tails of the density of states in amorphous semiconductors. Journal of Applied Spectroscopy, 2011, Vol. 78, No. 2., pp. 223-227.

KREMNIYGA BINAR KIRISHMALAR KIRITILGANDA KUZATILADIGAN OPTIK HODISALAR

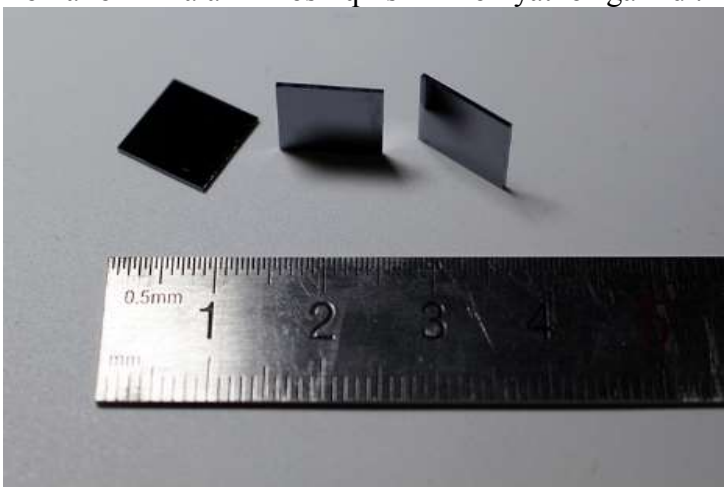
M.R. Xamroboyev
Toshkent davlat texnika universiteti magistranti

Hozirgi vaqtda dunyoda samarali quyosh elementlarini yaratish bo’yicha bir nechta yirik tadqiqotlar olib borilmoqda. Mamlakatimizda ham quyosh energiyasidan foydalanish sohasida ilmiy va eksperimental tadqiqotlar olib borish borasida salmoqli tajriba olib borilgan. Tadqiqot va ilmiy izlanishlardan fotoo’zgartirgich yuzasiga tushayotgan yorug’lik oqimining samarali yutilishini ta’minlash, fotogeneratsiyalangan zaryad tashuvchilarning sirtiy va hajmiy rekombinatsiyasini kamaytirish, yuqori samarali fotoo’zgartirgichlar uchun istiqbolli yangi strukturalar olish, ularning elektrofizik va fotoelektrik xossalarini o’rganish muhim vazifalardan biri ekani ma’lum bo’lmoqda. Toshkent davlat texnika universitetida ham ko’p yillik tajribaga ega professor ustozlar boshchiligida mustaqil izlanuvchilar va iqtidorli talabalar tomonidan quyosh energiyasidan samarali foydalanish va foydali ish koeffisienti yuqori bo’lgan yangi avlod quyosh elementlarini yaratish bo’yicha salmoqli ilmiy-tadqiqot ishlari olib borilmoqda.

Kremniy monokristalida binar birikmalarini hosil qilish fototok tashuvchilarni generatsiyalovchi quyosh spektrlarining infraqizil sohasidagi maksimal foydalanish imkonini beruvchi fotoqurilmalar ishlab chiqish imkoni mavjudligi aniqlanmoqda. [1].

Odatdagi kirishma atomlaridan farqli, yarimo’tkazgich materiallarida chuqur energetik satx xosil qiiuvchi kirishma atomlari, nafaqat ionizatsiyalanish energiyasining qiymatini kattaligi bilan balki, energetik sathlarini soni va kirishma atomlami kristall panjarada joylashishi, zaryadlanish darajasiga hamda kristall panjaradagi boshqa atomlar bilan murakkab komplekslar xosil boiish va ularni, yarimo’tkazgich materiallining elektrofizik, optik, fotoelektrik xossalariga ta’sir qilishi natijasida, ba’zi yangi fizik xodisalar kuzatilgan. Shu sababli yarimo’tkazgich materiailaming funktsional imkoniyatlari yanada kengayib ular asosida tubdan yangi asboblar va qurilmalari yaratish mumkin bo’lmoqda.

Ushbu sohada eng ko’p o’rganilayotgan yarim o’tkazgichlar fizikasi elementlaridan biri kremniy (Si) 2- va 6-guruh elementlari rux (Zn) va selen (Se) kirishma atomlarini kiritib, binar birikmalarini hosil qilish imkoniyati o’rganildi.



Asos sifatida kremniy kristallining KDB 0.5 (n=4·1016 $см^{-1}$) materiali olinadi, uni 10x5$мм^2$ o’lchamda namuna qirqib olinadi.Undan so’ng namunaga mexanik ishlov (sayqallash) beriladi. [2].

Rux kirishmasi (Zn) Selen kirishmasi (Se)

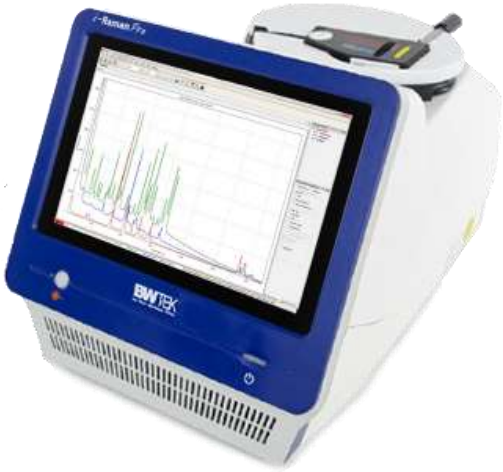
Kremniy monokristalida nano o’lchamli Si2ZnSe atomlari binar birikmalarini hosil qilish fototok tashuvchilarni generatsiyalovchi quyosh spektrlarining infraqizil sohasidagi maksimal foydalanish imkonini beruvchi fotoqabulqilgichlar ishlab chiqish imkoni mavjudligi

aniqlangan. [1,3]. Selen atomlari asosan kremniy panjarasidagi o’tkazuvchanlik zonasining pastki qismidan 0,3 va 0,59 eV ionlanish energiya joylarni egallaydi. O’rganilayotgan na’munalar va diffuziya kvars ampulasining hajmiga nisbatan massasi aniqlangan toza metal Rux va Selen moddalari va o’rganilayotgan na’munalar ichidagi havosi so’rib olingan kvars ampulaga (ampuladagi bosim 10^{-6}mm.sim.ust.) joylashtirilgandan so’ng, ampula xona temperaturasida (T=300 K) diffuzion pechkasiga joylashtirilgan.

1000-1200˚C haroratlarda kremniy kristaliga selen va rux kirishmalari diffuziyasi kuzatilgan. [3].

So’ngra diffuziyalangan kirishma namunalari spektrometrga joylashtiriladi. Spektrometr har xil to’lqin uzunlikka ega bo’lgan nurlarni namunalar yuzasiga tushurilganda tok kuchi qiymatini ko’rsatib beradi. Bu qiymatlardan biz tok kuchini namuna yuzasiga tushayotgan hν (eV) energiya va λ (mkm) to’lqin uzunligiga bog’liqligini bilib olishimiz mumkin. [1,3].

O’rganib chiqilgan manbalar va ularda keltirilgan ma’lumotlarga asoslanib shunday xulosaga qilish mumkin. Yarim o’tkazgich materiallarning texnik va texnologik samaradorligini oshirish kremniyga diffuziya yo’li bilan kiritilgan kirishmalarning hususiyatlariga bevosita bog’liqdir. Kremniy asosida binar birikmalar bilan hosil qilinishi infaqizil va ko’zga ko’rinadigan nurlarni kuzatish samaradorligi salmoqli darajada oshiradi. Kremniyga selen va ruh atomlarini diffuziya qilish bilan kristallda kechadigan elektrofizik va optik jarayonlar o’zgarishi aniqlangan. Sof kremniy kristalliga rux va selen atomlari diffuziya qilinganidan so’ng, kirishmaning elektrofizik va optik parametrlarini o’zgarishi kuzatilgan.



Adabiyot va maqolalalar manbasi

1. M. K. Baxodirxonov, N. F. Zikrillayev, X. M. Iliyev. Yarimo'tkazgichlar fizikasi. - Toshkent: Tafakkur, 2020
2. Baxadirxonov M.K., Sodiqov U., Zikrillaev N.F., Norqulov N., Materiallarga elektron ishlov berish, 2007 yil, 5-son, 106−108-betlar.
3. N.F. Zikrillayev, O.B.Tursunov, SH.I. Hamroqulov, G‘.A. Kushiyev. Rux va selen asosidagi binar nanoklasterli kremniyning elektrofizik va fotoelektrik xususiyatlari Fotoenergetikada nanostrukturali yarimo‘tkazgich materiallar Xalqaro ilmiy anjumani 9-10 oktyabr Toshkent 2020 yil.
4. Б.А. Абдурахманов, А.Ш. Мавлянов, У.Х. Содиков, Н. Норкулов. Новые материалы для солнечных элементов на основе кремния с квантовыми ямами CdS И ZnS Ташкентский государственный технический университет им. А.Р. Беруни, Университетская, 2, г. Ташкент, 700095, Республика Узбекистан Национальный университет Узбекистана.
5. М.К. Бахадырханов, С. Исамов, А. Мавлянов, У. Содиков, М. Хаккулов, Д. Мелибаев Разработка и создание интегральных фотоэлементов с расширенной спектральной областью чувствительности на основе кремния с квантовыми точками .Фундаментальные и прикладные вопросы физики. Сборник тезисов докладов международной конференции 5 - 6 ноября Ташкент-2015 г
6. Ярим ўтказгичлар ва диэлектриклар физикаси кафедрасининг 25 йиллигига бағишланган «Ўтказгичлар ва диэлектриклар физикасининг хозирги замон муаммолари» номли Халқаро илмий анжуман тезислари. (20 - 22 декабрь) Тошкент - 1995 йи
7. П.А.Трошин, Р.Н.Любовская, В.Ф.Разумов, Органические солнечные батареи: структура, материалы, критические параметры и перспективы развития, Российские нанотехнологии, 2008, т.
8. http://avnsite.narod.ru/physic/pp/index.htm
9. http://www.courier.com.ru/energ

KREMNIY SIRTIDA O’STIRILGAN MARGANITS SILISID YUPQA PLYONKALARINING TERMOELETRIK VA OPTIK XOSSALARI

М.Т. Нормурадов, К.Т. Довранов, Х.Т. Давранов, Х.А. Туракулов, И. Дониерова
Каршинский государственный университет
quvondiqdavronm@gmail.com

Materiallarni tanlash termoelektrik konvertorning samaradorligiga, shuningdek ish harorati oralig'iga qo'yiladigan talablarga asoslanadi. Yuqori tuzilishga ega marganets silisidi 400-600 K oralig'ida istiqbolli material hisoblanadi. Yuqori marganets silisidi asosida nanostrukturalarni yaratish bo'yicha ko’pgina ishlarni qayd etilgan. $MnSi_x$ asosidagi nanostrukturalardan termoelektrik konvertorlar elementlari sifatida foydalanish qurilmaning asosiy xususiyatlarini eng yaxshi tuzilmalar darajasiga qadar yaxshilashi kutilmoqda [1]. Termoelektrik materiallarning nano o'lchamdagi qatlamlarini ishlab chiqarish termoelektr quvvat konvertorlari texnologiyasining hozirgi tendentsiyalaridan biridir. Maqolani tavsiflovchi ma'lum ma'lumotlar va nanostrukturalarni turli yarimo'tkazgichlar va metal birikmali materiallar asosida o’rganishdir [2].

Ushbu ishning maqsadi har xil o'sish haroratida turli substratlarda “ion-plazma” usuli orqali yupqa nanometr Mn_4Si_7 qatlamlarini hosil qilish va olingan qatlamlarning strukturaviy va elektr xususiyatlarini tahlil qilishdir. Eksperiment namunalarini olishda Magnetron purkash qurilmasidan foydalanildi [3]. Yuqori vakuumli kamerasida “ion-plazma” usuli bilan HMS yupqa plyonkalari o’stiriladi. Plyonka qalinligi kvars datchigi o’lchab, “nazorat monitori”da qayd qilib boradi. Plyonkaning o’sish tezligi 1,4÷14,6 Å/s ga teng.

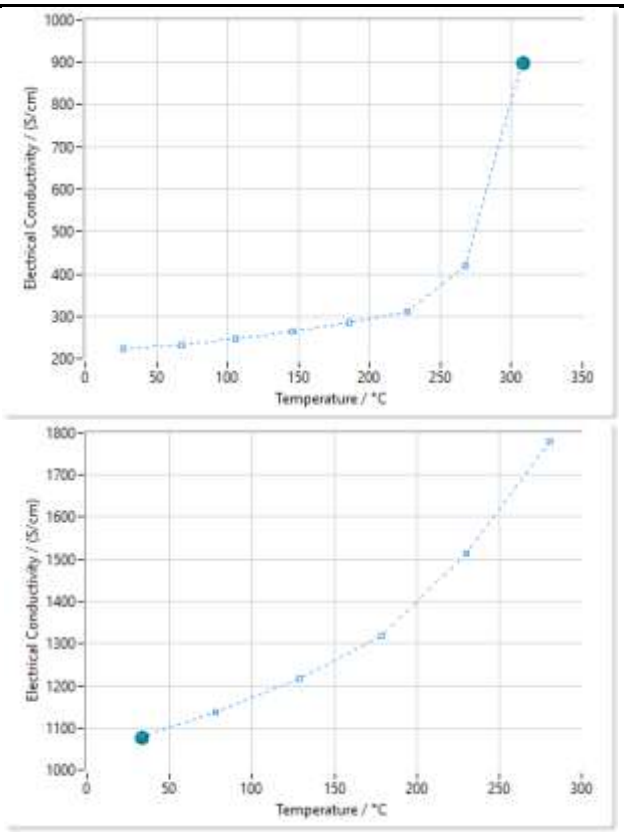
Elektr o'tkazuvchanligini va Seebeck koeffitsientini o'lchash NETZCH SBA 458 Nemesis® o'lchash moslamasida amalga oshirildi.

Yupqa plyonkani ushlab turadigan Inconel qoplamali termojuftlar mavjud[8].

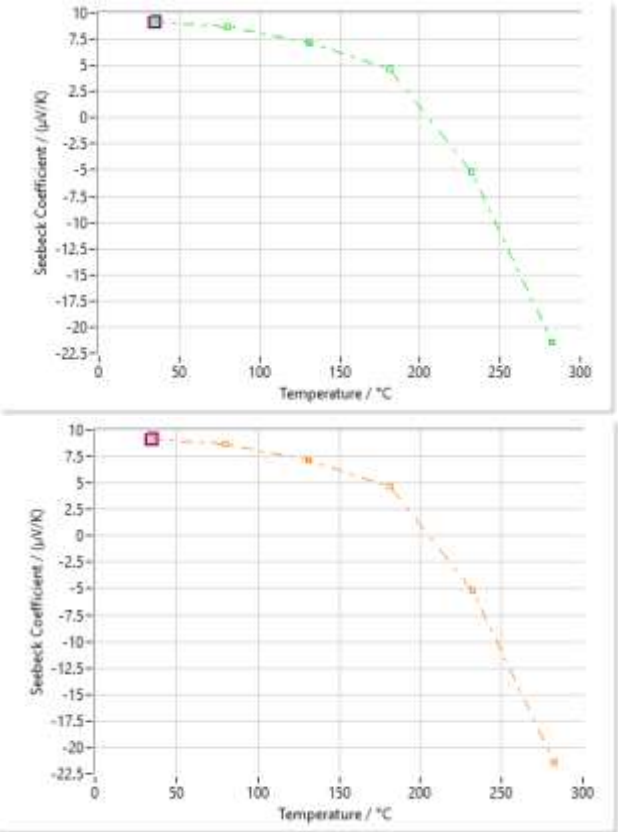
1-rasm. Inconel qoplamali termojuftlar va omik elektrik kontaktlar

Ushbu ishda biz kremniy substratlarida yotqizilgan turli xil qalinlikdagi marganets silisid qatlamlarining elektr transport xususiyatlarining haroratga bog'liqligini (300 dan 620 K gacha) oldik. Kremniy substratida o’stirilgan turli xil qalinlikdagi marganes silisid [4] plyonkalari uchun Zebeek koeffitsiyenti va elektr o’tkazuvchanlikning haroratga bog'liqligini o'lchash natijalari (2-3-rasmlar) keltirilgan.

Yarimo’tkazgich p-tipli kremniy sirtida o’stirilgan marganits silisid plyonkasining qarshilikni temperaturaga bog’liqlik grafigida chiziqli emas, demak uni yarim metal tabiatiga ega deyish mumin. Xona haroratida o’lchangan 240 nm qalinlikdagi Mn_4Si_7/Si plyonkasining elektr o’tkazuvchanligi 1086 $S \cdot sm^{-1}$, sirt yuzasining qarshiligi esa 340 mOm/¤ ga teng. Qalinligi 135 nm bo’lgan HMS plyonkasining xona haroratidagi nisbiy elektr qarshiligi 426 mOm/¤, elektr o’tkazuvchanligi esa 226 $S \cdot sm^{-1}$ ga teng. Harorat ortishi bilan turli xil qalinlikdagi plyonkalarning elektr o’tkazuvchanligi nochiziqli ortdi. Namuna -2 ni harorat ortishi ilan qarshiligi keskin kamaydi lekin, elektr o’tkazuvchanligi kamroq ortdi. Namuna -1 da harorat ortishi bilan qarshiligi kamayib, elektr o’tkazuvchanligi keskin ortganini o’lchadik.



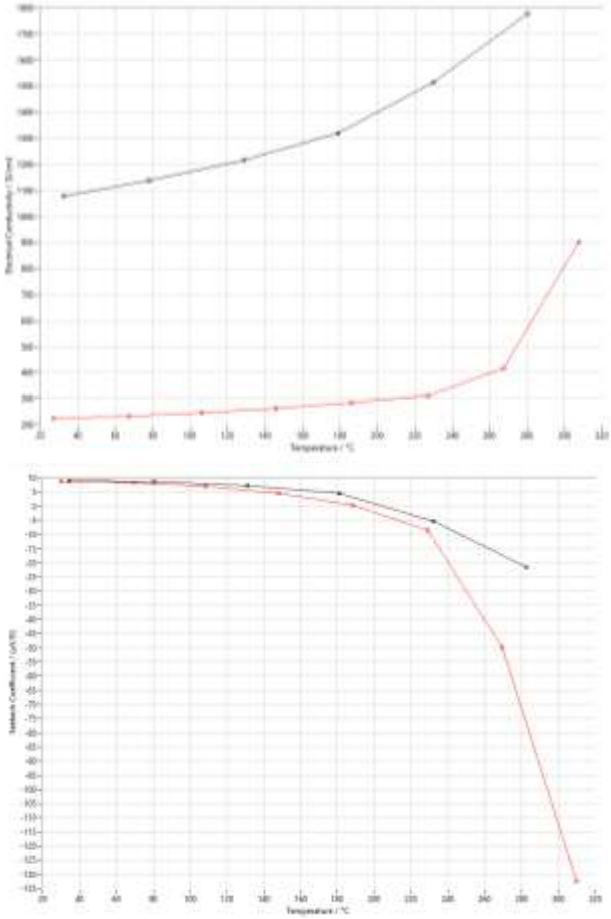
2-rasm. Har xil qalinlikda kremniy sirtida o’stirilgan HMS plyonkalari elektr o’tlazuvchanligini temperaturaga bog’liqligi



3-rasm. Har xil qalinlikda kremniy sirtida o’stirilgan HMS plyonkalari Zebeek koeffitsiyentini temperaturaga bog’liqligi

Plyonkalar qarshiligi, konsentratsiya va zaryad tashuvchilarning turi harorat oralig'ida aniqlanadi. Ma'lumki, materialning termoelektrik ko'rsatkichi o'lchamsiz $ZT = S^2\sigma T/\chi$ koeffitsienti bilan aniqlanadi, bu erda S - Seebek koeffitsienti, σ- elektr o'tkazuvchanligi, χ – issiqlik o'tkazuvchanligi, T - harorat. Katta Seebek koeffitsienti, yuqori elektr o'tkazuvchanligi va past issiqlik o'tkazuvchanligiga ega bo'lgan materiallar juda ko'p emas, chunki bu xususiyatlar o'zaro bog'liqdir. Shu sababli, yuqori termoelektrik ko'rsatkichga ega bo'lgan yangi materiallarni qidirish maydoni, ayniqsa past haroratlar uchun juda katta emas.

O'rganilgan namunalar uchun 300-600 K harorat oralig'ida Seebek koeffitsienti va elektr o'tkazuvchanligining haroratga bog'liqligi Mn_4Si_7 qatlamini o'z ichiga olgan barcha tuzilmalar uchun o'xshashdir (4-rasm) va yuqori marganets silisidlarining xususiyatlarini tavsiflovchi adabiyot ma'lumotlariga mos keladi [2]. Harorat 300-600 K oralig'ida oshgani sayin, quvvat omili monoton ravishda ortadi.



4-rasm. Turli xil qalinlikda HMS plyonkalarining Zebeek koeffitsiyenti va elektr o’tkazuvchanligining temperaturaga bog’liqligi

Optik spektroskopiya ma'lumotlariga ko'ra, HSM filmlari o'sdi 400°C da Si(111) 10x10, kengligi bo'lgan bilvosita bo'shliqli yarimo'tkazgichdir va tarmoqli bo'shlig'i 0,32±0,01 eV ga teng. Asosiy tashuvchilarning o'lchov ma'lumotlariga va termo-emfga ko'ra plyonka uchun maksimal Seebek koeffitsienti (150-185 mkV/deg) bo'lgan teshiklar HSM 102,3 nm qalinligi . Kremniy HSM plyonkasi tepasida 500°C haroratda o'sadi 176,5 nm qalinligida ham uni to'liq qoplamaydi, bu tasdiqlaydi doimiy HCM plyonkasi ustida polikristalli kremniy o'sishi mumkin degan xulasani beradi.

Shunday qilib, ish usuli shuni ekanligini ko'rsatadi ion-plazma usulida olingan polikristal tuzilishga ega bo'lgan termoelektrik materiallar qatlamlarini yaratish uchun ishlatilishi mumkin. Qatlamlarning tuzilishi va bir xilligi qatlam haroratiga bog'liq.

Termoelektrik parametrlarning berilgan natijalari, ma'lum bo'lgan maksimal qiymatlardan past bo'lsa ham, qalinligi 135 nm bo'lgan marganets silisid qatlamlari uchun olingan. Taxminlarga ko'ra, ko'p qatlamli geterostrukturalar, ya'ni Mn_4Si_7/Si o'sishi yo'nalishi bo'yicha harakatlanayotganda, intermetalik qatlamlar bo'ylab yuqori elektr o'tkazuvchanligini saqlab, Seebek koeffitsientini oshirish orqali qatlamlar sonining ko'payishi bilan quvvat omilining yuqori qiymatlarini olish mumkin.

ADABIYOTLAR

1. Л.Д.Иванова. Термоэлектрические материалы для различных температурных уровней. Физика и техника полупроводников, 2017, том 51, вып.7. DOI: 10.21883/FTP.2017.07.44650.36

2. И.В. Ерофеева, М.В. Дорохин, В.П. Лесников, А.В. Здоровейщев, А.В. Кудрин, Д.А. Павлов, Ю.В. Усов. Кристаллическая структура и термоэлектрические свойства тонких слоев $MnSi_x$. Физика и техника полупроводников, 2016, том 50, вып. 11.

3. Normuradov M.T., Normurodov D.A., Davronov K.T. Creation of new materials based on dielectric films using low-energy ion implantation, Euroasian Journal of Semiconductors Science and Engineering: Vol. 1: Iss. 6, Article 8.

4. Довранов К.Т. Давлатов М.А., Давранов Х.Т., Кодиров А. Полупроводников тонкие пленкие в наноэлектронике. Innovations in technology and science education. SJIF 2023: 5.305 Vol. 2 ISSUE 8. ISSN 2181-371X. с. 768-775.

QUYOSH ELEMENTLARI ASOSIDAGI SHAFFOF MATERIALLAR

M.R. Xamroboyev
Toshkent davlat texnika universiteti

Yangi O‘zbekistonning 2022-2026-yillarga mo‘ljallangan Taraqqiyot strategiyasida yurtimizda “yashil” energetikani rivojlantirishga ham alohida e’tibor qaratilgan.

Davlatimiz rahbari bugungi kunda yurtimizda 2-3 milliard kilovatt soat elektr energiyasiga qo‘shimcha talab borligi, kelgusi besh yilda esa bu ehtiyoj 10 milliard kilovatt soatga oshishi kutilayotganligini aytib, bunday vaziyatda eng samarali yo‘l uy, korxona, bog‘cha, maktab va shifoxonalarda muqobil energiyadan foydalanishni ko‘paytirish ekanligini ta’kidladi. Buni inobatga olgan mamlakatimiz hukumati tomonidan jismoniy va yuridik shaxslarga quyosh panellarini o‘rnatish taklifini hamda uni jadallashtirish uchun ko‘mak bermoqda.

Ma’lumki muqobil energiyaning keng tarqalgan turlaridan biri bu quyosh energiyasi. Quyosh energiyasi yorug’lik energiyasini elektr energiyasiga aylanishi hisobidan hosil qilinadi. Asosiy texnologik va elektrofizik jarayonlar esa quyosh nuri tushayotgan quyosh panellari elementlarida sodir bo’ladi. Quyosh panellari sirtiga tushayotgan quyosh nurlarini ma’lum qismini yutadi. Energiyaning saqlanish va bir turdan boshqa turga aylanish qonuniyatiga ko’ra yutilgan yorug’lik energiyasi elektr energiyasi aylanadi. Jarayon yarim o’tkazgichlarda kechadigan fotoeffekt hodisalar asosida yuz beradi. Yorug’lik tushayotgan yuzaning o’lchamlari, yoritilganlik darajasi va nurning tushish burchagi ham energiya samaradorligiga katta ta’sir qiladi.Shu o’rinda quyosh panellari 1 kW lik Quyosh panellari 5÷6 m^2 maydonni egallashini inobatga olib quyidagi tahliliy jadvalni keltirish mumkin.

№	Panel quvvati	Egallagan maydoni, (m^2)	Ishlab chiqaradigan elektr energiyasi (yillik)
1	5 kW· soat	30÷60	7500÷12500
2	10 kW· soat	60÷120	15000÷25000
3	20 kW· soat	120÷240	30000÷50000

Quyosh elementlarini juda ko’p joylarda juda ko’p qurilish jihozlarining o’rniga joydan yutish maqsadida foydalanilmoqda. Masalan Solar City kompaniyasi tomonidan qurilish hom ashyolaridan ko’ra uylarni tomini quyosh panellari bilan qoplash taklif etilmoqda. Bu birinchidan tomni qurish uchun sarflanadigan pulning bir qismini tejashga va quyosh paneli band qilishi mumkin bo’lgan joylarni iqtisod qilishga yordam beradi. Shuningdek, inshootlarni derazalariga ishlatiladigan oynalar o’rniga shaffof quyosh elementlaridan foydalanish mumkin.

Hozirgi kunda ushbu soha mamlakat miqyosida e’tibor qaratilsada, lekin ushbu soxada qilingan ilmiy izlanishlar soni juda oz. Quyida shu kabi izlanishlardan birini va unda kutilgan natijalarni talil qilishimiz mumkin.

Shaffof quyosh elementlari asosan metal oksidlardan yasaladi. Chunki, metal oksidlarning aksariyatining ta’qiqlangan zona kengligi katta va bu uni asosan ultrabinafsha nurlarini yutushini ta’minlaydi. Shuning uchun ushbu materiallar shaffofdir. Eng yaxshi o’rganilgan shaffof quyosh elementlari bu n-ZnO / p-NiO quyosh elementidir. [2]. Ushbu materiallar sintez jarayonida vakansiyalar tufayli n tip o’tkazuvchanlikka ega yarimo’tkazgich hosil bo’ladi. Ya’ni ushbu materiallar sintez qilinganda n-tipli o’tkazuvchanlik hosil bo’ladi. NiOni sintez qilinganda esa p-tipli o’tkazuvchanlik hosil bo’ladi. n-ZnO / p-NiO quyosh elementining fotogeneratsiya koeffitsientini ZnO qatlam qalinligiga bog’liq. Olingan

natijalarga ko’ra, ZnO qatlam qalinligi 40 nm bo’lganda n-ZnO/p-NiO quyosh elementi maksimal 7.785% fotogeneratsiya koeffitsientiga erishgan. [2]. Ushbu struktura shaffof bo’lgani uchun uning fotogeneratsiya koeffitsienti juda past. Chunki, u asosan ultrabinafsha nurlarni yutadi va ko’rinarli soxadagi va infraqizil nurlar soxasidagi nurlarni yutmaydi va o’tkazib yuboradi. ZnO qatlam qalinligi 10 nm dan 40 nm gacha ortganda fotogeneratsiya koeffitsienti 0.55% ga ortgan va qalinlik 40 nm dan 100 nm gacha ortganda fotogeneratsiya koeffitsienti 1.036% ga kamaygan. [2]. Demak n-ZnO / p-NiO struktura uchun emitter qatlamning optimal qalinligi 40 nm ga tengligi aniqlangan. n-ZnO / p-NiO quyosh elementining fotogeneratsiya koeffitsientini ZnO qatlam qalinligiga bog’liq. Aniqlangan emitter qatlam qalinligi optimal bo’lgan n-ZnO / p-NiO quyosh elementining optik parametrlari aniqlandgan. ZnO qatlam qalinligi 40 nm va NiO qatlam qalinligi 5 mkm bo’lgan n-ZnO / pNiO quyosh elementining yutulish o’tish va qaytish koeffitsientlarini yourg’lik to’lqin uzunligiga bog’liq bo’ladi. [2]. Ushbu spektral natijadan ultrabinafsha soxadagi nurlar yutayotganini ko’rishimiz mumkin. Qurilmaning shaffofligi ko’rinarli nurlar soxasida 75% ga teng qolgan 25% nur esa qaytib ketmoqda. Bu uni inshootlarga oyna sifatida foydalanish mumkinligini isbotlaydi. Albatta uning foydali ish koeffitsienti past lekin uyni past energiyali ehtiyojlarini qondirish uchun samarali foydalanish mumkinligi aniqlangan. [1,2,3].

ZnO qatlam qalinligi 40 nm va NiO qatlam qalinligi 5 mkm bo’lgan n-ZnO / p-NiO quyosh elementining yutulish o’tish va qaytish koeffitsientlarini yourg’lik to’lqin uzunligiga bog’liq bo’lishi aniqlangan.[2,3].

Xulosa qilib aytish mumkinki, quyosh elementlaridan foydalanish salmog’ini oshirish uchun ularni uy qurilishida foydalaniladigan bino qismlari o’rniga foydalanish kerak. Inshootlar uchun oyna sifatida foydalnish mumkin bo’lgan shaffof quyosh elementlari modellashtirish natijalariga ko’ra, ZnO qatlam qalinligi 40 nm bo’lganda n ZnO / p-NiO quyosh elementi maksimal 7.785% fotogeneratsiya koeffitsientiga erishishi aniqlangan. [2,3]. Bu o’z navbatida yorug’likni quyosh panellaridagi faolligini oshirib qurilmalarning foydali ish koeffitsenti selarli darajada oshiradi.

Foydalanilgan adabiyotlar

1. Quyosh elementlaridan foydalanish istiqbollari. Matyoqubov H.Sh “Янги материаллар ва гелиотехнологиялар” Халқаро илмий конференция тезис ва маърузалари тўплами 20-21 май 2021 йил.

2. R. Aliyev, Sh. Qahramonova, J. G’ulomov. Keng zonali quyosh elementlari asosidagi shaffof quyosh elementlarini modellashtirish orqali optimallashtirish. Вестник магистратуры. 2022. № 5-4 (128)

3. Baxadirxonov M.K., Sodiqov U., Zikrillaev N.F., Norqulov N., Materiallarga elektron ishlov berish, 2007 yil, 5-son, 106−108-betlar.

4. N.F. Zikrillayev, O.B.Tursunov, SH.I. Hamroqulov, G‘.A. Kushiyev. Rux va selen asosidagi binar nanoklasterli kremniyning elektrofizik va fotoelektrik xususiyatlari Fotoenergetikada nanostrukturali yarimo‘tkazgich materiallar Xalqaro ilmiy anjumani 9-10 oktyabr Toshkent 2020 yil.

5. Б.А. Абдурахманов, А.Ш. Мавлянов, У.Х. Содиков, Н. Норкулов. Новые материалы для солнечных элементов на основе кремния с квантовыми ямами CdS И ZnS Ташкентский государственный технический университет им. А.Р. Беруни, Университетская, 2, г. Ташкент, 700095, Республика Узбекистан Национальный университет Узбекистана

6. П.А.Трошин, Р.Н.Любовская, В.Ф.Разумов, Органические солнечные батареи: структура, материалы, критические параметры и перспективы развития, Российские нанотехнологии, 2008

YARIMO’TKAZGICHLARDA HAJMIY FOTO EYUK NING HOSIL BO’LISHI. DEMBER HODISASI.

S.M. Zaynolobidinova, D.A. Rashidova
Farg’ona davlat unversiteti

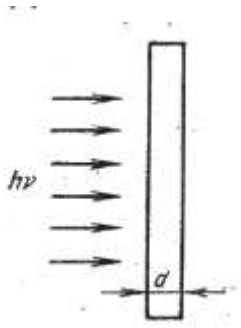
Yarimo’tkazgichning biror sirtiga yaqin joyda qo’shimcha zaryad tashuvchilar generatsiyalanadi.Natijada yarimo’tkazgichda zaryad tashuvchilarning taqsimoti buzilib,konsentratsiya gradiyenti vujudga keladi.Bu qo’shimcha zaryad tashuvchilar yoritilgan sirt tomonidan yarimo’tkazgich ichkarisiga tomon diffuziyalanadi.Binobarin,yoritilgan sirt oldida va shu bilan birga yarimo’tkazgich ichkarisida ham musbat va manfiy zaryadlar bir-birlarini neytrallay olmaydilar.Agar yoritilgan sirt oldida musbat zaryadlar manfiy zaryadga nisbatan ko’p bo’lib qolsa,bu soha musbat,yarimo’tkazgichning o’sha sirtidan ichkari sohasi esa manfiy zaryadlanib qoladi. Bu esa yarimo’tkazgichda hajmiy elektr maydonni vujudga keltiradi.Shunday qilib,yarimo’tkazgichda elektr maydon va EYuK hosil bo’ladi.Yarimo’tkazgichlarda bir tekis yoritilmasligi natijasida hosil bo’ladigan bunday hajmiy EYuK odatda Dember EYuK deb yuritiladi.Dember EYuK yarimo’tkazgichning qanday parametrlariga bog’liqligini aniqlaylik.Diffuziyalanmayotgan zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi gradiyentiga bog’liq bo’lib ,oqim

$$D_n \Delta n \ , \ D_p \Delta p$$

ga teng.Elektr maydon E ta’sirida vujudga kelgan oqim esa

$$u_n \, nE \ , \ u_p \, pE$$

Yarimo’tkazgich yupqa bo’lsa,sirtiy rekombinatsiya hajmiy effektlarga sezilarli ta’sir ko’rsatishi mumkin,chunki bunday hollarda sirtiy va hajmiy effektlarni bir-birlari bilan solishtirish mumkin bo’lib qoladi.Yarimo’tkazgichlar sirtiga yaqin joyda berkituvchi qatlam hosil bo’lsa , sirtiy rekombinatsiya effektiv tezligining ortib ketishiga olib keladi,berkitmaydigan qatlam esa sirtiy rekombinatsiya effektiv tezligini kamaytiradi.Yupqa yarimo’tkazgichning yorug’lik tushayotgan sirtiga yaqin joyda berkituvchi qatlam bo’lsa , generatsiyalangan zaryad tashuvchilar sirtda intensiv rekombinatsiyalashadi.Natijada yupqa yarimo’tkazgichning ichki qismidagi generatsiyalangan asosiy bo’lmagan zaryad tashuvchilarning konsentratsiyasi yorug’lik tushayotgan sirtga yaqin joydagi konsentratsiyaga qaraganda katta bo’lib zaryad tashuvchilar yarimo’tkazgichning ichki qismidan sirtiga qarab diffuziyalanadi.Yorug’lik tushayotgan sirtda sirtiy rekombinatsiya yorug’lik tushmayotgan sirtdagidan ancha kichik bo’lsa generatsiyalangan zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi yorug’lik tushmayotgan sirt tomonidagiga qaraganda ko’p bo’lib o’sha yo’nalishda diffuziyalanadi.Bu hodisa yupqa yarimo’tkazgichlarda fotoEYuK ning sirtiy rekombinatsiya effektiv tezligining katta va kichik bo’lishiga qarab ishoralarini o’zgartirishga olib keladi.



1-rasm. Yupqa yarimo’tkazgichlarga yorug’lik ta’siri

Yarimo’tkazgich qalin bo’lsa ,yorug’lik asosan yupqa qatlamda yutilgani uchun generatsiyalangan asosiy bo’lmagan zaryad tashuvchilar hamma vaqt ichkariga qarab diffuziyalanadi.Natijada yorug’lik tushayotgan tomoni asosiy zaryad tashuvchilar ishorasi bilan bir xil bo’lgan ishorada zaryadlanadi.Yarimo’tkazgich yupqa bo’lsa ,sirtiy rekombinatsiya ta’sirida yuqorida aytilgani kabi ,yorug’lik tushayotgan tomoni asosiy zaryad tashuvchilar ishorasi qarama-qarshi bo’lgan zaryad bilan qitblanib qolishi mumkin.Shuning uchun bunday hodisani anomal Dember effekti deb yuritiladi.

Yarimo’tkazgichning qalinligini *d* deb olaylik . (1-rasm).

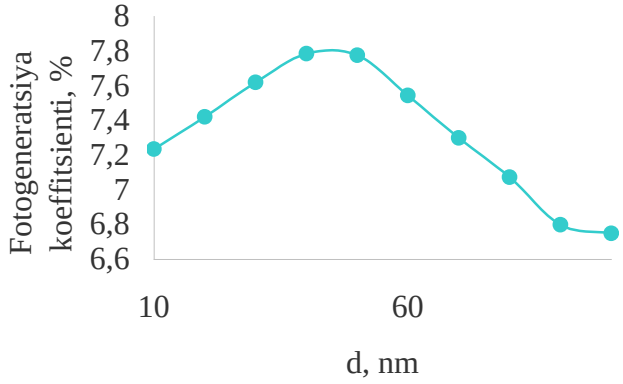
ADABIYOTLAR

1. Azizov M. Yarimo’tkazgichlar fizikasi. T. 1974 yil.
2. Шалимова К.В., Физика полипроводников . М. 1985 год.
3. A. Teshaboev va b. Yarimo’tkazgichlar va yarimo‘tkazgichli asboblar texnologiyasi. T. 2006 yil.
4. Zaynobiddinov S, Teshaboev A. Yarimo’tkazgichlar fizikasi. T. 1999 yil.
5. A.Turdiev “Radioelektronika asoslari”. T. 1994 y.
6. I.Nigmatov “Radioelektronika asoslari”. T. 1998 y.
7. Таркиша. Ж.М. Основы физики полипроводников. М. 1982 год.
8. O‘zbekiston ensiklopediyasi.T. 4, 6 b, T10, 407 – 408, 186, 399 bb.
9. hhtps:/femto.com.ua/articles/part_1/2308.html
10. www.ziyonet
11. www.cribspublic.ru

SHAFFOF QUYOSH ELEMENTLARINI MODELLASHTIRISH ORQALI OPTIMALLASHTIRISH

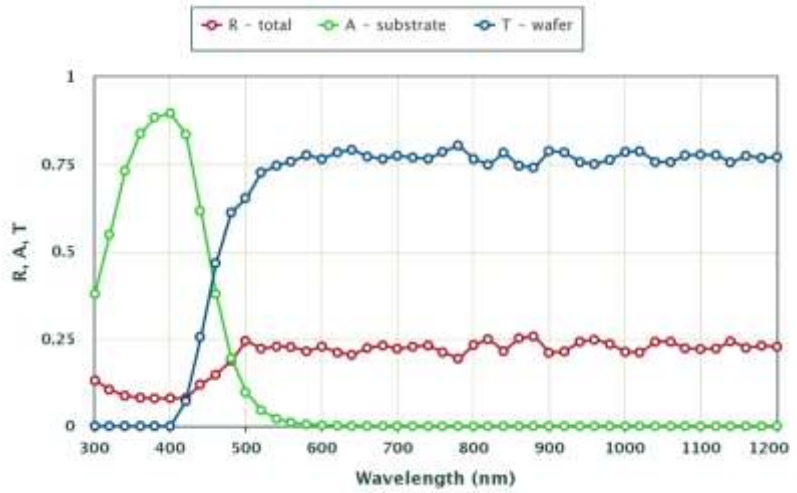
Sh.Sh. Qahramonova
Andijon davlat universiteti.

Bugungi kunda quyosh elementlarini juda ko’p joylarda juda ko’p qurilish jihozlarining o’rniga joydan yutish maqsadida foydalanilmoqda. Masalan Solar City kompaniyasi tomonidan qurilish hom ashyolaridan ko’ra uylarni tomini quyosh panellari bilan qoplash taklif etilmoqda. Bu birinchidan tomni qurish uchun sarflanadigan pulning bir qismini tejashga va quyosh paneli band qilishi mumkin bo’lgan joylarni iqtisod qilishga yordam beradi. Shuningdek, inshootlarni derazalariga ishlatiladigan oynalar o’rniga shaffof quyosh elementlaridan foydalanish mumkin. Bugungi kunda, shaffof quyosh elementlarini foydali ish koeffitsietini oshirishga bo’lgan qiziqish ortmoqda. Lekin ushbu soxada qilingan ilmiy izlanishlar soni juda oz. Shaffof quyosh elementlari asosan metal oksidlardan yasaladi. Chunki, metal oksidlarning aksariyatining ta’qiqlangan zona kengligi katta va bu uni asosan ultrabinafsha nurlarini yutushini ta’minlaydi. Shuning uchun ushbu materiallar shaffofdir. Eng yaxshi o’rganilgan shaffof quyosh elementi bu n-ZnO/p-NiO [1] quyosh elementidir. Ushbu ilmiy ishda asosiy ikki xil n-ZnO/p-NiO va n-TiO_2/p-NiO shaffof quyosh elementlari tadqiq qilindi. ZnO [2] va TiO_2 [3] ni emitter n tipli qatlam sifatida tanlanishiga sabab ushbu materiallar sintez jarayonida vakansiyalar tufayli n tip o’tkazuvchanlikka ega yarimo’tkazgich hosil bo’ladi. Ya’ni ushbu materiallarni Zol-Gel [4] metodida sintez qilinganda n-tipli o’tkazuvchanlik hosil bo’ladi. NiO [5] ni sintez qilinganda esa p-tipli o’tkazuvchanlik hosil bo’ladi. Shuning uchun oddiy Zol-Gel metodi yordamida n-ZnO/p-NiO va n-TiO_2/p-NiO shaffof quyosh elementlarini yasash mumkin. Rasm 1 da n-ZnO/p-NiO quyosh elementining fotogeneratsiya koeffitsientini ZnO qatlam qalinligiga bog’liqligi tasvirlangan. Olingan natijalarga ko’ra, ZnO qatlam qalinligi 40 nm bo’lganda n-ZnO/p-NiO quyosh elementi maksimal 7.785% fotogeneratsiya koeffitsientiga erishdi. Ushbu struktura shaffof bo’lgani uchun uning fotogeneratsiya koeffitsienti juda past. Chunki, u asosan ultrabinafsha nurlarni yutadi va ko’rinarli soxadagi va infraqizil nurlar soxasidagi nurlarni yutmaydi va o’tkazib yuboradi. ZnO qatlam qalinligi 10 nm dan 40 nm gacha ortganda fotogeneratsiya koeffitsienti 0.55% ga ortdi va qalinlik 40 nm dan 100 nm gacha ortganda fotogeneratsiya koeffitsienti 1.036% ga kamaydi. Demak n-ZnO/p-NiO struktura uchun emitter qatlamning optimal qalinligi 40 nm ga tengligi aniqlandi.



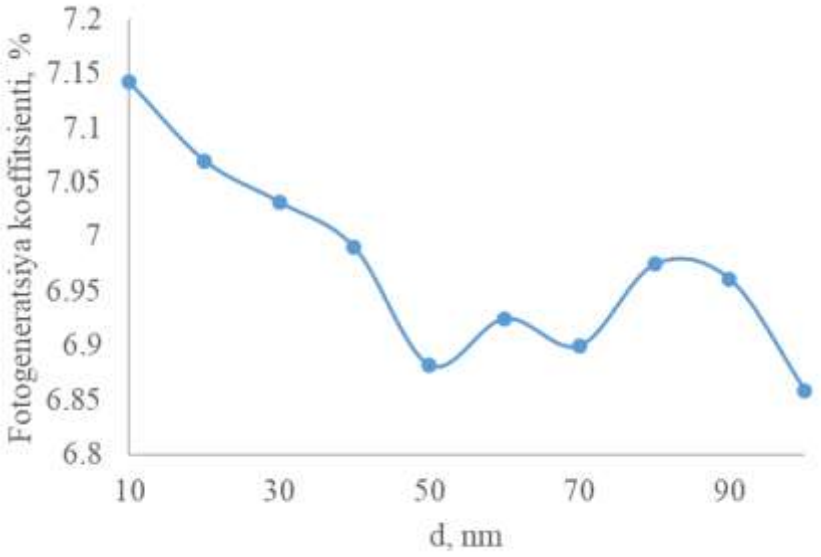
1-rasm . n-ZnO/p-NiO quyosh elementining fotogeneratsiya koeffitsientini ZnO qatlam qalinligiga bog’liqligi

Yuqorida aniqlangan emitter qatlam qalinligi optimal bo’lgan n-ZnO/p-NiO quyosh elementining optik parametrlari aniqlandi. Rasm 2 da ZnO qatlam qalinligi 40 nm va NiO qatlam qalinligi 5 mkm bo’lgan n-ZnO/p-NiO quyosh elementining yutulish o’tish va qaytish koeffitsientlarini yorug’lik to’lqin uzunligiga bog’liqligi tasvirlangan. Ushbu spektral natijadan n-ZnO/p-NiO asosan ultrabinafsha soxadagi nurlarni yutayotganini ko’rishimiz mumkin. Qurilmaning shaffofligi ko’rinarli nurlar soxasida 75% ga teng qolgan 25% nur esa qaytib ketmoqda. Bu uni inshootlarga oyna sifatida foydalanish mumkinligini isbotlaydi. Albatta uning foydali ish koeffitsienti past lekin uyni past energiyali ehtiyojlarini qondirish uchun samarali foydalanish mumkin.



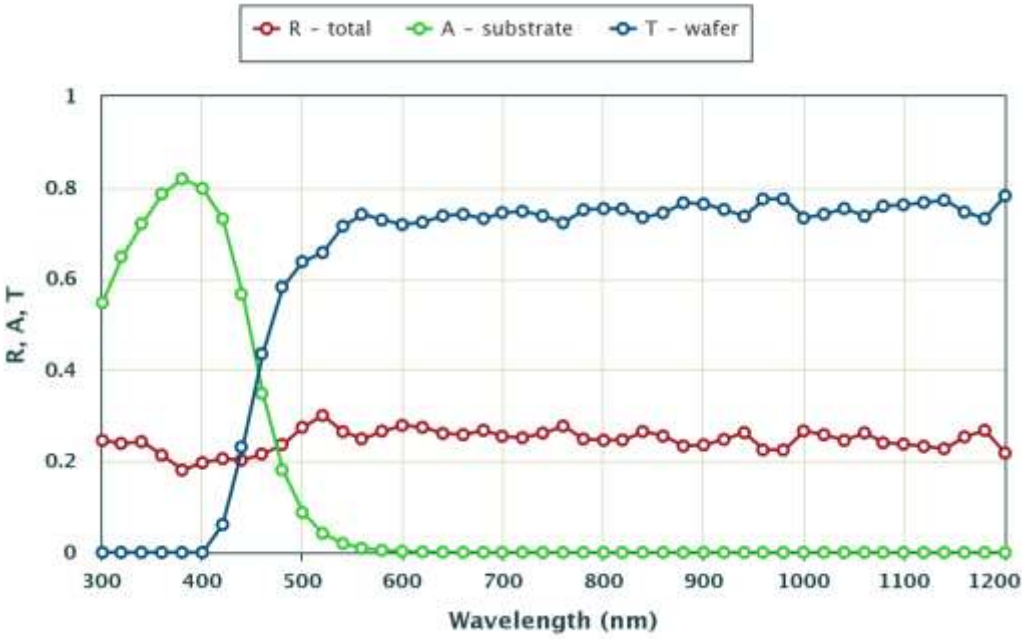
2-rasm . ZnO qatlam qalinligi 40 nm va NiO qatlam qalinligi 5 mkm bo’lgan n-ZnO/p-NiO quyosh elementining yutulish o’tish va qaytish koeffitsientlarini yourg’lik to’lqin uzunligiga bog’liqligi

Rasm 3 da n-TiO_2/p-NiO quyosh elementining fotogeneratsiya koeffitsientini TiO_2 qatlam qalinligiga bog’liqligi tasvirlangan. Emitter qatlam qalinligi ortganda fotogeneratsiya koeffitsienti kamayishi aniqlandi. Shuning uchun ushbu struktura emitter qatlam qalinligi 10 nm bo’lganda eng maksimal fotogeneratsiya koeffitsienti 7.142% ga erishishi aniqlandi.



3-rasm . n-TiO_2/p-NiO quyosh elementining fotogeneratsiya koeffitsientini TiO_2 qatlam qalinligiga bog’liqligi

Rasm 4 da optimal emitter qatlam qalinligiga ega n-TiO_2/p-NiO quyosh elementining optik parametrlari tasvirlangan. U ham n-ZnO/p-NiO quyosh elementi singari asosan ultrabinafsha nurlarni yutishi ma’lum bo’ldi. Lekin uning n-ZnO/p-NiO quyosh elementidan afzallik jihati uning shaffofligi 78% ga tengligidir.



4-rasm . TiO_2 qatlam qalinligi 10 nm va NiO qatlam qalinligi 5 mkm bo’lgan n-TiO_2/p-NiO quyosh elementining yutulish o’tish va qaytish koeffitsientlarini yorug’lik to’lqin uzunligiga bog’liqligi

Foydalanilgan adabiyotlar

1. S. Kerli and Alver, “Preparation and characterisation of ZnO/NiO nanocomposite particles for solar cell applications,” *Journal of Nanotechnology*, vol. 2016, 2016, doi: 10.1155/2016/4028062.

2. D. C. Altamirano-Juarez *et al.*, “Properties of ZnO:AL Thin Films, Obtained by the Sol-Gel Method,” *MPLB*, vol. 15, no. 17–19, pp. 730–732, Aug. 2001, doi: 10.1142/S0217984901002403.

3. S. Xu *et al.*, “Stabilizing TiO2/CH3NH3PbI3 heterostructure and enhancing interface trap passivation for efficient and stable perovskite solar cells,” *Journal of Materials Chemistry C*, vol. 9, no. 31, pp. 9982–9989, Aug. 2021, doi: 10.1039/D1TC02812J.

4. L. Znaidi, “Sol–gel-deposited ZnO thin films: A review,” *Materials Science and Engineering: B*, vol. 174, no. 1–3, pp. 18–30, Oct. 2010, doi: 10.1016/J.MSEB.2010.07.001.

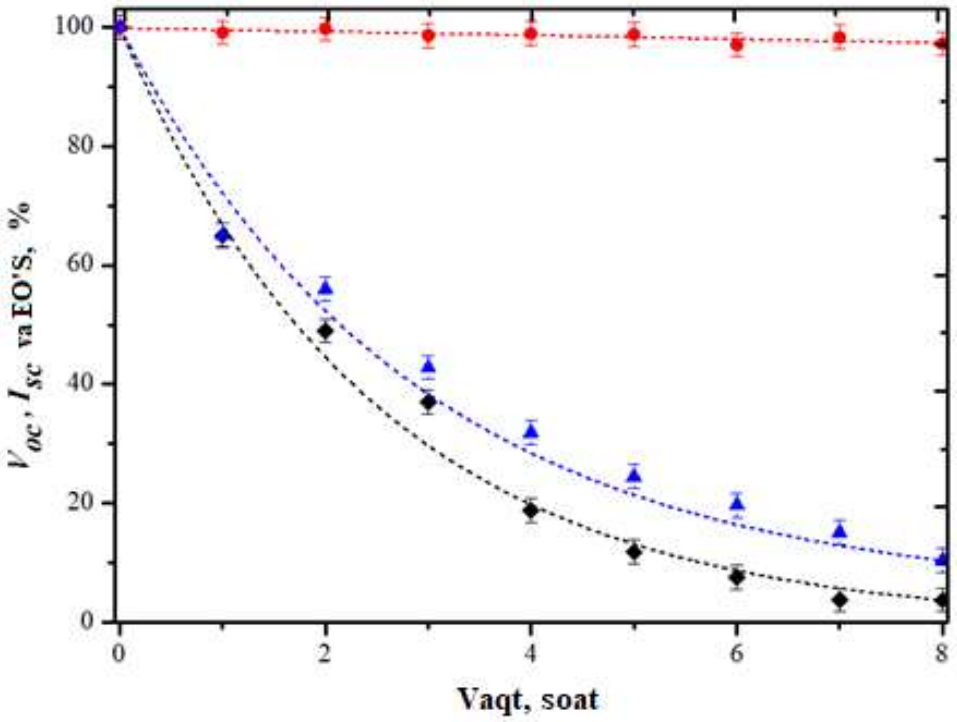
5. M. B. Islam, M. Yanagida, Y. Shirai, Y. Nabetani, and K. Miyano, “NiOx Hole Transport Layer for Perovskite Solar Cells with Improved Stability and Reproducibility,” *ACS Omega*, vol. 2, no. 5, pp. 2291–2299, May 2017, doi: 10.1021/ACSOMEGA.7B00538/SUPPL_FILE/AO7B00538_SI_001.PDF.

ATMOSFERA MUHITIDA ORGANIK QUYOSH ELEMENTLARINING FOTOELEKTRIK PARAMETRLARINING O‘ZGARISHI

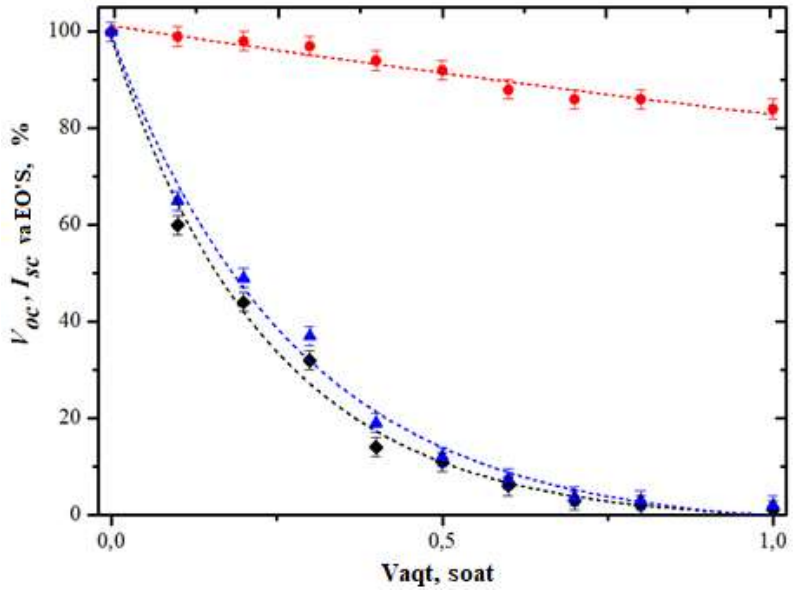
N.M. Sobirova[1], M.H. Imomov[2]
[1]Namangan davlat universiteti, [2]Namangan davlat chet tillar instituti
mximomov@mail.ru

Quyosh fotoelementlariga qo‘yiladigan asosiy vazifalardan temperatura, mexanik ta’sirlar, kimyoviy hamda nurlanishlar ta’sirlariga chidamliligidan tashqari atmosfera muhitida barqaror ishlash talabi ham qo‘yiladi [1]. Chunki, bu kabi qurilmalarning tijoriy maqsadlarda ishlab chiqarila boshlangach, ularning real ish mexanizmlari jarayonlari hammamizga ma’lum bo‘lgan atmosfera muhitida kechadi. O‘rganilayotgan fullerenli va fullerensiz organik moddalar aralashmasidan iborat yupqa qatlamli fotoelementlarni atmosfera muhitidagi barqarorligini solishtirishda OQElarning samarali va barqaror hamda uzoq muddatli xizmat ko‘rsatishini taminlash uchun muhim xulosalar olishimiz mumkin. Shu sababdan P3HT:PCBM va P3HT:ITIS asosida OQElarini atmosfera muhitida samaradorlik va barqarorlik ko‘rsatkichlari tadqiq etildi.

1 va 2-rasmlarda atmosfera muhitida joylashgan P3HT:PCBM va P3HT:ITIC asosidagi OQEdagi V_{OC}, I_{sc} va EO‘S normallashgan qiymatlarining pasayish egri chiziqlarini keltirilgan. Tajribada o‘rganilayotgan ob’yektlar fotoelektrik parametrlarning vaqt o‘tishi bilan o‘zgarishi 1-8 soat davomida kuzatildi. Degradasiya jarayonlariga asosiy sabablardan biri kislorod va suv molekulalari hisoblanadi.



1 - rasm. Atmosfera muhitida joylashgan P3HT:PCBM asosidagi OQEda V_{oc} (doira), I_{sc} (uchburchak) va EO‘S (romb) qiymatlarining o‘zgarish egri chiziqlari.



2 - rasm. Atmosfera muhitida joylashgan P3HT:ITIC asosidagi OQEda V_{oc} (doira), I_{sc} (uchburchak) va EO‘S (romb) qiymatlarining o‘zgarish egri chiziqlari.

1 va 2-rasmlardan ko‘rinadiki, har ikkala OQElarda ham o‘zgarmas V_{oc}, I_{sc} i EO‘S qiymatlari qisqa vaqt ichida deyarli nolga tushadi. Bunday o‘zgarishlar o‘rganilayotgan OQElar turiga xos bo‘lib, ularning mexanizmi asosan yuqori katod qatlami Al ning tez oksidlanishi va uning yupqa qatlamga diffuzion tarqalishi bilan bog‘liq [2]. P3HT:PCBM asosidagi OQEdagi EO‘Sning kamayish davri taxminan 8 soatni tashkil etadi, bu boshqa ishlarda bo‘lgani kabi bir xil [3, 4]. Biroq, P3HT:ITIC ga asoslangan OQElarda EO‘Sning pasayish davri sezilarli darajada kichik bo‘lib, bir soatdan kam vaqtda deyarli to‘liq degradasiyaga uchrar ekan. P3HT:PCBM asosidagi OQE holatida Al elektrod yupqa qatlamining oksidlanishi va uning fotoaktiv qatlamga tarqalishi bilan aniqlangan va tushuntirilgan bir necha soatlik xarakterli degradasiya vaqti ushbu optik tadqiqot natijalariga to‘g‘ri keladi, P3HT:ITIC asosidagi OQEda esa bunday degradasiya davri juda qisqa ekan. Bir xil donor matrisali polimerga ega bo‘lgan, ammo har xil akseptor molekulali ikkita organik quyosh elementlarining degradasiya natijasida parchalanish tezligidagi bunday farq ularning fotoaktiv qatlamining o‘ziga xos tuzilishi bilan bog‘liq ekan.

Bir xil donor P3HT polimerli, ammo turli xil PCBM va ITIC akseptor molekulalari bo‘lgan OQElarning fotovoltaik va optik xususiyatlarini qiyosiy o‘rganish misolida, bunday qurilmalarning yutilish va fotolyuminessensiya spektrlari ma’lumot beruvchi vosita sifatida keyingi ilmiy tadqiqot ishlarida foydalanish mumkin, ya’ni EO‘Sning kamayishi va degradasiya darajasini, quyosh energiyasini o‘zgartirish qurilmalarining xizmat ko‘rsatishga yaroqli ekanligi kabi parametrlarini baholash mumkin.

FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR

1. Morse G. E., Tournebize A., Rivaton A., Chassé T., Taviot-Gueho C., Blouin N., ... & Tierney S. The effect of polymer solubilizing side-chains on solar cell stability // Physical Chemistry Chemical Physics, 2015, Vol. 17. №. 17. – pp. 11884-11897.
2. Jørgensen M., Norrman K., Krebs F. C. Stability/degradation of polymer solar cells // Solar energy materials and solar cells, 2008, Vol. 92, №. 7. – pp. 686-714.
3. Cheng P., Zhan X. Stability of organic solar cells: challenges and strategies // Chemical Society Reviews, 2016, Vol. 45, №. 9. – pp. 2544-2582.
4. Kawano K., Pacios R., Poplavskyy D., Nelson J., Bradley D. D., & Durrant J. R. Degradation of organic solar cells due to air exposure // Solar energy materials and solar cells, 2006, Vol. 90, №. 20. – pp. 3520-3530.

KO‘NDALANG KVANTLOVCHI MAGNIT MAYDONIDAGI KVANT O‘RALI YARIMO‘TKAZGICHLARDA ENERGETIK HOLATLAR ZICHLIGI OSSILLYATSIYALARIGA HARORATNING TA’SIRI

U.I. Erkaboyev, J.I. Mirzayev
Namangan muhandislik-texnologiya instituti
jasmirfir@gmail.com

Keling, ko‘ndalang kvantlovchi magnit maydon ta’sirida kichik o‘lchamli qattiq jismlardagi holatlar zichligi ossillyatsiyalarining haroratga bog‘liqligini ko‘rib chiqaylik. Ma’lumki, Landau sathlariga haroratning ta’sirini aniqlashda, energetik holatlar zichligi ossillyatsiyalarini deltaga o‘xshash funksiyalar bo‘yicha qatorga yoyish usulidan foydalaniladi [1; 1323-1328-b. 2; 1650077-1-1650077-7-b.]. Delta shaklidagi funksiyalarning ketma-ket qatorga yoyish yo‘li bilan energetik holatlar zichligi ossillyatsiyalarini o‘rganish orqali kvant o‘rali yarimo‘tkazgichlarda o‘tkazuvchanlik sohasini diskret Landau sathining haroratga bog‘liqligini tushuntirish mumkin bo‘ladi. Kvantlovchi magnit maydonda holatlar zichligi ossillyatsiyalarining haroratga bog‘liqligi diskret Landau sathlarining termik kengayishi bilan aniqlanadi. Mutloq nol haroratda Gauss taqsimot funksiyasi delta shaklida bo‘lib, quyidagi ifoda bilan hisoblanadi [1; 350-400-b.):

$$Gauss\left(E,T\right)=\frac{1}{kT}\cdot\exp\left(-\frac{\left(E-E_i\right)^2}{\left(kT\right)^2}\right) \quad (1)$$

U holda, termik kengayishni Gauss taqsimot funksiyasini haroratga bog‘liqligi bilan tavsiflash mumkin. Cheksiz chuqur to‘g‘ri burchakli kvant o‘ra uchun, zaryad tashuvchilarning E_i chuqur sathidan o‘tkazuvchanlik sohasiga va E energiyali valentlik sohasiga termik chiqarish vaqti eksponent faktor $\exp\left(-\frac{\left(E-E_i\right)^2}{\left(kT\right)^2}\right)$ bilan belgilanadi. Demak, chuqur to‘ldirilgan diskret Landau sathlari eksponent sifatida energetik holatlar zichligi ossillyatsiyalariga va haroratga bog‘liq. Energetik holatlarning zichligi ossillyatsiyalarining haroratga bog‘liqligini aniqlash uchun T = 0 holatidagi energiya zichligi ma’lum energiya E_i (N_L, N_Z) funksiyasiga teng deb faraz qilamiz. Ikki o‘lchamli elektron gazlar uchun, ko‘ndalang kvantlovchi magnit maydonda, holatlar zichligining ossillyatsiyalari (1) formula bo‘yicha hisoblanadi. Haroratning oshishi bilan har bir holat energiya $E_i(N_L, N_Z)$ bilan o‘zgaradi. Diskret Landau sathlarini E_i (N_L, N_Z) energiya bilan termik kengayishi Shokli-Rid-Xoll statistikasiga bo‘ysinadi [2; 5434717-1-5434717-1-b.]. Shunday qilib, o‘tkazuvchanlik va valent sohalarida, barcha holatlarning termik kengayishini hisobga olgan holda, hosil bo‘ladigan holatlar zichligi ossillyatsiyalari barcha termik kengayishlarni yig‘indisi bilan aniqlanadi. Demak kvant o‘rali yarimo‘tkazgichlar uchun T cheklangan haroratda energetik holatlar zichligi ossillyatsiyalari $N_{S,Z}^{2d}\left(E,B,T,d\right)$ Gauss funksiyani qatorga yoyish orqali termik kengayishini (haroratga bog‘liqligini) tushuntirishga imkon beradi.

(1) formulada diskret Landau sathining termik kengayishlari hisobga olinmaydi. Agar $N_{S,Z}^{2d}(E,B,T,d)$ ni Gauss funksiyalari bo‘yicha qatorga yoyib kengaytirsak, u holda ikki o‘lchamli elektron gazlardagi energetik holatlar zichligi ossillyatsiyalarining haroratga bog‘liqligini hisoblash mumkin. Bundan, ko‘ndalang kvantlovchi magnit maydonidagi energetik holatlar zichligi ossillyatsiyalarining haroratga bog‘liqligini olish mumkin. Ko‘ndalang kvantlovchi magnit maydonda Landau sathining termik kengayishi diskret sathlarning silliqlashiga olib keladi va termik kengayish Gauss funksiyasi yordamida

aniqlanadi. Past haroratlarda Gauss taqsimot funksiyalari delta shaklidagi funksiyaga aylanadi:

$$\underset{T\to 0}{Gauss}\left(E,E_i,T\right)\to\delta\left(E-E_i\right)$$

Yuqoridagi formulalar yordamida biz quyidagi analitik ifodani olamiz:

$$N_{S,Z}^{2d}\left(E,B,T,d\right)=\sum_{N_L,N_Z}^{\infty}\frac{eB}{\pi\hbar}\cdot\frac{1}{kT}\cdot\exp\left(-\frac{\left(E-\left(\hbar\omega_c\left(N_L+\frac{1}{2}\right)+\frac{\pi^2\hbar^2}{2m^*d^2}N_Z^2\right)\right)^2}{\left(kT\right)^2}\right) \quad (2)$$

Bu yerda, $N_{S,Z}^{2d}(E,B,T,d)$ - to‘g‘ri burchakli kvant o‘ra uchun energetik holatlar zichligi ossillyatsiyalari; d - kvant o‘raning qalinligi; N_L - to‘g‘ri burchakli kvant o‘ra uchun Landau sathlari soni; N_Z - Z o‘qi bo‘ylab o‘lchamli kvantlar soni; B - ko‘ndalang kvantlovchi magnit maydonining induksiyasi.

Bu formula ko‘ndalang kvantlovchi magnit maydon ta’siridagi kvant o‘rali yarimo‘tkazgichlarda, energetik holatlar zichligi ossillyatsiyasining haroratga bog‘liqligini anglatadi. Olingan ifoda turli harorat va ko‘ndalang magnit maydonda, ikki o‘lchamli elektron gazlarda energetik holatlar zichligi ossillyatsiyalari bo‘yicha eksperimental ma’lumotlarni qayta ishlash uchun qulaydir. Shunday qilib, nanoo‘lchamli yarimo‘tkazgichlardagi energetik holatlar zichligi ossillyatsiyalarining haroratga bog‘liqligini ifodalaydigan yangi matematik model ishlab chiqildi.

Taklif etilayotgan model yordamida kvantlovchi magnit maydondagi nanoo‘lchamli yarimo‘tkazgichlarning energetik xolatlar zichligini haroratga bog‘liqligini tahlil qilaylik. Ushbu ishda [4; 1274-1279-b.], HgCdTe / CdHgTe kvant o‘rali assimetrik yarimo‘tkazgichlarda klassik va kvantlovchi magnit maydonlar ta’siridagi erkin elektronlarning siklotron rezonans spektrlarining o‘zgarishi o‘rganilgan. Bu yerda $Cd_xHg_{1-x}Te$ kvant o‘raning qalinligi d = 15 nm, magnit maydoni B=15 T va harorati T = 4,2 K ni tashkil etadi. Bu ishda materiallar uchun energetik holatlar zichligining haroratga bog‘liqligi muhokama qilinmagan. ko‘ndalang kvantlovchi magnit maydon B = 15 Tl. va harorat 4.2 K bo‘lganda kvant o‘raning qalinligi d=15 nm uchun $Cd_xHg_{1-x}Te$ ni energetik holatlar zichligi ossillyatsiyalari keltirilgan. Kvant o‘raning o‘tkazuvchanlik sohasidagi diskret energetik sathlari (3) formula bo‘yicha hisoblangan. Bunda diskret energetik sathlari soni 10 ga teng. Har bir diskret energiya cho‘qqilari Landau sathlari deyiladi. Grafikda diskret Landau sathlarini kuzatilishiga sabab, B=15 Tl da, $\hbar\omega_c=0{,}02eV$, T = 4.2 K da kT=4.10-4 eV hamda $\frac{\hbar\varpi_c}{kT}=50$ yoki $kT\ll\hbar\omega_c$ sharti bajariladi. Bunday holda Landau sathining termik kengayishi juda kuchsiz va energetik holatlar zichligining ossillyatsiyasi, ideal shakldan chetga chiqishni sezmaydi. Birinchi diskret Landau sathi (N_L=0) kvant o‘raning o‘tkazuvchanlik sohasining pastki qismida paydo bo‘ldi. Ikkinchi (N_L=1), uchinchi (N_L=2) va boshqa diskret Landau sathlari kvant o‘raning o‘tkazuvchanlik sohasi tubidan yuqorida joylashgan. Shu tarzda, past haroratlarda kvant o‘raning valentlik sohasida ham Landau sathining cho‘qqilarini hisoblash mumkin.

FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR

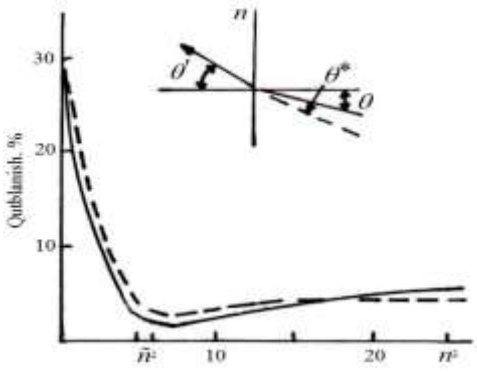
1. Gulyamov G., Erkaboev U.I., Sharibaev N.Yu. The de Haas-van Alphen effect at high temperatures and in low magnetic fields in semiconductors // Modern physics letters B. 2016. Vol. 30, No.7. pp.1650077-1-1650077-7.
2. Gulyamov G., Erkaboev U.I., Baymatov P.J. Determination of the density of energy states in a quantizing magnetic field for model Kane // Advances in condensed matter physics. 2016. Vol.2016. pp.5434717-1-5434717-1.
3. Gulyamov G., Erkaboev U.I., Gulyamov A.G. Influence of pressure on the temperature dependence of quantum oscillation phenomena in semiconductors // Advances in condensed matter physics. 2017. Vol.2017. pp.6747853-1-6747853-6.
4. Бовкун Л.С., Маремьянин К.В., Иконников А.В., Спирин К.Е., Алешкин В.Я., Potemski M., Piot B., Orlita M., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Гавриленко В.И. Магнитооптика квантовых ям на основе *HgTe/CdTe* с гигантским расщеплением Рашбы в магнитных полях до 34 Тл // ФТП. 2018. Т.52, вып.11, С.1274-1279.

QUTBLANGAN YORUG’LIKNING XIRA VA IZATROB MUXITLARDA KO’CHIRILISHIDA,SOCHILISHI TUFAYLI NEYTRAL NUQTALARNI XOSIL BO’LISHI.

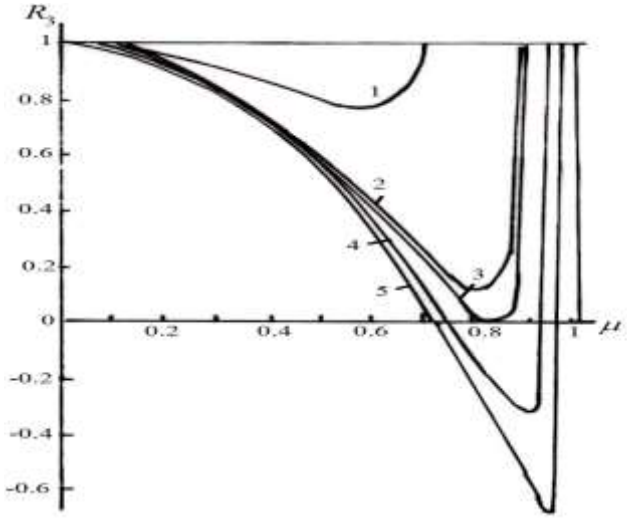
M.M. Sobirov[1], G.M. Qo’ziboyeva[1], I.M. Usmonov[2]
[1]Farg’ona davlat universiteti, [2]TATU FF Akademik litseyi

Bu tabiiy, qutblanmagan nurlanish oqimini qalinligi chekllangan xira muxitlarga tushib, muxitda sochilishi tufayli undan o’tgan va orqaga qaytgan nurlanish oqimini qutblanishini o’rganishga bag’ishlangan. Bu masala Quyoshdan tushayotgan tabiiy nurlanishni atmosfera qatlamlaridan o’tishida, qutblanishini taxlil etish masalasi bilan uzviy bog’langan. Chunki, keyingi yillarda atmosfera qatlamlarini kosmik apparatlar orqali zondlash orqali Yer sirtidagi va atmosfera qatlamlarida fizik jarayonlarni kuzatish masalalari, atmosfera fizikasining dolzarb masalalaridan biri xisoblanadi. Qutblanish usullaridan foydalangan holda zondlar yordamida Yer yuzini o'rganish usullari paydo bo'lishi bilan qutblangan nurlanishning atmosfera qatlamida o'tkazilishini o'rganishga bo’lgan qiziqish ortdi . Bizning ilmiy ishlarimizda yakuniy optik qalinlikdagi muhitda qutblangan nurlanishni o'tkazish nazariyasi bayon etilgan edi. U yerda qutblangan nurlanish o'tkazmasini hisoblash usuli Chandrasekar tomonidan qurilgan va keyinchalik Lenobl va E.L.Ivchenko va boshqalar tomonidan umumlashtirilgan nurlanishni uzatish nazariyasi doirasida ilgarisurilgan . Qurilgan nazariya yordamida atmosfera qatlamlari orqali diffuz aks etgan va diffuz o’tgan tabiiy qutblanmagan quyosh nurlanishining qutblanish darajalari hisoblab chiqilgan. Yorug'likning burchagi, optik qalinligi va muhitning optik parametrlariga qarab asosiy e'tibor Babine, Bryuster va Arago neytral nuqtal arining burchak xossalarini o'rganishga qaratildi.

Yorug'lik tarqatuvchi qattiq jismlarda yoki suyuqliklarda atmosferadan farqli o'laroq, muhitning dielektrik o'tkazuvchanligi yuqori. Shu sababli, mazkur model yordamida bunday muhitlar ikkilamchi nurlanishining qutblanish xossalarini o'rganish amaliy ahamiyatga ega va mutaxassislarning e'tiborini jalb qiladi deb umid qilamiz.



1-rasm.Qutblanish darajasi minimumini sindirish ko’rsatkichini qiymatiga bog’liqligi



2-rasm.Ko’zgusimon qaytish tufayli fazalar farqini o’zgarishini muhitning sindirish ko’rsatikichiga bog’liqligi.

$\tau \to \infty$ da, yakuniy optik qalinlikdagi muhitlarda hisoblab chiqish natijalari yarimcheksiz muhit modeliga o'tib ketadi . Mazkur holatda, teskari aks etgan nurlanishning

jadalligi va qutblanishi optik qalinlikka bog'liq emas va o’tkazish tenglamasining yechimida faqat albedo parametri – bir martalik tarqalishning kvant chiqishi qoladi. Ushbu soddalashtirishga qaramay, teskari aks ettirilgan nurlanish xossalarida, yakuniy qalinlikdagi muhit holatida kuzatilgan barcha neytral nuqtalarga tegishli barcha xossalar saqlanib qoladi. Burchak xossalari sifat jihatidan aks ettirilgan nurlanish uchun yakuniy qalinlikdagi muhit holatida bo’lgani kabi bir xil xossaga ega.

Xulosa.

1. qutblanmagan yorug’lik oqimining kengligi cheklangan xira muxitlardan o’tishi jarayonida qutblanishi maslasi taxlili etilgan. Tushayotgan va undan qaytgan nurlanish oqimini tarqalish tekisigi bo’ylab nurlanishning qutblanish darajasini azimutal xarakteristikalari o’rganilgan.
2. Tushgan va undan qaytgan nurlanish oqimini tarqalish tekisligda qutblanish darajasi nolga teng bo’lgan neytral nuqtalarning xosil bo’lish mexanizmlari taxlil etilgan. Yarim cheksiz muxitlarda neytral nuqtalarning tushish va qaytish polyar burchaklarga bog’liq ravishda o’zgarishi ko’rsatib berilgan.
3. Yarim cheksiz dielektrik krituvchanligi yuqori bo’lgan muxitlar uchun qutblanagan nurlanish oqimini ikki muxit chegarasidan o’tishida sinishi va qaytishi, kristall-vakuum chegarasida to’la ichki qaytishini xisobga olganda, chiqayotgan ikkilamchi nurlanish oqimini qutblanish darajasi qanday o’zgarishi taxlil etilgan.

ADABIYOTLAR

1. М.Борн, Е.Вольф. Оптика. Москва, Иностранная литература, 1992.
2. С.И. Савелев. Умумий физика курси, 3-том. Москва, Просвещение, 1998.
3. С.Э.Фрищ. Умумий физика курси. 3-том. Москва, Просвещение, 1992.
4. И.В. Савельев Умумий физика курси 2-том. Москва, Наука,1988. 496с
5. С.Э.Фрищ. Умумий физика курси. 3-том. Москва, Просвещение, 1992.
6. Агранович В.М. , Галанин М.Д. *Перенос энергии электронного возбуждения в конденсированнқх средах.* Мосвка, Наука,1978. 383с
7. В.И.Агранович, С.Г.Гинзбург. Кристаллооптика и пространственная дисперсия.
8. Е.Нокс. Теория экситонов. Ленинград. Иностранная литература. 1986.
9. В.И.Агранович, Кристаллооптика и теория экситонов. Москва. Наука, 1988.
10. Modern Problems in Condensed Matter Sciences, vol. 2, Yexcitons. Yed.by Rashba Ye. I., Sturge M. D. Amsterdam, North - Holland, 1982, chapters 2,3, 6.
11. Чандрасекар С. *Перенос лучистой энергии*. Москва, Иностраннаялитература, 1953.
12. В.В.Соболев, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет. Москва, Гостехиздат,1956.

ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ШИРОКОЗОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ $LiNbO_3$ И $LiNbO_3$:Fe

З.Т. Азаматов[1], М.А. Йулдошев[2], Н.Н. Базарбаев[3], А.Б. Бахромов[2]
[1]доктор физико-математических наук, профессор, [2]докторант НИИ физики полупроводников и микроэлектроники, [3]старший научный сотрудник НИИ физики полупроводников и микроэлектроники
murod.yuldoshev1993@gmail.com

Среди перспективных регистрирующих материалов для создания голографических систем оптической обработки информации, особое место занимают фоторефрактивные кристаллы, номинально чистого легированного ионами железа в различных концентрациях, ниобата лития [1]. Запись информации в сегнетоэлектрических кристаллах основана на эффекте локального обратимого изменения показателя преломления в этих кристаллах при освещении лазерным лучом. На фотоэлектрические свойства, исследуемых образцов, влияет спонтанная поляризация, с изменением которой, под воздействием света, появляется внутреннее поле, которое способствует перераспределению носителей и образованию пространственного заряда. Поле пространственного заряда, вследствие электрооптического эффекта, вызывает изменение показателей преломления вещества.

Чувствительность к оптически индуцированному изменению показателя преломления может быть выражена через параметры материала следующим образом.

$$\frac{dn_e}{dJ} = el\left(\frac{n_e^3}{2}\cdot\frac{r_{33}}{\varepsilon_0\varepsilon_{33}}\right)\frac{\alpha\beta}{\hbar\omega} \quad (1)$$

где $\frac{dn_e}{dJ}$ – энергетическая чувствительность, el – изменение электрического дипольного момента, механизм которого может быть различным для разных материалов и условий эксперимента.

В наиболее распространенном случае, дрейфа фотовозбужденных электронов во внутреннем или внешнем электрическом поле, дрейфовая длина пробега электрона определяется выражением ($l = \mu\tau E_0$), которое обусловлено электрооптическим эффектом. Выражение $\alpha\beta/\hbar\omega$ дает число возбужденных центров или количество фотоэлектронов в зоне проводимости. Легирование переходными металлами, нарушение стехиометрии, отжиг в восстановительной атмосфере, облучение γ-лучами и приложение электрического поля позволяют значительно увеличить их светочувствительность.

В работе проведены сравнительные исследования спектральных характеристик кристаллов $LiNbO_3$. Исследованы как номинально чистые, так и легированные Fe, с массовой концентраций железа – 0,03 %, кристаллов ниобата лития – $LiNbO_3$ и $LiNbO_3$:Fe. *Образцы для исследований были изготовлены из номинально чистых кристаллов* $LiNbO_3$ и $LiNbO_3$:Fe, *в виде параллелепипедов с размерами 2×3×10 мм, ребра которых ориентированы по направлению кристаллографических осей.* В настоящей работе использовался голографический метод измерения Δn. *Исследования спектров* поглощения *проведены с помощью спектрометра “Shimadzu”. Измерения проводились в диапазоне 320-1100 нм с шагом 1 нм.* Обработка спектров производилась с использованием пакета программ Origin 8.1. Ширина запрещенной зоны определялась по формуле:

$$E = \frac{hc}{\lambda} \quad (2)$$

где λ– длина волны, соответствующая краю поглощения, h – постоянная Планка, c – скорость света в вакууме.

Принципиальным вопросом при анализе механизма образования оптического повреждения Δn (изменения показателя преломления) является вопрос о его зависимости от длины волны облучающего света λ. Эта зависимость позволяет судить об обменах электронами между возбужденными и не возбужденными ионами железа, с переходом электронов в зону проводимости.

По нашему мнению, это обусловлено существенным увеличением изменения показателя преломления $LiNbO_3$:Fe при λ<500 нм, которое приведено на рис. 1.

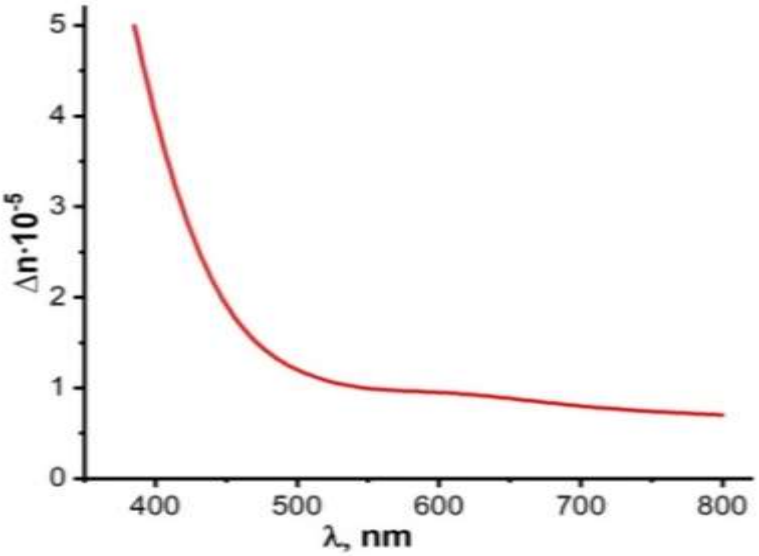


Рис. 1. Зависимость изменения показателя преломления кристаллов $LiNbO_3$:Fe от длины волны записывающего излучения

Изменение показателя преломления Δn вычислялось из величины дифракционной эффективности η по формуле:

$$\Delta n = [\lambda \cos\frac{\theta}{2}/\pi D]\arcsin\sqrt{\eta} \qquad (3)$$

где λ – длина волны считывающего излучения; θ – угол между интерферирующими лучами. Значения Δn во время записи информации могут изменяться от 10^{-5} до $5\cdot10^{-5}$.

На рис. 2 приведены спектры поглощения номинально чистого и легированного железом ниобата лития $LiNbO_3$:Fe, из которого видно, что добавление примеси значительно увеличивает поглощение.

Известно, что использование переходных металлов в качестве легирующих добавок связано с их способностью обратимо отдавать d-электроны в зону проводимости под действием излучения. При легировании кристалла ионами Fe^{3+} поглощение света в нем вызывается ионизацией. Чувствительность к свету кристаллов, легированных железом, определяется концентрацией ионов Fe^{2+}, имеющих в решетке широкую полосу поглощения с максимумом около 400 нм. При фотовозбуждении Fe^{2+} отдает фотоэлектрон в зону проводимости, который в процессе диффузии захватывается ионом Fe^{3+} в неосвещенной области. С ростом концентрации Fe^{2+} увеличивается поглощение

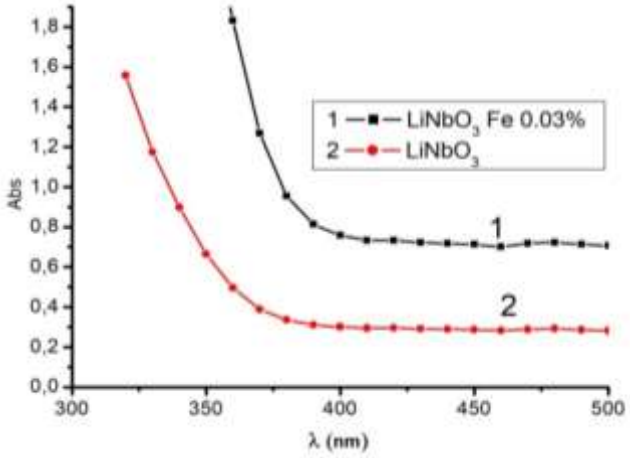


Рис. 2. Спектры поглощения номинально чистого и легированного железом ниобата лития $LiNbO_3$:Fe

на длине волны, на которой записывается информация, что приводит к повышению чувствительности кристалла к свету.

Равиндра и др. [2] предложили различные соотношения между шириной запрещенной зоны и высокочастотным показателем преломления и представили линейную форму n как функцию E_g:

$$n = \alpha + \beta E_g \quad (4)$$

где α = 4,048 и β = -0,62 эВ$^{-1}$.

Эрве и Вандамм [3], учитывая простоту физики преломления и рассеивания света, предложили эмпирическое соотношение:

$$n = \sqrt{1 + \left(\frac{A}{E_g + B}\right)^2} \quad (5)$$

где A = 13,6 эВ и B = 3,4 эВ.

Рассмотрев зонную структуру и квантовую формулировку Пенна и Ван Вехтена [4], Гош и др. [5] по-иному подошли к проблеме. Они, приняв A – как вклад валентных электронов, B – как постоянную добавку к наименьшей запрещенной зоне E_g, получили выражение для высокочастотного показателя преломления:

$$n^2 - 1 = \frac{A}{(E_g + B)^2} \quad (6)$$

где A = 25Eg + 212, B = 0,21E_g + 4,25 и (E_g + B) относятся к соответствующей ширине запрещенной зоны материала. Таким образом, индийскими и другими исследователями были предложены три эмпирической формулы для определения изменений n в зависимости от ширины запрещенной зоны – E_g.

Показатели преломления образцов были рассчитаны по трем моделям изменения n в зависимости от энергетической щели, $n_{экс}$ – определены интерференционным методом. Расчетные значения оптической диэлектрической проницаемости (ε_∞) были получены с использованием соотношения $\varepsilon_\infty = n^2$ [6]. Увеличение толщины образцов приводит к общему увеличению показателя преломления. Это увеличение связано с общим снижением пропускания образца по мере увеличения его толщины. Расчитанные показатели преломления и оптические диэлектрические проницаемости приведены в таблице.

Таблица

Результаты определенных: геометрически – E_g, эмпирически – показателей преломления и оптические диэлектрические проницаемости (ε_∞) номинального чистого и легированного железом кристаллов ниобата лития

образец	E_g (эв)	n, рас	n, экс	ε_∞, рас	ε_∞, экс
$LiNbO_3$	3,39	1,9462 n[3] 2,2387 n[4] 2,2922 n[5]	2,2971	3,7877 5,0118 5,2542	5,2767
$LiNbO_3$:Fe	3,17	2,0826 n[3] 2,2989 n[4] 2,3356 n[5]	2,3285	4,3372 5,2849 5,4550	5,4219

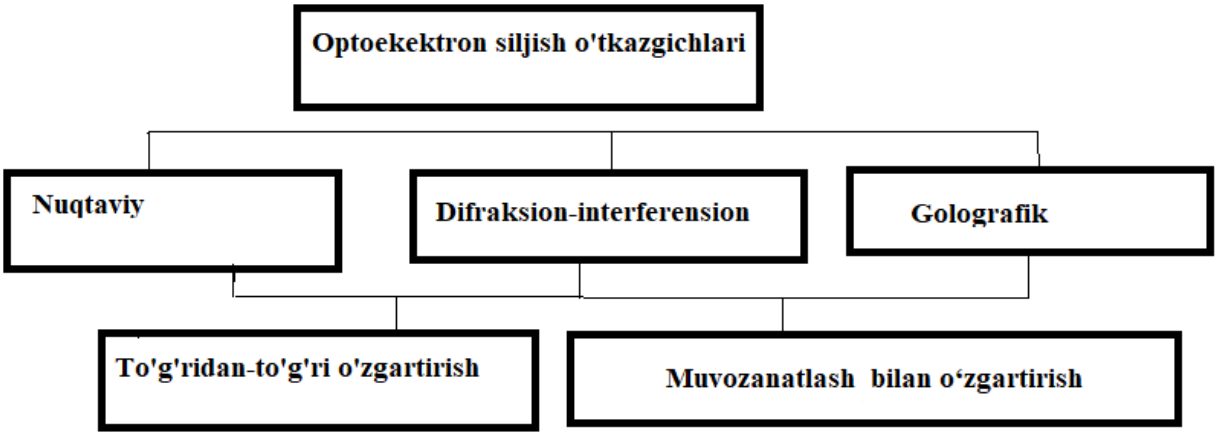
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Азаматов З.Т., Йўлдошев М.А., Базарбаев Н.Н. Перспективы голографических систем хранения информации. // ДАН АН РУз., №1. Ташкент 2022 г. с. 17-21.
2. Ravindra N. M., Auluck S., Srivastava V. K. On the Penn gap in semiconductors. // Phys.Status Solidi (B) 93, pp. 155–160 (1979).
3. Herve P. J. L, Vandamme L. K. J. Empirical temperature dependence of the refractive index of semiconductors. // J. Appl. Phys. 77, pp. 5476–5477 (1995).
4. Penn D. R. Wave-number-dependent dielectric function of semiconductors. // Phys. Rev.128, pp. 2093–2097 (1962).
5. Ghosh D. K., Samanta L. K., Bhar G. C. A simple model for evaluation of refractive indices of some binary and ternary mixed crystals. // Infrared Phys. 24, pp. 43–47 (1984).
6. G.A. Samara, Temperature and pressure dependences of the dielectric constants of semiconductors. Phys. Rev. B 27, 3494–3505 (1983).

O‘LCHASHDA QO‘LLALADIGAN OPTOEKEKTRON SILJISH O‘ZGARTIRGICHLARI TAHLILI

R.A. Nurdinova, A.X. Rajabov
Muhammad al-Xorazmiy nomidagi Toshkent axborot texnologiyalari universiteti Farg‘ona filiali
e-mail: nurdinovar2016@mail.ru

Chiziqli va burchakli siljishlarning optik-elektron o‘zgartirgichlarining tasnifi vaqt o‘tishi bilan sezilarli o‘zgarishlarga uchragan optoekektron siljish o‘zgartirgichlari (OESO‘)ni to‘liq tasniflaydi. Shuning uchun ularni qurish va amalga oshirishning zamonaviy xususiyatlarini hisobga olgan holda OESO‘ tasnifi taklif etiladi (1 -rasm).



1 -rasm. Optoekektron siljish o‘zgartirgichlari klasifikasiyasi

O‘zgartirilayotgan koordinatalar turiga qarab, avvalgi yillardagi kabi [6], OESO‘ni burchakli va chiziqli bo‘lish odatiy holdir. Aniq burchak o‘zgartirish o‘tkazgichlari - boshqariladigan ob'ektning burchak holatining analog qiymatini, masalan, val, analog elektr signallarining parametrlari (amplitudasi, chastotasi, fazasi va boshqalar) ko‘rinishida ifodalash uchun mo‘ljallangan murakkab optoelektronik qurilmalar. diskret signallar shakli (raqamli kod). Chiziqli siljish transduserlari xuddi shunday boshqariladigan ob‘ektning chiziqli koordinatalarini o‘zgartiradi.

OESO‘ning kichik sinflarga bo‘linishi kodlovchi struktura (KS)ni shakllantirishning asosiy usullari (ishchi choralar) bo‘yicha amalga oshirilishi mumkin: nuqtaviy, interferentsion-diffraktsion va gologrаfik. Nuqtaviy KS - bu o‘lchovning ishchi yuzasiga ma’lum vaqt oralig‘ida qo‘llaniladigan shtixlar ketma-ketligidir. Bunday KSlarda shtrix uzunligi shtrix balandligidan ancha katta bo‘lib, tahliliy struktura (TS)ning KS ga nisbatan harakatlari natijasida hosil bo‘gan kombinatsion chiziqlar siljishi hisoblanadi. Chiziqli va burchakli siljishlarning optoelektron konvertorlari (OEK) nuqtaviy, interferentsion-diffraktsion va gologrаfik (to‘planuvchi) kvazi-mutlaq ketma-ket hisoblash parallel o‘qish interpolyatsiya bilan mutlaq to‘g‘ridan-to‘g‘ri konvertatsiya interpolyatsiyasiz muvozanatlashtiruvchi transformatsiyaladi.

Algoritmlarga muvofiq mavjud konvertorlar fazoviy harakatlarni raqamli kodga to‘g'ridan-to‘g'ri o‘zgartirish ikki guruhga bo‘lish tavsiya etiladi: konvertorlarni ketma-ket hisoblash va parallel o‘qish konvertorlari.

Ketma-ket hisoblash algoritmining mohiyati quyidagilardan iborat, o‘lchangan qiymat bir qator teng qismlarga bo‘linadi, (o‘sish bo‘yicha), ularning har biriga raqamli kodning

kichik toifasi bo‘lgan birlik mos keladi. Ushbu o‘sishlarni hisoblashda kod olinadi-o‘lchangan qiymatning raqamli ekvivalenti.

Parallel o‘qish algoritmining mohiyati quyidagilardan iborat: o‘lchangan qiymat o‘ziga xos, oldindan taqqoslanganligi barcha mumkin bo‘lgan raqamli ekvivalentlar to‘plami bilan tayyorlangan. Ichida o‘lchangan qiymat qiymatiga bog‘liqlik o‘qiladi, qaysiki, fazoviy tuzilishdan ma'lum bir raqamli ekvivalent bu ish o‘lchovidir.

O‘z navbatida, ketma-ket hisoblash konvertorlari boshqariladigan ob‘ektning joriy koordinatasini aniqlash usuli uchta kichik guruhga bo‘lish mumkin: qo‘shimcha konvertorlar, kvazi-mutlaq va mutlaq.

Qo‘shimcha (saqlash) konvertor javob bermaydi fazoviy pozitsiya va fazoviy harakat, maxsus sxema yordamida bir qator elementar qismlarga o‘sish bo‘linadi.

Ushbu o‘sishlarni hisoblash orqali to‘plash, transduser mutanosib raqamli kodni hosil qiladi o‘lchanadigan fazoviy holat yuzaga keladi. Kvaziabsolyut konvertorlari holatida joriy koordinata ketma-ket o‘sishni hisoblash orqali aniqlab boshlaydi (yig'uvchilar singari) faqat mos yozuvlar belgisini o‘tkazgandan so‘ng uni qayd etish mumkin. Mutlaq konvertorlar o‘tishni talab qilmaydi hamda mos yozuvlar teglari va joriy koordinata darhol aniqlanadi.

Shunday qilib, mutlaq transduserlarda har biri kirish harakatining qiymati raqamli qiymatga mos keladi, chiqishda hosil bo‘ladigan ekvivalent esa qoida tariqasida raqamli kod sifatida beriladi. Yuqori chiziqli yoki burchakli piksellar soniga erishish ehtimol, pozitsiyani aniqlash usulidan foydalanish tufayli qadam chegaralaridagi fazoviy tuzilish yoki boshqacha qilib aytganda, interpolatsiya usulini qo‘llash imkonini beradi: kattaroq qadam bilan maxsus kod shkalalarini qo‘llash.

Adabiyotlar ro‘yxati

1. Datchiki: Spravochnoe posobie /Sharapov V.M., Poliщuk Ye.S., Ishanin G.G i dr./Pod. red. Sharapova V.M., Poliщuka Ye.S., Cherkassы, 2008, 1072 s.
2. Porfirev L.F. Osnovы teorii preobrazovaniya signalov v optiko-elektronnых sistemax. L.: Mashinostroenie, 1989. - 387 s.
3. Fotoelektricheskie preobrazovateli informatsii /Presnuxin L.N., Shangin V.F. i dr. M., «Mashinostroenie», 1974. - 376 s.
4. Malamed Ye.R. Fotoelektricheskie preobrazovateli lineynых peremeщeniy na difraksionnых reshetkax. Uchebnoe posobie, LITMO, 1990. - 45 c.
5. Gorodeskiy A.Ye., Tarasova I.L., Artemenko Yu.N. Interferensionno- kodovыe preobrazovaniya. — SPb.: Nauka, 2005. - 472 s.

ERUVCHANLIK VA GERMANIY TAGLIKDA $(Ge_2)_{1-x}(GaAs)_x$ QATTIQ ERITMALARNI OLISH TEXNALOGIYASINI O’RGANISH

Q.A. Yo’ldashev, A.A. Abdullayev
[1]Namangan Muhandislik Qurulish Instituti, o’qituvchisi
yoldashevqodirjon11@gmail.com

Hozirgi vaqtda A^3B^5 иA^4B^4, A^2B^6 asosidagi yarim o'tkazgichli qattiq eritmalar o'zining noyob xususiyatlari tufayli mikroelektronikaning turli sohalarida keng qo'llaniladi va ba'zi qurilmalar uchun ular o’zgartirib bo’lmas materiallarga aylanadi.

Shu munosabat bilan Ge,GaAs ning past haroratlarda Pb dagi eruvchanligini va ularni o‘stirish usullarini takomillashtirish, yangi yarimo‘tkazgichli konstruksiyalarni ishlab chiqarish maqsadida allaqachon ma’lum bo‘lgan yarimo‘tkazgichli qattiq eritmalarni olish shartlarini o‘rganish juda muhim yo‘nalish hisoblanadi.

A^3B^5, A^4B^4 qatlamlarini o'stirishning eng keng tarqalgan usullaridan biri suyuq fazali epitaksiya usuli hisoblanadi.

Suyuq fazada kristallanish jarayonini nazorat qilish va tarkibiy qismlar va aralashmalarning kerakli taqsimoti bilan qattiq eritmalarni olish uchun fazalar muvozanati va suyuqlik fazasidagi komponentlar va aralashmalarning o'zaro ta'siri to'g'risidagi ma'lumotlar talab qilinadi.

Ushbu maqolada Pb-Ge-GaAS tizimlarida fazalar muvozanatini o'rganish bo'yicha eksperimental va hisoblash ma'lumotlari, germaniy substratlari bo'yicha ushbu tadqiqotlar natijalari asosida qattiq eritmalar $(Ge_2)_{1-x}(GaAs)_x$ olinadi.

Ge va GaAs larning qo‘rg‘oshindagi eruvchanligini o‘rganish bo‘yicha tajribalar biz tomonidan shudring nuqtasi t = 60÷65°C bo‘lgan tozalangan vodorod atmosferasida o‘tkazildi. Vodorodning tozaligi har safar tajribadan oldin va keyin o'lchangan.

Shunday qilib, biz Ge va GaA larning qo'rg'oshindagi eruvchanligiga eruvchanligi va o'zaro ta'sirini o'rgandik.

Ge va GaAs ning suyuq metall erituvchilarda eruvchanligi, shuningdek ularning o'zaro ta'siri bo'yicha olingan ma'lumotlarning tahlili shuni ko'rsatdiki, qo'rg'oshinni erituvchi sifatida ishlatish "maxsus" sharoitlarni ta'minlaydi [1]. haqiqiy qattiq eritmalar $(Ge_2)_{1-x}(GaAs)_x$. Eruvchanlikni o'rganish vazn yo'qotish usuli bilan amalga oshirildi va jarayon davomida eritma-eritma doimiy ravishda aralashtiriladi.

Birinchi marta pirolitik sintez yo'li bilan Ge - GaAs tizimi asosida metastabil uzluksiz qattiq eritmalar tayyorlash haqida [2] xabar berilgan, unda bunday bog'liqliklar panjara parametri va olingan qattiq eritmalarning tarmoqli oralig'iga bog'liq $(Ge_2)_{1-x}(GaAs)_x$. Ish [3] ushbu qattiq eritmalarning elektrofizik xususiyatlarini keyingi tekshirishga bag'ishlangan.

Qattiq eritmalarni olishning nazariy sharti $(C_2^4)_x$ $A^3B^3{}_{1-x}$ umumlashtirilgan momentlar nuqtai nazaridan ularning hosil bo'lish imkoniyatlarini tahlil qilish edi. , suyuq metall erituvchilarda Ge va GaAs eruvchanligi bo'yicha tajriba ma'lumotlarining yuqoridagi natijalari. Qo'rg'oshinni erituvchi sifatida ishlatish haqiqiy qattiq eritmalar hosil bo'lishi uchun zarur shart-sharoitlarni ta'minlaydi $(Ge_2)_{1-x}(GaAs)_x$ [2]. Bunday holda, kristallanish jabhasida qattiq eritmaning ikkala komponentiga nisbatan etarlicha yuqori supersaturatsiyaga erishiladi. Bundan tashqari, ishlatiladigan nisbatan past o'sish harorati (650÷700°C) hosil bo'lgan qattiq eritmalarning o'z-o'zidan parchalanishini oldini oladi.

Birinchi marta $(Ge_2)_{1-x}(GaAs)_x$ qattiq eritmalarning germaniy substratlarida past haroratli epitaksiya qilish sharoitlari tegishli eritma eritmasini tanlash yo‘li bilan tajriba yo‘li bilan aniqlanadi.

Aniqlanishicha, epitaksiyaning boshlanishi haroratining pasayishi bilan epitaksial qatlamlarning strukturaviy mukammalligi yaxshilanadi, pastki substratlarda eng strukturaviy mukammal qatlamlar olinadi. Substratlar orasidagi bo'shliq oshgani sayin, yuqori va pastki qatlamlarning strukturaviy mukammalligi o'rtasidagi farq sezilarli bo'ladi.

Olingan qattiq eritmalar $(Ge_2)_X(GaAs)_{1-X}$mikroelektronika uchun yangi yarim o‘tkazgich material sifatida amaliy qiziqish uyg‘otadi.

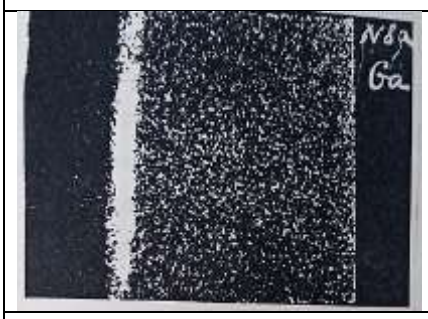
Olingan plyonkalarning qalinligi $(Ge_2)_X(GaAs)_{1-X}$sovutish davomiyligiga bog'liq va 25-40 mkm oralig'ida edi. Filmning yuzasi maxsus qurilma bilan o'sish oxirida eritma-eritma qoldiqlaridan tozalangan.

Olingan plyonkalar oynadek silliq sirtga ega, p-tipli o'tkazuvchanlik tashuvchisi konsentratsiyasi $1.4 \cdot 10^{18} см^{-3}$va harakatchanligi $155\, см^2/В \cdot с$edi. , 300 K da. Komponentlarning qalinligi bo'yicha taqsimlanishi haqidagi ma'lumotlarga ko'ra, Camesa tipidagi mikroanalizator yordamida o'rganilgan, epitaksial qatlamdagi GaAs tarkibi $(Ge_2)_X(GaAs)_{1-X}$o'sish o'qi bo'ylab ortib, qatlamlar yuzasida 80÷ 90% ga etadi. GaAs substratlari Ge bilan almashtirilganda komponent taqsimotining tabiati biroz o'zgaradi. Aniqlanishicha, $(Ge_2)_X(GaAs)_{1-X}$ qattiq eritmalar Ge substratida tuzilishi jihatidan mukammalroqdir. Bu plyonkalarning dislokatsiya tuzilishining morfologik tadqiqotlari bilan tasdiqlanadi. Bunday holda, Ge substratida o'stirilgan plyonkalarda dislokatsiya zichligi $3 \cdot 10^4 см^{-2}$ va GaAs substratlarida $10^5 см^{-2}$ni tashkil etdi.

As(Ka), Ga(Ka), Ge(Ka) xarakterli rentgen nurlanishida olingan rastr naqshlariga ko'ra, qatlamlar strukturaviy jihatdan mukammal bo'lib, tarkibiy qismlarning qalinligi bo'ylab ham, interfeys bo'ylab ham taqsimlanishi ancha monotondir. (1-rasm).

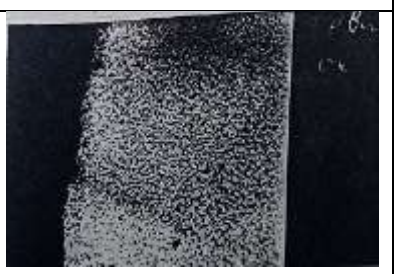
Shunday qilib, suyuq fazali epitaksiya usuli konstruktiv jihatdan mukammal darajali bo'shliqli qatlamlarni olish imkonini beradi, bu ularni yarim o'tkazgich mikroelektronikada, shuningdek, yarimo'tkazgich qurilmalarini ishlab chiqarish uchun ishlatish imkonini beradi.

Xarakterli nurlanishlar bo'yicha qatlamlarning rasmlari



Ga(Kα)

As(Kα)



Ge(Kα)

Foydalanilgan adabiyotlar

1. Жидкостная эпитаксия метастабильных твердых растворов / Саидов А.С., Кошчанов Э.А., Сапаев Б., Ковардакова Г.Н. // ДАН УзССР,1988, №2. - С.26-27.

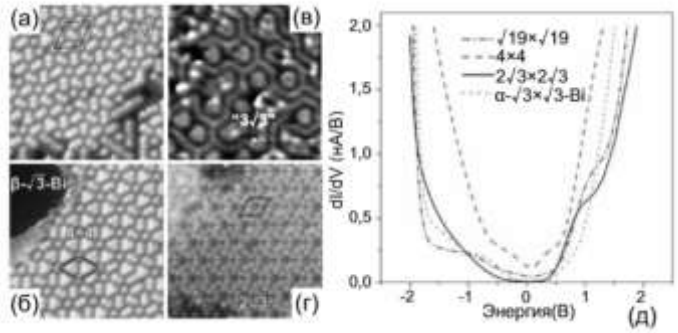
2. Алферов Ж.И., Жингарев М.З. и др. // ФТП, 1982. - т.16, в.5. - С.831-839.

3. Алферов Ж.И., Вартанян Р.С. и др. // ФТП, 1982. - т.16, в.5. - С.887-890.

METAL ATOMLARI BILAN MODIFIKATSIYALANGAN SI(111)√3×√3-BI VA SI(111)√3×√3-AU SIRTINI QAYTA TIKLASHNING TUZILISHI VA XUSUSIYATLARI.

O.O. Mamatkarimov[1] , B.X. Quchqarov[1], M.O. Turg’unov[2]
[1]Namangan muxandislik-texnologiya instituti, [2]Milliy universitet huzuridagi yarimo’tkazgichlar fizikasi va mikroelektronika ilmiy tadqiqot instituti

Metall atomlari bilan o'zgartirilgan kremniy rekonstruktsiyalarining tuzilishi va elektron xususiyatlari tasvirlangan; *Si(111)* sirtining ba'zi rekonstruksiyalari bo'yicha taniqli adabiyot ma'lumotlari qisqacha tavsiflanadi, ular keyingi boblarda o'rganilayotgan tuzilmalarni olish uchun substrat sifatida ishlatiladi; Adsorbat sifatida ishlatiladigan *Si(111)* yuzasida bir qator metallarning sirt rekonstruksiyalari ko'rib chiqiladi. Si(111) h-√3×√3-(*Au,In*) tizimiga bag'ishlangan bo'lib, ushbu mavzu bo'yicha ma'lum adabiyot ma'lumotlarining qisqacha sharhi ham keltirib o’tilgan. Sirt holatlarining spin-orbita bo'linishi bilan bog'liq Rashba effekti ham qisqacha tavsiflangan.

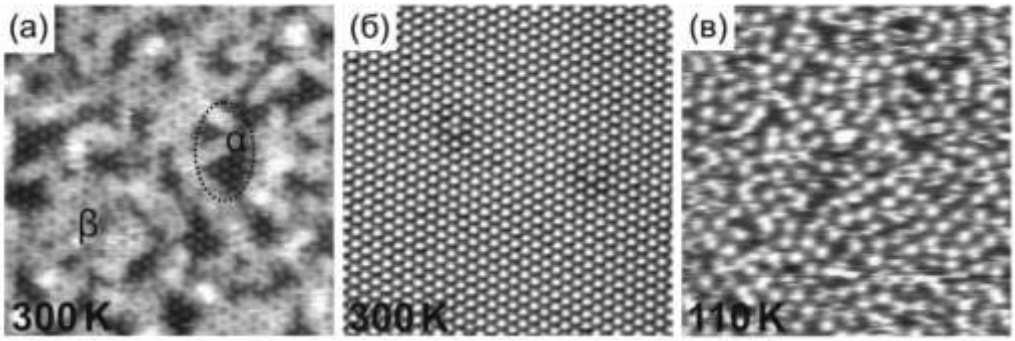


1-rasm. (Ag,Bi)/Si(111) tizimidagi yangi rekonstruksiyalarning STM tasvirlari (100×100˚ A^2): (a) – √19×√19-(Bi,Ag), hujayra √19×√ qattiq chiziq bilan belgilangan 19; (b) – 4×4-(Bi,Ag), 4×4 katak qattiq chiziq bilan, b-√3×√3Bi ko‘rsatilgan; (v) – ”3√3×3√3”-(Bi,Ag); va (g) – 2√3×2√3-(Bi,Ag), 2√3×2√3 katak qattiq chiziq bilan belgilangan. (d) √19×√19-(Bi,Ag), 4×4-(Bi,Ag), 2√3×2√3-(Bi,Ag) va a-√3×√3 rekonstruksiyalarining HFS spektrlari -Bi.

Yangi *Si (111)*√19×√19-(*Bi,Ag*) rekonstruksiyasi (1a-rasm), substrat yuzasining 75% dan ko'prog'ini egallaydi. STM tasvirlarini tahlil qilish asosida rekonstruksiyani aniq tavsiflovchi strukturaviy model taklif etiladi (ko'rsatilmagan). Ushbu filmda *Bi* va *Ag* atomlarining sathlari orasidagi o'rtacha masofa ~0,58˚A ni tashkil qiladi va *Ag* (*111*)√3×√3-*Bi* sirtidagi *Bi* va *Ag* atomlari darajalari orasidagi tajribada olingan masofaga yaqin. qotishma – 0,57˚A √19×√19-(*Bi,Ag*) rekonstruksiyasi yomon tartiblangan, chunki u (*Bi,Ag*)/*Si(111)* tizimining yanada barqaror tuzilishiga, ya’ni *Si*(111) o’tishga intiladi. 4×4 -(*Bi*,Ag) (1b-rasm). Bu rekonstruksiya dastlabki yuzada ko'proq b-√3×√3-*Bi* domenlari mavjud bo'lganda hosil bo'ladi. STM tasvirlarini tahlil qilish asosida rekonstruksiyani juda aniq tasvirlaydigan strukturaviy model ham taklif etiladi. 4×4-(*Bi,Ag*) da Bi va *Ag* atomlari sathlari orasidagi o‘rtacha masofa ~0,59˚A ni tashkil qiladi, bu ham *Ag*(111) sirt qotishmasidagi *Bi* va *Ag* atomlari sathlari orasidagi masofaga yaqin. √3×√3- *Bi* - 0,57˚A. Atomlarning fazoviy joylashuvini hisobga olgan holda, 4×4-(*Bi,Ag*) rekonstruktsiyasi $BiAg_2$ sirt qotishmasiga o'xshash bir qator xususiyatlarga ega. Energiyada oraliq sonli *b*-√3×√3-*Bi* domenlari bilan dastlabki sirtga 0,8 ML *Ag* yotqizilganda, so'ngra 150°C da tovlansa, sirtning taxminan 80% yangi rekonstruksiya bilan band bo'ladi. *Bi,Ag*)/*Si(111)* tizimi . Olingan STM tasvirlaridan uning davriyligi aniq emas (1c-rasm), lekin Furye tahlili shuni aniqladiki, bu

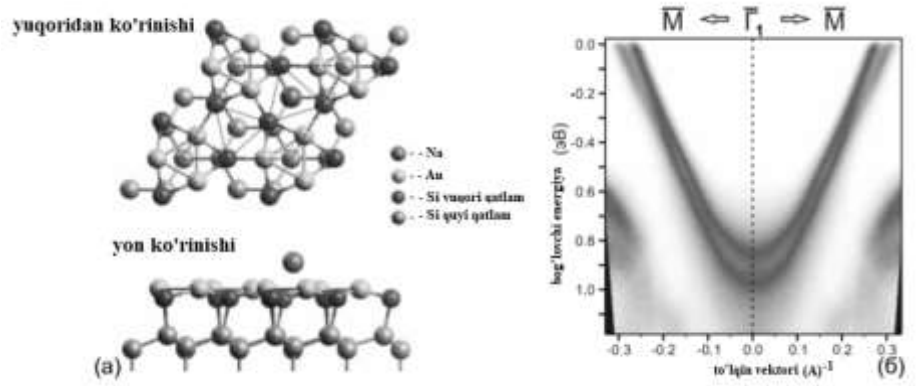
Si(111)“3√3×3√3”-(*Bi,Ag*) ning kvazi-davriy rekonstruksiyasidir. STM tasvirlari shuni ko'rsatadiki, bu qayta qurish ikkita asosiy elementni o'z ichiga oladi.

Ulardan birinchisi *Si(111)*1×1 xujayrasining uzunligidan uch barobar kattaroq yorqin tayor bo‘lib, u bir yoki ikkita o‘xshashga 120˚ burchak ostida ulanishi mumkin va agar ular o'zlari tartibli tuzilmani tashkil qilsalar, u 3√3×3√3 chastotali katta olti burchakli massiv bo'ladi. Ikkinchi element yon uzunligi 5˚A bo'lgan kichik olti burchakli bo'lib, u *Ag(111*) yuzasida 3√3×3√3 katak uzunligiga yaqin. Bunday kichik olti burchakli zich joylashgan massiv ham 3√3×3√3 davriylikka ega bo'ladi. Haqiqiy rekonstruksiya “3√3×3√3”-(Bi,Ag) bu tuzilmalarning aralashmasidir va ideal holda u har birida kichikroq kichik olti burchakli konjugatsiyalangan katta oltiburchaklar massiviga o'xshaydi. Biroq, bu ishda hatto bitta to'liq tugagan hujayra ham STM tasvirlarida ko'rinmasdi.



2-rasm: sirt rekonstruksiyalarining STM tasvirlari (180×180 ˚ A2): Si(111)√3×√3-Au – (a); va Si(111)h-√3×√3-(Au,Na) RT da - (b) va 110K - (c).

To'rtinchi bobda I guruh elementlari *Na* va *Cs* va III guruh elementi *Tl* bilan o'zgartirilgan *Si*(111)√3×√3-Au sirtini rekonstruksiya qilishning (2a-rasm) strukturaviy va elektron xususiyatlari ko'rib chiqiladi. *Na*, *Cs*, *In* va *Tl* atomlari qo‘shilgandan so‘ng *Au/Si(111)* tizimining rekonstruksiyalari o‘xshash strukturaviy xususiyatlarni namoyon etishi va bir xil elektron tuzilmani namoyon etishi ko‘rsatilgan. Adsorbatlarning ta'siri sirtdagi nuqsonlarning zichligini kamaytirish va elektron strukturadagi Fermi darajasining o'rnini o'zgartirishdan iborat. *Si(111)*√3×√3-*Au* ga *Na* ning adsorbsiyasidan keyin sirt evolyutsiyasini ko'rib chiqamiz. Dastlabki sirt domen devorlarining yuqori zichligi (DS) bilan tavsiflanadi (2a-rasm). *Na* adsorbsiyasidan so'ng, domen devorlari butunlay yo'qoladi va yaxshi tartiblangan *Si(111)*h-√3×√3-(*Au,Na*) sirt rekonstruksiyasi hosil bo'ladi, bu rasmdagi STM tasvirlarida ko'rinib turibdi. 2b. Ushbu sirtning yana bir belgisi LEED naqshidagi (ko'rsatilmagan) √3×√3 davriylikka mos keladigan, hech qanday xususiyatsiz aniq aks ettirishdir. 3a-rasmda Si(111)h-√3×√3-(*Au,Na*) sirtini rekonstruksiya qilishning strukturaviy modeli keltirilgan. Natriy atomining mavjudligi, hisob-kitoblardan aniqlanganidek, trimerlarning yon tomonlari uzunligini o'zgartiradi. Tomonlari 2,86˚A bo'lgan Au trimerida uzunlik ~0,02˚A dan kamroq o'zgaradi. Biroq, Si trimerlari oltin trimerlarga nisbatan sezilarli darajada ko'proq o'zgarishlarga uchraydi: dastlab ikkala trimer ham bir xil bo'lib, Si-Si bog'lanish uzunligi 3,51˚A edi. Na atomining adsorbsiyasidan so'ng trimerlarning birida (adsorblangan Na atomi bilan) yon uzunliklari 3,65˚A gacha oshadi, ikkinchisida esa 3,43˚A, 3,46˚A va 3,50˚A gacha kamayadi. . Shunday qilib, *Si(111)*√3×√3-*Au* rekonstruktsiyasining birlik hujayralarida sirt bilan zaif bog'langan Na adamotlarning mavjudligi Au trimerlarining joylashishini va o'zaro joylashishini biroz o'zgartiradi, lekin mezoskopik tuzilishdagi o'zgarishlarga olib keladi. daraja -√3 domenlarining monoatomik teraslar o‘lchamiga ko‘tarilishi va nuqsonlar zichligining sezilarli pasayishi.



3-rasm: Si(111)h-√3×√3-(Au,Na) sirtini rekonstruksiya qilish: tizimli model – (a) va simmetriyalangan FESUR spektri M-G1-M yo‘nalishi bo‘ylab qayd etilgan va S1 diapazonining spin bo‘linishini ko‘rsatuvchi sirt holatlari - (b). (a) da domen devori (DS) ko'rsatilgan.

XPS yadro darajalarini o'rganish shuni ko'rsatdiki, *Na* adsorbsiyasidan so'ng spektrlar *Au* va *Si* ning elektron tuzilishini tavsiflovchi cho'qqilarning yuqori energiyaga qarab sezilarli siljishini ko'rsatadi. Binobarin, *Au* 4f va *Si* 2p tepaliklarining kuzatilgan siljishlarining eng mumkin bo'lgan tabiati gevşeme siljishi bilan bog'liq, ya'ni. asosiy fototeshikning skriningi. Ma'lumki, metall holatida zaif bog'langan valent elektronlar juda harakatchan va yadro teshigini juda samarali ekranlaydi [3], shuning uchun tizimda 2DEG ko'rinishi relaksatsiya siljishini kuchaytiradi. FESUR tadqiqotlariga ko'ra, *Na* adsorbsiyasidan so'ng, dastlabki rekonstruksiyaning barcha spektral xususiyatlari (ya'ni, S_2, S_3 sirt holatlari zonalari va inversiya qatlamining yorug'lik teshiklari zonasi (LH)) keskinlashdi va yuqori energiya tomon pastga tushdi. qiymatlar. Shaklda. 3c spektrga ommaviy komponent va inversiya qatlamidan hissa qo'shmaslik uchun G_1 nuqtasida qayd etilgan S_1 zonasini ko'rsatadi. FESUR spektri to'lqin vektorining Fermi darajasida 0,027˚ A^{-1} bo'linishi va 110 meV Fermi darajasida energiyaning bo'linishi bilan bandning spin bo'linishini aniq ko'rsatadi. Fermi darajasiga yaqin tizimdagi elektronlarning o'rtacha samarali massasi (0,028±0,006)m_e sifatida aniqlandi, bu Na atomlari adsorbsiyasidan oldingi elektronlarning samarali massasidan 10 baravar kam - 0,3m_e [5-6].

Yuzaki rekonstruksiya Si(*111*)2√3×2√3-(*Bi,Ag*) yarimo’tkazgich xossalariga ega va sirt rekonstruksiyalari *Si*(*111*)√19×√19-(*Bi,Ag*) va *Si*(*111*)4×4-(*Bi, Ag*)- metall. *Si*(*111*)4×4-(*Bi,Ag*) ning atom tuzilishi $BiAg_2$ sirt qotishmasining atom tuzilishiga o‘xshaydi va uning elektron strukturasi ham spinga bo‘lingan metall sirt holatlarini o‘z ichiga oladi. Har xil adsorbatlar (*In,Tl,Na* va *Cs*) bilan modifikatsiyalangan *Au/Si(111*) tizimi yuqori kristall mukammallikka ega bo'lib, sirt holatlarining metall tasmasi spin subbandlariga bo'linishi bilan tavsiflanadi. Adsorbat va uning kontsentratsiyasini tanlash tarmoqli to'ldirish darajasini (hujayra birligiga 0,3-0,7 elektron) va spinning bo'linish qiymatini to'lqin bo'ylab ~0,018˚ A^{-1} dan ~0,052˚ A^{-1} gacha o'zgartirish imkonini beradi.

Foydalanilgan adabiyotlar.

1. Vlasov S.I., Saparov F.A., Ismailov K.A. Semiconductor Physics, Quantum Electronics and Optoelectronics. 2010. Vol. 13. No. 4. P.363.

2. B Kuchkarov, O Mamatkarimov, and A Abdulkhayev. «Influence of the ultrasonic irradiation on characteristic of the structures metal-glass-semiconductor». ICECAE 2020 IOP Conf. Series: Earth and Environmental Science 614 (2020) 012027 Conference Series:

3. B.X. Qo’chqarov, A. nishonov, X.O.Qochqarov “The effect of tunneling gurrent on the spedd surface generation of charge garries” Scientific bulletin of Namangan State University 1(7), 3-6.
4. S.I.Vlasov, D.N.Nazirov. B.K.Kuchkarov, K.U.Bobokhujayev. “Influence of all-round compression on formation of the mobile charg in Iead-borosilicate qlass structure” Uzbekiston Fizika Zhurnali №16/3 str 231-233.
5. B.Kh.Kuchkarov, O.O.Mamatkarimov “Influence of ultrasonic action on the rate of charge formation of the inversion layer in metal-glass-semiconductor structures” Vestnik KRAUNC. Fiziko-Matematicheskie Nauki. Tom-29. №4 str.125-134.
6. БХ Кучкаров. Влияние ультразвукового воздействия на скорость формирования заряда инверсионного слоя в структурах метал-стекло-полупроводник. Вестник КРАУНЦ. Физико-математические науки. 2019. 29/4. стр.125-134.
7. Kuchkarov, B.H., Mamatkarimov, O.O., Abdukarimov, A.A., Khalmirzayev, A., Mirtojiyeva, D.M. Influence of All-Round Compression on Formation of the Mobile Charge in Lead-Borosilicate Glass Structure. AIP Conference Proceedings, 2022, 2432, 030039
8. Fazliddinov, S., Kuchkarov, B., Sharibaev, N., Abdulkhaev, A., Tulkinov, M.-A. Analysis of modern methods of determination of mechanical status and diagnostic models of power transformers. Journal of Physics: Conference Series, 2022, 2388(1), 012173.
9. Kuchkarov, B., Mamatkarimov, O., Abdulkhayev, A. Influence of the ultrasonic irradiation on characteristic of the structures metal-glass-semiconductor. IOP Conference Series: Earth and Environmental Science, 2020, 614(1), 012027.

QUYOSH PANELLARINING SAMARADORLIGIGA TASHQI OMILLARNING TA’SIRINI O‘RGANISH BORASIDA OLIB BORILAYOTGAN TADQIQOTLAR

L. Raximova, K. Yakubov, R. Bazarbayev, T. Erjanov
Urganch davlat universiteti

Insoniyatning energiyaga xususan, elektr energiyasiga bo‘lgan talabi ortib bormoqda. Bu talabga mos bo‘lgan elektr energiyasini ishlab chiqarish maqsadida Qayta tiklanadigan energiya manbalaridan xususan, quyosh panellaridan keng foydalanilmoqda. Quyosh panellari quyosh energiyasidan elektr energiyasini olish uchun ishlatiladi. Biroq, quyosh panellarining samaradorligiga bir qator ekologik omillar ta'sir qiladi. Ushbu tashqi ta’sirlarga harorat, namlik, shamol ta’siri, shuningdek vaqt o‘tishi bilan panellar yuzasida chang to‘planishi kabilarni misol sifatida keltirish mumkin. Bular orasida chang to‘planishi panellar samaradorligiga eng katta ta’sirni ko‘rsatadi. Chang to‘planishi panellar joylashgan geografik joyga qarab turlicha bo‘ladi. Kuzatishlar shuni ko‘rsatdiki, panellar yuzasida chang to‘planishi natijasida panellar samaradorligi 15% [1], ba’zi joylarda 50 % gacha pasaygan [2]. Bu juda katta ko‘rsatkich hisoblanib, panellar o‘rnatiladigan hududlarni oldindan tahlil qilish va tegishli chora-tadbirlar olib borish lozimligini ko‘rsatadi.

Panellar yuzasiga chang to‘planishi ko‘pgina omillarga bevosita bog‘liqligi aniqlangan[3]. Bu borada oxirgi yillarda chet ellik yetakchi olimlar va tadqiqot institutlari tomonidan juda ko‘p tadqiqot ishlari olib borilgan[4]–[6].

O‘zbekistonda keyingi yillarda quyosh panellaridan elektr energiya olish jadal suratlar bilan rivojlanmoqda. O‘zbekiston sharoitida ham quyosh panellariga changning ta’siri va panel yuzasi ifloslanishining oldini olish bo‘yicha qator tadqiqot ishlari olib borilmoqda[7]–[11].

Tadqiqotlar turli xil atrof-muhit sharoitlarida quyosh panellarining ishlashi va iqtisodiy samaradorligi haqida tushunchalar berish orqali barqaror energiya manbalarini rivojlantirishga hissa qo‘shadi. Tadqiqot natijalari turli joylarda quyosh panellarini tanlash, o‘rnatish va ishlatish bo‘yicha asosli qarorlar qabul qilish uchun ishlatilishi mumkin.

Shuningdek Ispaniyada ishlab chiqarilgan (EESFC) kompyuterda boshqariladigan qurilma yordamida quyosh panellarining ko’pgina parametrlari o’rganish mumkin. Uskunaga texnik o’zgartirish kiritib, joylastirilgan panel o’rniga boshqa yigilgan panel joylashtirib uni parametrlarini o’rganish reja qilindi. Kompyuterda boshqariladigan uskunaga shu o’lchamdagi panel joylashtirib parametrlari o’rganildi.

Foydalanilgan adabiyotlar:

1. A. Abdallah, D. Martinez, B. Figgis, and O. El Daif, “Performance of Silicon Heterojunction Photovoltaic modules in Qatar climatic conditions,” *Renew Energy*, vol. 97, 2016, doi: 10.1016/j.renene.2016.06.044.

2. B. Abhilash and A. K. Panchal, “Self-cleaning and tracking solar photovoltaic panel for improving efficiency,” in *Proceeding of IEEE - 2nd International Conference on Advances in Electrical, Electronics, Information, Communication and Bio-Informatics, IEEE - AEEICB 2016*, 2016. doi: 10.1109/AEEICB.2016.7538291.

3. M. R. Maghami, H. Hizam, C. Gomes, M. A. Radzi, M. I. Rezadad, and S. Hajighorbani, “Power loss due to soiling on solar panel: A review,” *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 59. 2016. doi: 10.1016/j.rser.2016.01.044.

4. H. A. Kazem, M. T. Chaichan, A. H. A. Al-Waeli, R. Al-Badi, M. A. Fayad, and A. Gholami, “Dust impact on photovoltaic/thermal system in harsh weather conditions,” *Solar Energy*, vol. 245, 2022, doi: 10.1016/j.solener.2022.09.012.

5. L. Al-Ghussain, O. Taylan, M. Abujubbeh, and M. A. Hassan, “Optimizing the orientation of solar photovoltaic systems considering the effects of irradiation and cell temperature

models with dust accumulation,” *Solar Energy*, vol. 249, 2023, doi: 10.1016/j.solener.2022.11.029.
6. F. Ekinci, A. Yavuzdeğer, H. Nazlıgül, B. Esenboğa, B. Doğru Mert, and T. Demirdelen, “Experimental investigation on solar PV panel dust cleaning with solution method,” *Solar Energy*, vol. 237, 2022, doi: 10.1016/j.solener.2022.03.066.
7. R. Bazarbayev *et al.*, “Physical and chemical properties of dust in the Pre-Aral region of Uzbekistan,” *Environmental Science and Pollution Research*, Jan. 2022, doi: 10.1007/s11356-022-18827-6.
8. R. B. Bazarbayev *et al.*, “Performance of crystalline Si solar cells and module on temperature and illumination intensity,” *Mater Today Proc*, vol. 64, pp. 1661–1665, 2022, doi: 10.1016/j.matpr.2022.04.930.
9. Sh. I. Klychev *et al.*, “Free Deposition of Dust on Inclined Solar Batteries,” *Applied Solar Energy*, vol. 57, no. 5, pp. 403–408, Oct. 2021, doi: 10.3103/S0003701X21050078.
10. M. N. Tursunov, V. G. Dyskin, I. A. Yuldashev, K. Sobirov, and P. J. Hwoan, “A criterion of contamination of the glass surface of photovoltaic batteries,” *Applied Solar Energy (English translation of Geliotekhnika)*, vol. 51, no. 2, 2015, doi: 10.3103/S0003701X15020164.
11. N. A. Matchanov, A. M. Mirzabaev, B. R. Umarov, M. A. Malikov, A. U. Kamoliddinov, and K. A. Bobozhonov, “Experimental studies of the monocrystal and polycrystal characteristics of silicon photovoltaic modules under environmental conditions of Tashkent,” *Applied Solar Energy (English translation of Geliotekhnika)*, vol. 53, no. 1, 2017, doi: 10.3103/S0003701X17010108.

QUYOSh PANELLARINING SAMARADORLIGINI OShIRIShDA Al_2O_3 QOPLAMASIDAN FOYDALANISH ISTIQBOLLARI

N. Matyusupova[1], dots. K. Yakubov[1], D. Qurbanov[1], R. Bazarbayev[1], Karajanov[2]
[1]Urganch davlat universiteti, Urganch, O‘zbekiston
[2] Norvegiya energiya texnologiyalari instituti, Kjeller, Norvegiya

Quyosh panellarida Al_2O_3 qoplamasidan foydalanish qurilmalarning samaradorligini oshirish qobiliyati tufayli jadal rivojlanmoqda. Qoplamaning quyosh panellarida ishlatilishi optik xususiyatlarni yaxshilaydi, sirt rekombinatsiya markazlarini kamaytiradi, namlik va haroratga chidamliligini oshiradi[1].

Al_2O_3 qoplamasi quyosh panellarining samaradorligini oshiradigan asosiy mexanizmlardan biri uning optik xususiyatlaridir. Aslini olganda, qoplama panellarning yorug‘likni o‘tkazish va ichki qaytish qobiliyatini oshiradi va shu bilan quyosh elementining nurlarini yutish qobiliyatini orttiradi. Ko‘proq fotonlarni yutish orqali erkin elektronlar sonini ko‘paytiradi. Al_2O_3 qoplamasi quyosh panellarining samaradorligini oshirishning yana bir usuli bu sirt rekombinatsiya markazlarini kamaytirishidir. Rekombinatsiya markazlari elektronlarni tutib qoladi va panel samaradorligini pasaytiradi. Al_2O_3 qoplamasi bu markazlarni samarali qoplaydi va elektronlarning erkin harakatlanishiga imkon beradi [2,3]. Bundan tashqari, quyosh panellaridagi Al_2O_3 qoplamasi namlik va haroratning o‘zgarishiga yaxshi qarshilik ko‘rsatadi, bu ham qurilmalarning umumiy samaradorligiga ta’sir qilishi mumkin. Namlik quyosh panellariga kirib, korroziyaga olib kelishi va elektr qismlariga zarar yetkazishi mumkin, bu esa samaradorlikni pasayishiga olib keladi. Al_2O_3 qoplamasi namlikning kirib kelishiga to‘siq bo‘lishi tufayli quyosh panellarining ishlash muddatini uzaytiradi[4].

Alyuminiy oksid asosidagi qoplamalar ma’lum to'lqin uzunligi diapazonlarida 99% gacha yuqori o'tkazuvchanlikka ega[5][6]. Ular, shuningdek, supergidrofobik xususiyatga ega, suv bilan aloqa qilish burchaklari 146 ° gacha va sirpanish burchagi 10 ° dan kam.[5][6]. Ushbu qoplamalar mukammal chidamlilikka ega. Ushbu qoplamalarni ishlab chiqish quyosh batareyalarining samaradorligini oshirish yo'lidagi muhim qadamdir.

Alyuminiy oksid asosidagi quyosh panellarini yorug‘lik nurini yaxshi o‘tkazuvchi gidrofob va supergidrofob qoplamalardan foydalanilsa quyosh panellarining smaradorligi barqaror ushlab turishdan tashqari uning fodali ish koeffitsentini oshirish imkonini beradi.

Butun dunyoda quyosh panellarida qo‘llanilayotgan kremniy asosidagi monokristalli elementining samaradorligi 15-20% ni, polikristalli elementining samaradorligi esa 12 - 15% gacha [7]. Quyosh panellarida yorug‘lik energiyasini yaxshi o‘tkazuvchi gidrofob va supergidrofob Al_2O_3 qoplamalardan foydalanilsa, qoplama ustiga turli xil ifloslantiruvchi moddlaraning o‘tirishini kamaytiradi va quyosh panellarining samaradorligini barqaror ushlab turishdan tashqari uning foydali ish koyeffisentini 3-4% ga oshiradi[7]. Aniqrog‘i polikristalli quyosh elementini samaradorligi 16-19%, monokristallini esa 19-24 % gacha oshirish imkonini beradi.

Xulosa qilib aytganda, quyosh panellarida Al_2O_3 qoplamasidan foydalanish qurilmalarning samaradorligini oshirishning istiqbolli yo‘lini taqdim etadi. Qoplama panellarning yorug‘likni yutish qobiliyatini oshiradi, sirt rekombinatsiya markazlarini faolsizlantiradi, namlik va haroratga chidamlilikni oshirishni ta’minlaydi.

Foydalanilgan adabiyotlar:

1. Leszek A. Dobrzański, Marek Szindler∗ , Aleksandra Drygała, Magdalena M. Szindler. Silicon solar cells with Al_2O_3 antireflection coating. DOI: 10.2478/s11534-014-0500-9

2. Abdulrahman M. Albadr .Characterization of Al2O3 surface passivation of silicon solar cells. Thin Solid Films Volume 562, 1 July 2014, Pages 451-455. https://doi.org/10.1016/j.tsf.2014.03.071.
3. G. Dingemans and W. M. M. Kesselsa. Status and prospects of Al_2O_3-based surface passivation schemes for silicon solar cells. Journal of Vacuum Science & Technology A 30, 040802 (2012)https://doi.org/10.1116/1.4728205
4. Abd Allah S. A. El-Gharabawy. Review on Corrosion in Solar Panels. International journal of smart grid Abd Allah S. A. El-Gharabawy, Vol.2, No.4, December, 2018
5. Wei Li , Xinyu Tan a , Jinlin Zhu c, Peng Xiang , Ting Xiao, Lihong Tian , Aibi Yang , Man Wang, Xiaobo Chen. Broadband antireflective and superhydrophobic coatings for solar cell.Materials Today Energy.Volume 12, June 2019, Pages 348-355 6. Ping Wang , Xinlong Yan , Jingya Zeng , Ciyong Luo , Chaolong Wang,. Anti-Reflective superhydrophobic coatings with excellent durable and Self-cleaning properties for solar cells. Applied Surface Science Volume 602, 15 November 2022, 154408.
7. Ali Samet Sarkın , Nazmi Ekren, Şafak Sağlam .A review of anti-reflection and self-cleaning coatings on photovoltaic panels. Solar Energy Volume 199, 15 March 2020, Pages 63-73.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

Д. К. Юлдашалиев, Я.Усмонов, Т.А. Ахмедов, Б.Х. Каримов
Ферганского Государственного Университета

Методы выращивания термоэлектрических материалов довольно многочисленны и разнообразны. В промышленности и исследовательских лабораториях кристаллы выращивают: из паров, растворов, расплавов, твердой фазы и многими специальными способами. В работе мы познакомимся очень коротко с самыми основными способами выращивания термоэлектрических материалов [1-3] и экспериментальной установкой для получения термоэлектрических материалов.

I. Обоснование выбранного способа получения сплавов.

Так, кристаллы, полученные методом Бриджмена, в силу сегрегации, имеют неравномерное распределение примесей по длине слитка.

При получении монокристаллов методом зонной плавки, возникают трудности из-за контакта между затвердевающей жидкостей и стенками сосуда. На стенках может происходить зарождение разориентированных кристаллов.

Метод Чохральского, применяемый в основном для выращивание полупроводниковых кристаллов - германия, кремния, соединений, а также термоэлектрических материалов. Затравка, опущенная в расплав, смачиваете расплавом и приподнимается над его поверхностью с прилипшим к ней расплавом. Подъёмный механизм, который вытягивает затравку, охлаждается проточной водой. В этом методе рост происходит благодаря отводу тепла от растущего кристалла, но различие этих двух методов заключается в этом, что в методе Киропулоса кристалл растёт в расплаве, а в методе Чохральского - над расплавом. Скорость вытягивания монокристалла из расплава должна быть равна скорости кристаллизации; последняя, в свою очередь, зависит от градиента температуры у фронта кристаллизации.

Основное преимущество метода Чохральского состоит в том, что растущий кристалл не ограничен стенками сосуда. Поэтому его можно применять для выращивания веществ, сильно расширяющихся при затвердевании (например, германий, затвердевая, увеличивает свой объём на 5%).

В промышленности и исследовательских лабораториях применяется множество других методов выращивания кристаллов. Техника выращивания кристаллов непрерывно совершенствуется, по мере того как быстро растет и ширится применение кристаллов. Кристаллы, выращенные методом Чохральского, в структурном отношений более современны, но аппаратура для их получения более громоздка, и процесс выращивания более сложный.

Сплавление материалов под флюсами не обеспечивает достаточного высокого производимости термоэлектрических свойств от плавки к плавке. Кроме того, сплавление под флюсами не всегда возможно, т.к., с одной стороны, флюс частично взаимодействует с компонентами сплава, а с другой стороны, проникает в сплав.

Перечисленные выше методы получения термоэлектрических материалов имеют ряд недостатков.

Из всех известных в настоящее время способов получения термоэлектрических материалов наибольшее распространение получил ампульной способ. Существующая ампульная технология достаточна трудоёмкая и трудная для получение термоэлектрических материалов больших количествах. Кроме того, ампульная технология требует значительного расхода дорогостоящего кварца.

Технология получения термоэлектрических материалов под давлением инертного газа, разработанная в лаборатории гелиотехники энергетического института им. Г.М. Кржижановского [1-3]. Эта технология свободна от перечисленных выше недостатков, однако она разработана только для материалов, предназначенных для холодильных устройств. Эта технология значительно позволяет производительность и обеспечивает хорошее улучшение производства термоэлектрических свойств материалов, получаемых в больших количествах в промышленных условиях (3-5 кг за плавку). Одновременно эта технология решает вопрос многократного использования контейнера. Дело в том, что после проведения плавки в конусных кварцах, а также после легкого постукивания извлекается из опрокинутого тигля, не нарушая его целости и целости «поплавка». Таким образом, удаётся сэкономить большое количество дорогостоящего кварца.

Условия получения по данной технологии материалов для термогенераторов мало изучены.

Учитывая выше изложенное, мы смогли провести путь к разработке технологии изготовления термоэлектрических материалов под давлением инертного газа [3].

В результате проведения настоящего исследования была разработана новая технология получения термоэлектрических материалов под давлением инертного газа, которая позволила проводить плавки в открытом тигле без затвора.

1. Описание установки для получения и легирования термоэлектрических материалов под давлением инертного газа

Установка, использованная в настоящей работе для получения и легирования термоэлектрических материалов под давлением инертного газа [1-3] приведена на Рис.1. Установка состоит из следующих частей: сосуда, сваренного из двух гильз 14 и 19; фланца 11, обеспечивающего герметичность гильзы; кронштейна 7; двух вентилей 6 и 10 с сильфонами для впуска и сброса аргона; змеевика 12 для охлаждения уплотнения; печи 2 типа ТГ-1, прибора 8 для автоматического регулирования температуры, лампы 13 типа ЛТ- 2; вакуумметра 18 типа ВИТ-1; автотрансформатора 1 типа РНО-250-5.

В качестве контейнера для сплавления используется конусный кварцевый тигель. В тигель загружается отвешенная шихта, которую сверху накрывают затвором. Использование затвора уменьшает поверхность испарения и снижает процент потерь за счёт летучести в процессе плавки.

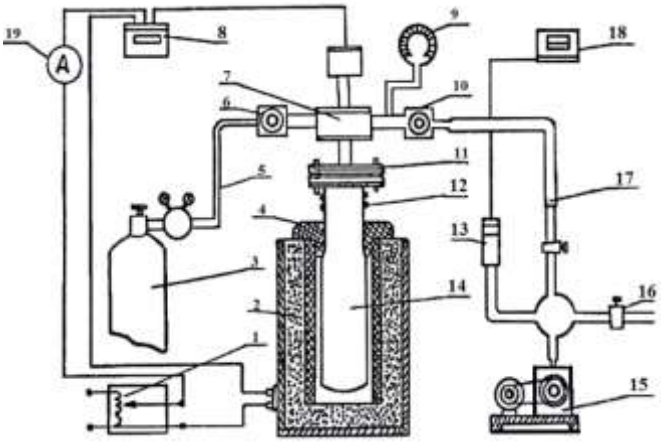


Рис.1. Схема установки для сплавления термоэлектрических материалов под давлением инертного газа.

После этого помещают контейнер в кварцевый стакан 2, который в свою очередь помещают в стальной сосуд 14 (Рис.1.). Сосуд 14 с помощью болтов герметически затягивается своим фланцем к фланцу коллектора 11. Кран 6 закрывают, а кран 10 открывают и проводят откачку сосуда до
10^{-2} мм рт.ст. Если необходимо, то в это же время на гильзу надвигают печь 2 и проводят обезгаживание в процессе откачки. После достижения указанного вакуума кран 10 перекрывают, открывают кран 6 и заполняют сосуд аргоном до давления 1,5 атм. Затем кран 6 перекрывают и подымают температуру печи. При необходимости можно также создать «аргонный вакуум», а заполнить сосуд аргоном. Большая часть работы проделана в открытых без затвора.

По достижения необходимой температуры делают выдержку, в течение которого происходит сплавление и гомогенизация сплава.

Давление аргонов в процессе сплавления порядка 4 атмосфер при температуре 750^0C, а выдержка сплава при этих условиях составляет 30 минут.

После выдержки сплава при заданных условиях печь отключают, охлаждают сосуд, и выгрузку слитка осуществляют после полного остывания печи до комнатной температуры.

Заключение: Выше была подробно описана новая технология получения термоэлектрических материалов под давлением инертного газа для зелёной энергетики (Термопреобразователи). Кроме того, было указано, что данная технология намного экономична, чем другие методы, использованные ранее. И как следствие, можно сказать, что данная технология обеспечит разработку совершенно новых технологий низко и средне температурных термоэлектрических материалов. И можно полагать, что за этой технологией будущее термоэлектрических генераторов!

Литература

1. Лайнер Д.И. и др. Термоэлектрические свойства полупроводников. - М: АН СССР, 1963.

2. Д.К.Юлдашалиев, Я.Усмонов, Т. Ахмедов, Б.Х.Каримов. Получение и исследование термоэлектрических материалов под давлением инертного газа для термопреобразователя. Наука и мир. Международный научный журнал, г. Волгоград.№ 1 (89), 2021,том 1С.30-35.

3. Д.К.Юлдашалиев, Я.Усмонов, Т. Ахмедов, Б.Х.Каримов.. Исследование физических параметров термоэлектрических материалов
Bi_2Te_3 -Sb_2Te_3. Наука и мир. Международный научный журнал,
г. Волгоград.№11 (99), 2021.

YARIMO’TKAZGICHLARNING NOYOB XOSSALARI

I.A. Muminov, M. Muminova
Farg’ona davlat universiteti

Yarimo’tkazgich materiallar o‘zining quyidagi bir qancha hossalari bilan hozirgi zamon elektronikasi, mikroelektronikasi va nanoelektronikasining asosi hisoblanadi:

Yarimo’tkazgich materialining solishtirma qarshiligi harorat oshishi bilan ($0\ K$ dan) eksponensial qonun bilan kamayadi. Masalan, kremniyning harorati $T = 100\ K$ dan $300\ K$ ga oshganda, uning solishtirma qarshiligi qiymati $10^{24} Om \cdot sm$ dan gacha, ya’ni $2 \cdot 10^{5} Om \cdot sm$ karra kamayadi, Shu oraliqda eng yaxshi metall oltinni solishtirma qarshiligi bor yo‘g‘i 17% ortadi. Demak, yarimo’tkazgichlarning elektr xossalarini harorat yordamida juda katta oraliqda boshqarish mumkin ekan. Bu yarimo’tkazgichlarga xos juda noyob xossadir.

Yarimo’tkazgich materiallarning solishtirma qarshiligi kirishma atomlariga o‘ta sezgir bo‘ladi. Misol uchun oltinga 30% mis yoki $InGa$ moddasi qo‘shilsa, uning solishtirma qarshiligi bor yo‘g‘i 3% o‘zgaradi. Shu holda xususiy 1 kg Si ga $0{,}001\ mg$ ya’ni Si dagi atomlar sonidan 10^{9} karra kam bo‘lgan P yoki Sb ni qo‘shadigan bo‘lsak, uning solishtirma qarshiligi karra oshadi. Demak, xona haroratida Si ning solishtirma qarshiligini faqat kirishma atomlar konsentratsiyasi 10^{3} ga oshirish hisobiga uning solishtirma qarshiligi $\mathrm{p} \sim 10^{5}\ Om \cdot sm$ dan $p \sim 10^{-3} Om \cdot sm$ ga o‘zgartirish mumkin. Demak, yarimo’tkazgichlarga kirishma elementlari kiritilganda ularning xususiyatlarini keskin o‘zgarishi ham ularning noyob xossaga ega ekanligidan darak beradi.

Yarimo’tkazgich materiallarida metallardan farqli holda 2 xil tok tashuvchilar ya’ni elektron va kovaklar mavjud. Bu degani bitta Yarimo’tkazgich materiali asosida elektron o‘tkazuvchanlikka ega bo‘lgan n-tur yoki kovak o‘tkazuvchanlikka ega bo‘lgan p-tur material olishimiz mumkin. Mana bu xususiyat “Qattiq jismlar elektronikasi” ga asos bo‘lishiga diod ($p - n$) va tranzistorlarning kashf etilishiga va hozirgi zamon mikro hamda nanoelektronika paydo bo‘lishiga va rivojlanishiga asos bo‘ldi. Yarimo’tkazgich materiallarining mana bu o‘ta noyob xossasi insoniyat hayotida texnika sohasi texnik revolyutsiya davrini boshlab berdi.

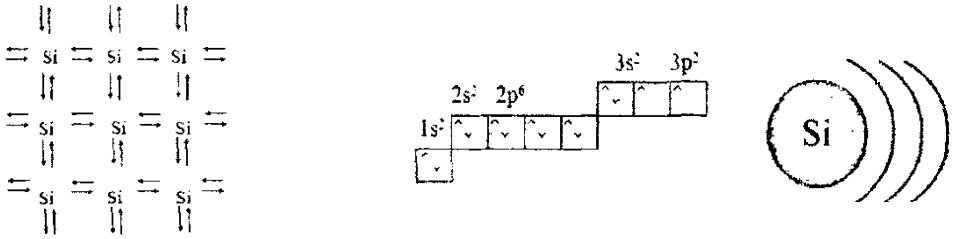
Metallarda umuman mavjud bo‘lmagan holat ya’ni, tok tashuvchilarning (elektron va kovaklar) yashash vaqtini boshqarish usuli bilan Yarimo’tkazgichlar asosida umuman yangi turdagi elektron asboblar yaratish imkonini berdi. Bularga; lazerlar, fotoelementlar va boshqalarni kiritish mumkin. Yarimo’tkazgichlarda tok tashuvchilarning yashash vaqtini qiymatini juda katta oraliqda o‘zgarishi ($10^{3} \div 10^{-11} sek$) o‘ta tez ishlaydigan hozirgi zamon hisoblash mashinalari yaratishga sabab bo‘ldi.

Metallarga qaraganda yarimo’tkazgich materiallarini elektrik, optik, magnit xossalari tashqi ta’sirlarga (magnit maydoni, radiatsiya, bosim, yorug‘lik va h.k) o‘ta sezgirdir. Mana bu noyob xossa - texnikada tubdan yangi bo‘lgan asbob va qurilmalarni yaratilishiga sabab bo‘ladi. Bu hozirgi zamon hisoblash texnikasi, robototexnika va diagnostika sohalarini o‘ta yuqori darajada rivojlanishiga asos bo‘ldi.

Yarimo’tkazgich materiallarni metallardan yana bir farqli xususiyati bu tok tashuvchilar harakatchanligi nafaqat o‘ta yuqori qiymatlarga erishshi balki, harorat hamda nuqsonlarga o‘ta bog‘liqdir.

Yarimo’tkazgich materiallaridagi asosiy kimyoviy bog‘lanish bu kovalent

bog‘lanishdir. Yarimo’tkazgich materiallarini tashkil etadigan atomlarning asosiy qismi s va p elektron qobiqlari to‘lmagan bo‘lgan, kristall hosil bo‘lganidan, ulardagi hamma atomlarning tashqi elektron qobiqlari to‘lishi shart. Natijada kristalldagi har bitta atomni tashqi qobig‘ida elektronlar soni 8 taga yetib s^2p^6 holatiga o‘tadi. Bunday bog‘lanishda spinlari bir-biriga qarama-qarshi bo‘lgan 2 ta elektron, ikki atom o‘rtasida umumiy bo‘lgan holda, ikki atomga tegishli. Misol uchun, Si kristallini ko‘radigan bo‘lsak, undagi atomlarning valent elektronlari holati s^1p^3 holatda bo‘lib, bunday atom to‘rt tomondagi qo‘shnilaridan bittadan, qarama-qarshi spinli elektronlarni qabul qilishi bilan, s^2p^6 holatiga o‘tadi.



1 - rasm. Si da elektron qobiqlarning to‘lishi va Si kristalining kovalent bog‘lanishi.

Bunday bog‘lanishlar s^1p^3 gibrid bog‘lanishlar deb atash qabul qilingan. Yarimo’tkazgich materiallarida kovalent s^1p^3 bog‘lanish mavjud bo‘lishi uchun kristall shunday atomlaridan tashkil topgan bo‘lishi kerakki, unda kristallni tashkil etgan 2 ta qo‘shni atom valent elektronlarni yig‘indisi 8 ga teng bo‘lishi kerak. Bunday kristallar $Si(s^2p^2)$, $Ge(s^2p^2)$, $Sn(s^2p^2)$, $C(s^2p^2)$ yoki III-guruh elementlari Ga, In(s^1p^2) va V-guruh elementlari $As, Sb, P(s^2p^3)$, bunda bitta elektron V- guruh to‘la atomlaridan III-guruh atomlariga o‘tadi va natijada III va V- guruh atom elektronlar soni 4 tadan ya’ni s^1p^3 bo‘ladi yoki II-guruh elementlari $Gd, Zn(s^2p^2)$ va Vl-guruh elementlari S,Se,Te(s^2p), bu holatda VI-guruh elementlari (s^2p^4) dan 2 ta elektron II-guruh elementlari (s^2) ga o‘tadi va natijada har ikkala atomga ham s^1p^3 holatlari vujudga keladi hamda s^1p^3 tetroedrik kovalent bog‘lanish hosil qiladi.

ADABIYOTLAR RO‘YXATI

1. Шалимова К.В. «Физика полупроводников». М.2010.
2. Назиров Э.Н., Тешабоев А.Т., Назиров Д.Э. “Яримўтказгич терминлари”. ЎзМУ. 2003.
3. Кардона М., Петер Ю. «Основы физики полупроводников». М. 2002.
4. http://irc/s.ru/Library/Method/index.html
5. http://www/college.ru/physics/index.

KREMNIYDAGI Ge_xSi_{1-x} BINAR BIRIKMALARNING OPTIK XUSUSIYATLARI.

N.F. Zikrillaev, B.A. Abdurahmonov, G.A. Kushiyev, Sh.I. Hamroqulov, O.B.Tursunov, Y.A. Abduganiyev

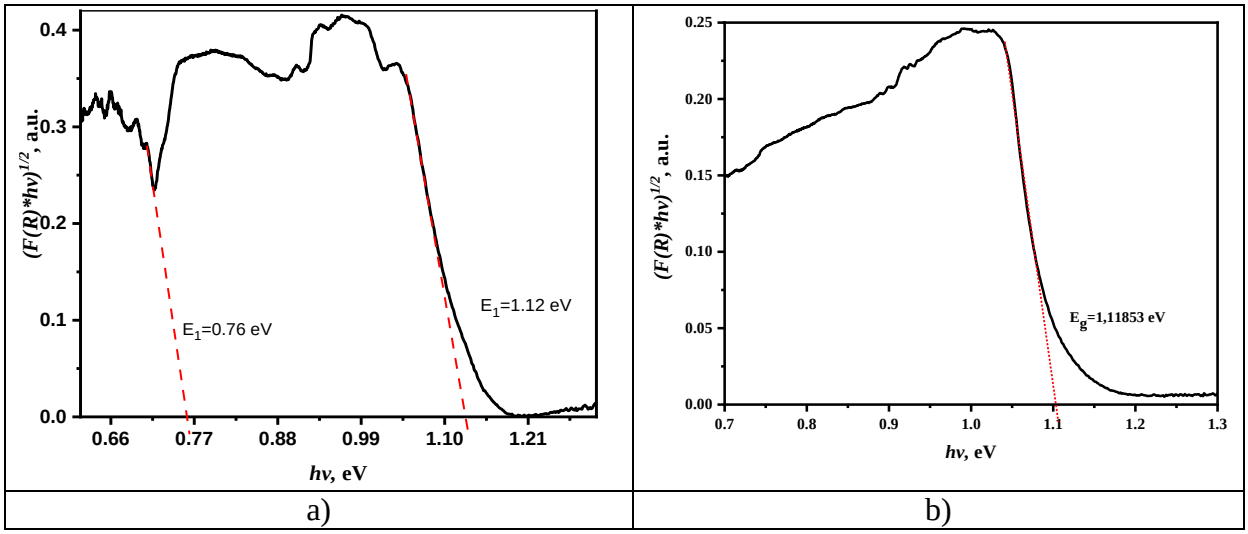
Toshkent davlat texnika universiteti,

Tel:+998977076601, E-mail: gkushiyev@inbox.ru

Hozirgi vaqtda kremniy asosidagi fotovoltaik elementlarning (FE) samaradorligini oshirish juda muhim va dolzarb muammo bo'lib, fotoelektr stantsiyalarining samaradorligini oshirish uchun elektr parametrlarini jiddiy o'rganishni talab qiladi. Bizningcha, bu muammoni hal qilish yo'llaridan biri fotoelementlarning parametrlarini harorat va radiatsiya kabi tashqi ta'sirlarga barqarorlashtirishdir, bu boshlang‘ich materialning kirishma atomlarini qo‘shimcha legirlash orqali ularning xizmat qilish muddatini oshirishdan iborat[1÷4].

Shu nuqtai nazardan, bugungi kunda kremniyni izovalent va noyob kirishma atomlari bilan qo'shimcha legirlashni o'rganish katta qiziqish uyg'otmoqda. Adabiyot tahlillaridan ma’lumki kirimniy xususiyatlari, ushbu kirishma atomlari bilan legirlash nafaqat materialning dastlabki elektrofizik ko'rsatkichlarini saqlab qolishga yordam beradi, balki asosiy bo’lmagan zaryad tashuvchilarning yashash vaqtini sezilarli darajada oshirishi mumkin.

Germaniy atomlarini kremniyga kiritish uchun ishlab chiqilgan ikki bosqichli past haroratli diffuziya texnologiyasi turli xil nuqsonlarning shakllanishini va Ge_xSi_{1-x} tipidagi binar birikmalarning nanoklasterlarini shakllantirish imkonini oshiradi [5]. Diffuziya jarayoni 1200 ° C da 10 soat davomida amalga oshirildi. Diffuziyadan keyin material metalda sovutilib kimyoviy yo‘l bilan tozalandi. Tayor materialning dastlab elektrofizik parametirlari so‘ngra esa Lambda 950 UV/Vis/NIR markali spektrometr yordamida uning optik parametrlari o‘rganildi (1-rasm).



a) b)

1-rasm. a) Germaniy atomlari bilan biriktirilgan kremniy kristalining yutilish spektri. T=300K. b) Boshlang‘ich material monokristall kremniyning yutilish spektri. T=300K.

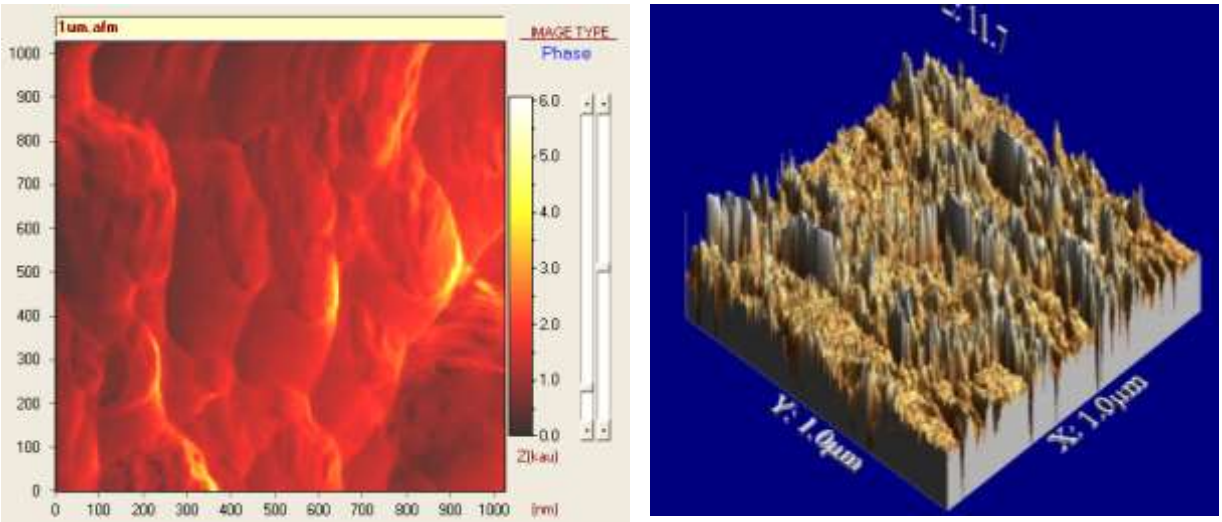
Kubelka-Munk funksiyasi asosida namunalarning yorug'lik spektrlari (shakl. 1) aniqlandi. Hisoblash natijalari shuni ko'rsatadiki, Boshlang‘ich material monokristalli kremniy namunasining taqiaqlangan soha kengligi E_{Si}=1,2 eV ga teng, kremniy namunasining ikkilik kremniy-germaniy birikmalari bo'lgan tarmoqli oralig'i E=0,76 eV ni tshkil qildi.

$$F_{KM} = \frac{(1-R)^2}{2R} \qquad [1]$$

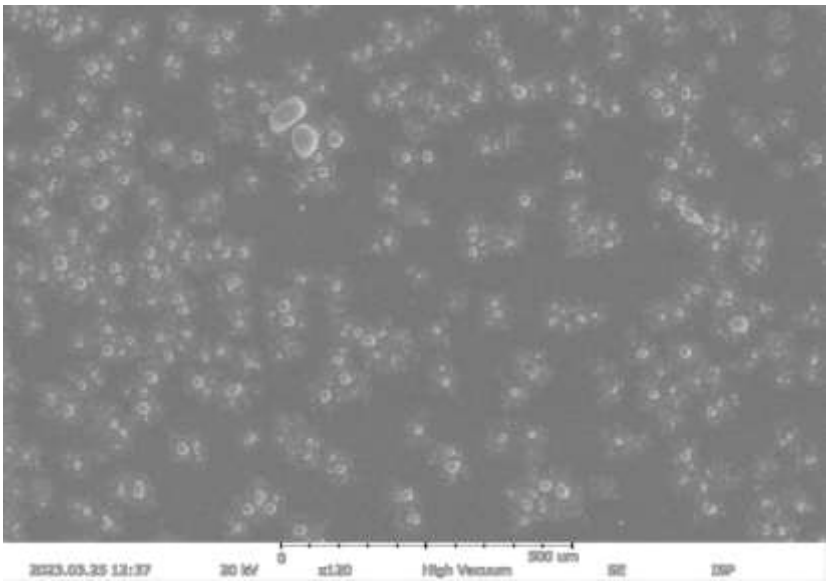
$$h\nu \cdot F_{KM}^{1/n} = A(h\nu - E_g)$$

Lambda 950 UV/Vis/NIR spektrometri yordamida yutilish spektrlarini o'lchash natijalarini tahlil qilish shuni ko'rsatdiki, germaniy atomlari bilan qo'shilgan kremniyning yutilish spektri boshlang‘ich materialdan farq qilishini ko‘rishimiz mumkin.

Olingan natijalardan ma'lum bo'ldiki, germaniy kirishma atomlari kremniyning yuzasida va sirt yaqinida Ge_xSi_{1-x} tipidagi binary birikmalar hosil qiladi. Yuzada va sirt yaqinida yuqori konsentratsiyali bunday birikmalarning shakllanishi kremniyning tarmoqli bo'shlig'ining o'zgarishiga olib keladi. Bu, o'z navbatida, Ge_xSi_{1-x} tipidagi binar birikmalar asosida geterostrukturalarning shakllanishiga va fotoo'tkazuvchanlik qiymati va spektral sezgirlik diapazonining ko'rsatkichlarga nisbatan sezilarli darajada oshishiga olib kelishi mumkin.



2-rasm. Germaniy kirishma atomlari bilan qoplangan kremniy yuzasining AKM tasvirlari.



3-rasm Kremniy namunasi sirtining germaniy atomlari bilan legirlangandan keyingi topografiyasi

2-rasmda AKM qurilmasida olingan germaniy atomlari bilan boyitilgan kremniy namunalarining sirt morfologiyasi ko'rsatilgan. Rasmdan ko'rinib turibdiki, germaniy atomlari bilan legirlangan kremniy namunalarining sirt morfologiyasi germaniy va kremniyning (Ge_xSi_{1-x}) kirishma atomlari binar birikmalarining kontsentratsiyasi bilan bog'liq bo'lgan relyef tartibsizliklari bilan tavsiflanadi.

2-rasmdan ko'rinib turibdiki, germaniy kirishma atomlari bilan legirlangan kremniy hosil qilishda material yuzasida ko’plab orolchalar hosil bo'ladi va buni SEM mikroskopda olingan natijalar ham tastiqlaydi(3-rasm).

Keyingi ishlarimizda bunday kichik orolchalarni yuza bo‘ylab ko‘paytirish rejalashtirilgan.

Adabiyotlar ro‘yxati

1. Бахадырханов М.К., Илиев Х.М., Тачилин С.А., Тошбоев Т. "Влияние дополнительного легирования примесями с глубокими уровнями на параметры кремниевых солнечных элементов и их деградацию", журнал Гелиотехника, 1998 г., № 2, стр. 84-89.

2. Саидов М.С., Бахадырханов М.К., Илиев Х.М., Тошев А.Р. «Влияние изовалентных примесей на параметры кремниевых солнечных элементов», Гелиотехника 2001 г., №4, стр. 13-18.

3. Bahadyrkhanov M.K., Isamov S.B., Zikrillaev N.F., Tursunov M.O. Anomalous Photoelectric Phenomena in Silicon with Nanoclusters of Manganese Atoms. Semiconductors, 2021, Vol. 55, No. 6, pp. 542–545.

5. Бахадырханов М.К., Абдурахмонов Б.А., Зикриллаев Х.Ф. О состоянии германия в кремнии условиях низкотемпературной диффузии // Технология, оборудование и новые материалы, Приборы. 2018. №5 (215) С. 39-43.6.

6. Zikrillaev N.F., Koveshnikov S.V., Isamov S.B., Abdurahmonov B.A., and Kushiev G.A., Spectral Dependence of the Photoconductivity of Ge_xSi_{1-x} Type Graded-Gap Structures Obtained by Diffusion Technology. Semiconductors, 2022, Vol. 56, No. 1, pp. 29-31

ВЛИЯНИЕ ФАКТОРОВ, СНИЖАЮЩИХ КПД ИДЕАЛЬНОГО ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ И УМЕНЬШЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ НА ОТРАЖЕНИЕ.

Н.Б. Аббосова
Андижон давлат университети

Солнечный фотоэлемент преобразует только часть падающей на него энергии излучения в электрическую энергию, выделяющуюся в сопротивлении нагрузки. Остальная часть энергии теряется в результате ряда явлений, происходящих во время преобразования энергии. Все виды потерь энергии в солнечном фотоэлементе можно разделить на две группы. К первой группе относятся потери энергии в тех процессах, когда преобразуемая энергия имеет еще вид лучистой энергии. Эти потери можно назвать световыми потерями. Ко второй группе относятся потери энергии электронов и дырок, генерированных в результате поглощения излучения, происходящие во время их движения внутри полупроводника [1]. Световые потери получаются из-за: 1) отражения падающего излучения от поверхности преобразователя; 2) фотоэлектрически неактивного поглощения фотонов в рабочем веществе преобразователя, т. е. поглощения фотонов без образования в полупроводнике пары электрон – дырка; 3) прохождения некоторого количества фотонов до заднего (тыльного) электрода и поглощения в нем. Потери энергии электронов и дырок при их движении внутри преобразователя происходят за счет следующих процессов: 1) рекомбинации созданных светом пар, сопровождающейся передачей энергии решетке; 2) утечки фотоэлектронов и фотодырок через шунтирующее сопротивление Rш ; 3) потери энергии фотоэлектронами или фотодырками при их столкновении с атомами решетки (переход в пределах одной и той же зоны на нижележащие 31 уровни); 4) прохождения фотоэлектронов и фотодырок через последовательное сопротивление преобразователя Rп. Рекомбинация образованных светом пар и утечка через шунтирующее сопротивление составляют потери по току и определяют, какая часть созданных светом носителей доходит до p-n-перехода, создавая ток через сопротивление нагрузки. Потеря энергии фотоэлектронов (или фотодырок) при столкновении с атомами решетки и прохождение их через последовательное сопротивление дают потери по напряжению. Потери по напряжению показывают, какая часть (в среднем) энергии, переданная электрону (дырке) от фотона, теряется бесполезно [2]. На рис. 1.1. показано распределение потерь для кремниевого фотоэлемента, работающего в оптимальных условиях

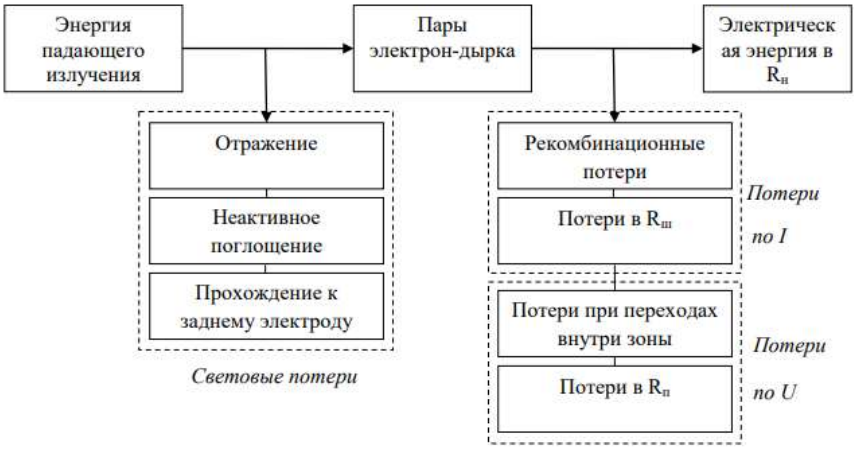


Рисунок 1.1 – Схема распределения потерь энергии в кремниевом фотопреобразователе

Уменьшение оптических потерь на отражение.

Одним из основных технологических решений по светозахватыванию для поверхности ФЭП до сих пор остается операция текстурирования. При его применении улучшается светозбор и абсорбция входящего потока фотонов, увеличивая длину пути фотонов и максимум поглощения. Рис. 2.1 схематично демонстрирует три случая текстурирования: микронное текстурирование, используемое в традиционных монокристаллических ФЭП, субмикронное текстурирование, которое выгодно для соединения с ультратонкими ФЭП и создание нанотрубок на поверхности.

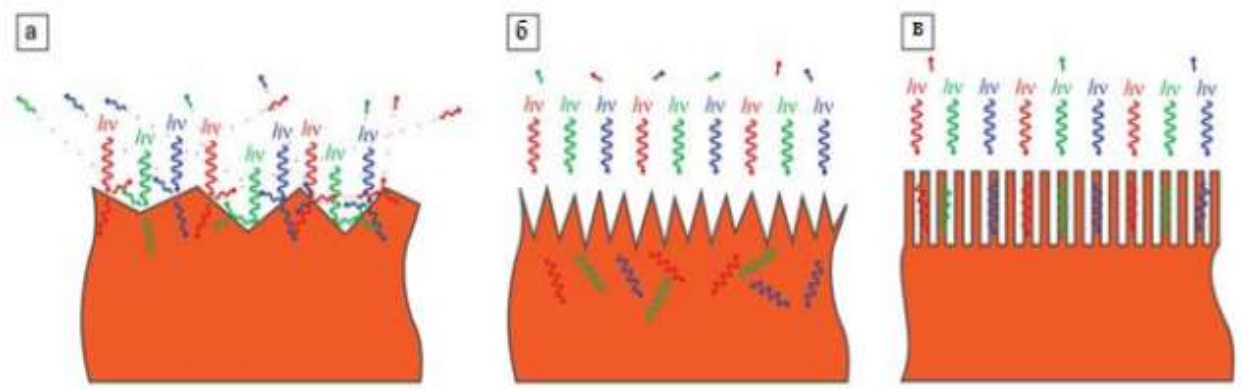


Рисунок 2.1 – Механизмы рассеяния света в зависимости от вида поверхностной морфологии: традиционное текстурирование (а), субмикронное текстурирование (б) и создание нанонитей (в)

При стандартной операции химического текстурирования удаляется слой от 10 до 15 мкм с поверхности кремниевой подложки. Такая технология не подходит для текстурирования ультратонких подложек, ведь их толщина составляет от 20 до 50 мкм, то есть в результате стандартной операции текстурирования удаляется от 20 до 50% всей подложки, а это может значительно ухудшить их механические свойства. В таком случае 45 текстурирование подложки приведет к сверхурочной механической нестабильности и сделает невозможным проведение последующих технологических операций, а также транспортировки подложки. Именно поэтому для текстурирования ультратонких кремниевых подложек разрабатывают новые методы так называемого субмикронного текстурирования [3]. Субмикронное текстурирование является одним из методов улучшения поглощения света солнечным элементом. Преимущество данного метода над обычным текстурированием заключается в создании меньшей по размеру поверхностной морфологии и ее лучшей однородности. Создание такого вида текстуры позволяет достичь размера от 200 нм до 3 мкм высотой. То есть размер текстуры становится соизмеримым с величиной волны, обеспечивая захват света поверхностью ФЭП не по законам геометрической оптики, а законами физической оптики, то есть дифракции высшего порядка. Использование квантовых нанонитей не только служит для уменьшения потерь на отражение, но и для уменьшения электронного пути в материале ФЭП, уменьшая тем самым рекомбинационные потери. Не менее важным является нанесение антиотражающего слоя, который значительно улучшает фотоэлектрические характеристики СЭ. При этом наблюдается "эффект просветления оптики", который заключается в уменьшении отражения света от поверхности, поэтому такое покрытие иногда еще называют антиотражающим покрытием. Такие покрытия широко используются при создании солнечных элементов. Подбор антиотражающего покрытия осуществляется на основе показателя преломления. Условие практически нулевого отражения имеет следующий вид:

$$n_1 = \sqrt{n_0 \cdot n_2} \quad (1)$$

где n_0, n_1, ,n_2– показатели преломления воздуха, просветляющей пленки и нижнего слоя (подложки), то есть того материала, поглощение которого мы хотим увеличить. В любом случае показатель преломления верхнего слоя 46 должен быть меньше, чем показатель преломления нижнего слоя. Например, показатель преломления монокристаллического кремния, который широко используется для изготовления солнечных элементов, имеет показатель преломления 3,8, а потому просветляющее покрытие должно иметь этот показатель на уровне 1,9. Такой показатель имеет пленка Si_3N_4.Не менее важным является правильный выбор толщины просветляющего покрытия. Так, толщина антиотражающей пленки выбирается так, чтобы длина волны в этой пленке была равна ¼ длины волны в свободном пространстве. Это условие можно выразить следующим соотношением:

$$d_1 = \frac{\lambda_0}{4n_1} \quad (2)$$

Определяется толщина антиотражающего покрытия для солнечных элементов на длине волны 600 нм, что соответствует максимальной интенсивности солнечного света. В случае монокристаллического кремния толщина пленки Si_3N_4. должна быть около 80 нм

ЛИТЕРАТУРА

1. Андреев В.М. Фотоэлектрическое преобразование солнечной энергии / В. М. Андреев //Соросовский образовательный журнал. –1996. - №7.– С. 93.
2. Майтин М. Фотовольтика – материалы, технологии, перспективы // Электроника: Наука, Технология, Бизнес. – 2000. – №6. – С. 40 – 96.
3. Сердюк В. В. Физика солнечных элементов. – Одесса: Логос, 1994. -336 с.
4. Носов Ю. Р. Оптоэлектроника. – М.: Радио и связь, 1989. – 359 с.
5.Амброзяк А. Конструкция и технология полупроводниковых фотоэлектрических приборов. – М: Советское радио, 1970. – 392 с.

ВКЛАД АВТОЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ В ФОРМИРОВАНИИ ТОКА ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ЯЧЕЙКИ С ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМ ЭЛЕКТРОДОМ

З. Хайдаров, Н. Аскаров
Ферганский Государственный университет

Газоразрядная ячейка с плоским полупроводниковым электродом нашла достаточно широкое применение в области фотоэлектроники при регистрации оптического и инфракрасного излучения [1,2]. С уменьшением газового зазора газоразрядной ячейки в полупроводниковой ионизационной камере (ПИК) существенно расширяется область пространственной стабилизации тока, так как по диапазону давлений газа, так и по значениям допустимых приложенных напряжений [3]. Полная картина процессов в газоразрядной ячейке при малых не может быть удовлетворительно интерпретирована в рамках простой теории газового разряда [4÷6]. Условия возникновения разряда в этих зазорах достаточно не изучены.

В настоящей работе приводятся результаты исследования в сверхтонкой газоразрядной ячейке с полупроводниковым электродом, длина которой составляет от 10 до 100 *мкм.* Исследования вольтамперных характеристик (ВАХ) проводились в следующей конфигурации элементов, состоящих из пластины монокристаллического арсенида галлия для работы при комнатной температуре и из пластины кремния, легированного платиной [7] для работы при охлажденном варианте камеры. Внутренняя поверхность фотоприемников была отделена диэлектрической пластиной из слюды, имеющей в центре круглое сквозное отверстие. Были проведены исследования тока газоразрядной ячейки при относительно высоком вакууме, когда длина свободного пробега электрона значительно превосходит толщину разрядного зазора и полностью исключается ионизация газа. На рис. 1 приведены ВАХ ячейки в этих условиях при толщине зазора ***d*** = 10 *мкм* в темноте (кривая 1) и при освещении полупроводникового и при освещении полупроводникового фотоэлектрода (кривая 2). Очевидно, что природа тока здесь может быть связана с автоэлектронной эмиссией, либо с утечкой по поверхности диэлектрического зазора в сильном электрическом поле по периметру отверстия, ограничивающего вакуумный зазор, то есть за счет краевого эффекта. Для разрешения этой альтернативы были проведены измерения ВАХ при нескольких значениях диаметра сквозного отверстия в диэлектрической слюде. При этом предполагалось, что при преобладающем токе утечки величина общего тока с ростом диаметра будет возрастать линейно

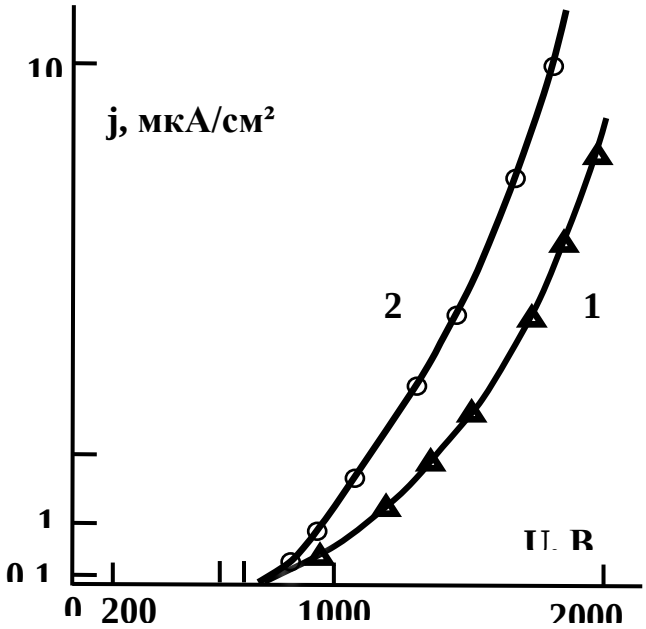


Рис. 1. Вольтамперные характеристики автоэлектронной эмиссии с арсенида галлия: 1 - в темноте, 2 - при освещении.

(соответственно увеличению длины окружности отверстия), а при преобладании автоэлектронной эмиссии – квадратично (соответственно увеличению площади отверстия). Проведенные исследования показывает, что ток возрастает пропорционально площади поперечного сечения и краевая утечка не вносит сколько-то нибудь существенного вклада. Это свидетельствует о выполнении функциональной зависимости для автоэлектронного тока, определяемой известной формулой Фаулера-Нордхейма [8], модифицированный с учетом эффекта Шоттки,

$$j = 1{,}55 \cdot 10^{-6} \frac{E^2}{\varphi} \exp\left[\frac{6{,}86 \cdot 10^7 \varphi^{\frac{3}{2}}}{E} f(y)\right],$$

где $\boldsymbol{j}$ – плотность тока в *А*/см^2, $\boldsymbol{E}$ – напряженность поля в *В/см*, $\boldsymbol{\varphi}$ – работа выхода в *эВ*, $f(y)$ – эллиптическая функция Нордхейма.

Таким образом, наличие автоэлектронной эмиссии оказывает положительное воздействие на пространственную стабилизацию газового разряда. Поток электронов, вырываемых полем из фотокатода, приводит к интенсивной нейтрализации объемного заряда положительных ионов в разрядном промежутке, и тем самым отдаляет условия такого искажения распределения электрического поля в зазоре, которое соответствует переходу от таунсендовского к тлеющему разряду. Экспериментальными данными, полученными в [3], при малой величине разрядных промежутков это подтверждается. Автоэлектронная эмиссия при газовом заполнении играет роль поставщика электронов для лавин таунсенда в газовом разряде. Отметим, что наблюдаемый автоэлектронный ток контролируется фотосопротивлением полупроводника, то есть интенсивностью излучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Г. Парицкий, “Полупроводниковые фотографические процессы”, глава 4 в монографии “Несеребрянние фотографические процессы” под ред. А. Л. Кортужанского. Ленинград, “Химия” Ленинградское отделение, 1984.
2. Z. Haydarov. Research of Background Radiation and Possibility of its Restriction in Semiconductor Ionization System. Abstracts on XVIII International Scientific and Engineering Conference on Photo electronics and Night Vision, May 25 – 28, 2004, Moscow, p. 173.
3. Л. Г. Парицкий, З. Хайдаров, О. М. Мухаммадиев. Особенности контакта полупроводник – газовый разряд при малых межэлектродных расстояниях. ФТП, 27 (1993), с. 2017 – 2020.
4. Ю. П. Райзер. Физика газового разряда. М.: 1987.
5. А. М. Ховатсон. Введение в теорию газового разряда. М.: 1980.
6. Н. А. Капцов. Электрические явления в газах и вакууме. М.: 1950.
7. З. Хайдаров и др. Авторское свидетельство России №1672879 от 22.04.1991.
8. R. N. Fowler, L. W. Nordheim. Procs. Roy. Soc., A119, 175 (1928).

ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ЯЧЕЙКА С ФОТОПРИЕМНИКОМ НА ОСНОВЕ МОНОКРИСТАЛЛА ТЕЛЛУРИДА КАДМИЯ.

З.Хайдаров, З.Иброхимов

Ферганский Государственный университет

К фотоприемнику в газоразрядной ячейке полупроводниковой фотографической ионизационной камеры (ПФИК) предъявляются высокие и нетривиальные требования [1-5]. К настоящему времени удовлетворительную работу удалось обеспечить только с фотоприемниками на основе двух фоточувствительных полупроводниковых материалов – компенсированного хромом арсенида галлия [6, 7] (для работы при комнатной температуре) и кремния, компенсированного различными примесями [8-10] при рабочей температуре около 100 К.

Очевидно, что расширение круга фоточувствительных полупроводников, обеспечивающих работоспособность ПФИК, является весьма актуальной проблемой не только при решении прикладных задач, но и для более углубленного понимания особенностей работы фотопроводника в специфических условиях плазменного контакта.

Целью настоящей работы является исследование фотоэлектрического и фотографического процессов в газоразрядной ячейке с фотоприемником на основе теллурида кадмия (CdTe).

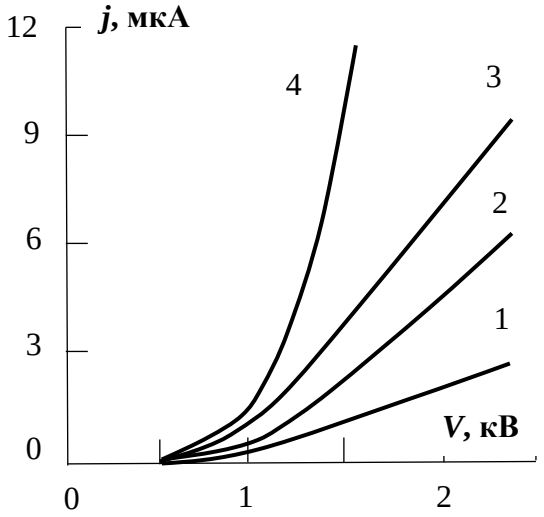


Рис. 1. Вольтамперные характеристики газоразрядной ячейки ПФИК с фотоприемником из CdTe при комнатной температуре для различных значений интенсивности освещения J. J равно: 1 – 0 Вт/см^2, 2 – 2,6·10^{-5}, 3 - 7·10^{-5}, 4 – 1,85·10^{-4} Вт/см^2.

Кристаллы теллурида кадмия выращивались из расплава методом горизонтальной направленной кристализации и легировались в процессе вырашивания хлором. Высокоомные кристаллы, легированные хлором, имели p-тип проводимости: $p \approx 10^8$ см$^{-3}$, $\mu_n \approx 800$ см^2/(В·с), $\mu_p \approx 40$ см^2/(В·с), $\tau_n = \tau_p \approx 5 \cdot 10^{-7}$ с.

Для исследования отбирали монокристаллические пластины, полученные в результате резки кристалла. Двойников кристаллы не имели. Плотность дислокации, определенная как методом рентгеновской топографии, так и по ямкам травления,

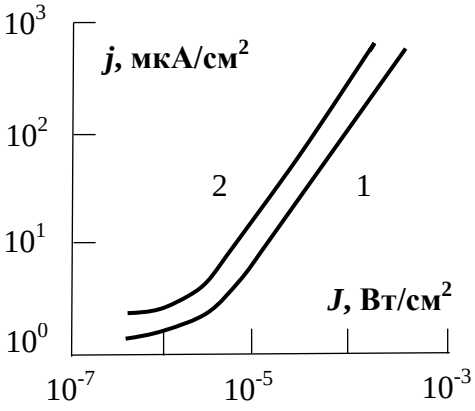


Рис.2. Ватт-амперные характеристики ПФИК для двух разных значений приложенного напряжения в газоразрядной ячейке *V*. *V* равно: 1 – 1,5 кВ; 2 – 1,75 кВ.

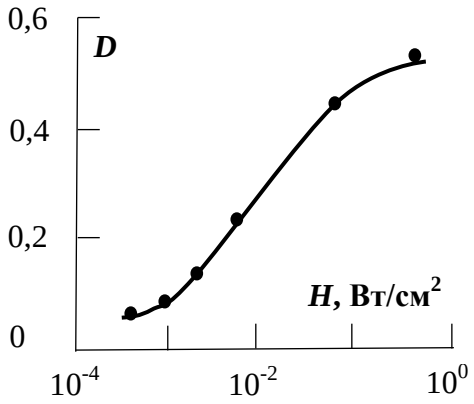


Рис.3. D(H) – фотографическая характеристика (зависимость оптической плотности изображения от экспозиции).

составляла ~ 10^3 см$^{-2}$. Образцы приготавливались в виде плоскопараллельной пластинки площадью $S = 1$ см^2, толщиной $d = 2{,}65$ мм.

На рис. 1 представлены вольтамперные характеристики (ВАХ) газоразрядной ячейки ПФИК с фотоприемником из CdTe, снятые при остаточном давлении воздуха 0,08 Тор и при различных значениях интенсивности освещения.

Газоразрядная ячейка в ПФИК работает в режиме сквозного тока. Высокая чувствительность в системе достигается в том случае, если входной сигнал (свет) вызывает значительный фототок в заданной спектральной области. Следовательно, ватт-амперная характеристика ПФИК являются одними из определяющих параметров фотоприемников. На рис.2 приведены типичные ватт-амперные характеристики ПФИК, полученные для полуизолирующего монокристалла CdTe при рабочей температуре 300 К.

Для определения сенситометрических характеристик фотографического процесса в ПФИК с фотоприемником из CdTe с регистрацией изображения были исследованы характеристические кривые. На рис. 3 приведена зависимость между экспозицией ($H = J \cdot t$, J – интенсивность света, Вт/см^2, t – время экспонирования) и оптической плотностью распыляемой пленки висмута, напиленного в вакууме на стеклянную пластинку с проводящим покрытием из SnO_2.

ЛИТЕРАТУРА

1. Utamuradova Sh. B., Saparov F.A., Khaydarov Z. Physical processes at the semiconductor-plasma contact of a gas discharge in a thin gas-discharge cell // Science and world International scientific journal, 2021, №9 (97), ст. 8.
2. Utamuradova Sh. B., Daliev Kh. S., Khaydarov Z., Rakhmanov D.A. Effective method for photographic recording of heat fields of objects and laser radiations based on a gas discharge cell // Academician: An International Multidisciplinary Research Journal, Vol 11, Issue 9, September 2021, ст. 29-33.

3. Далиев Х.С., Хайдаров З., Йулдашев Х.Т., Юлдашев Н.Х. Неравновесные процессы на контакте полупроводник – плазма газового разряда // Физика полупроводников и микроэлектроника, 2019, т.1, в.4, ст. 22-29.
4. Хайдаров З., Йулдашев Х.Т. Новый фотографический эффект в сверхтонкой газоразрядной ячейке с полупроводниковым электродом // Прикладная физика, 2017, № 1, ст. 65-69.
5. Хайдаров З., Йулдашев Х.Т., Хайдаров Б.З., Хайдарова К.З. Высокочувствительная фотографическая камера для инфракрасного диапазона. // III International scientific congress innovations. “Innovative solutions” – Materials. Bulgaria, 2017, Volume 1, ст. 253-254.
6. Бурова Т.В., Парицкий Л.Г., Хайдаров З. Некоторые особенности фототока в полуизолирующем арсениде галлия с плазменными контактами. ФТП, 1983, Т. 17, В. 6, С. 1543.
7. Paritskii L.G., Khaidarov Z. et al. Spatial stabilization of the current in semiconductor – gas discharge system, Fiz. Tekh. Poluprovodn. V. 11-12, 2009-2016 (1993) [Sov. Phys. Semicond. 11-12, 1104 (1993)].
8. Астров Ю.А., Шуман В.Б., Лодыгин А.Н., Порцель Л.М., Махова А.Н. Разработка фотоприемников для преобразователей изображений: легирование кремния селеном из газовой фазы // Физика и техника полупроводников, 2008. Vol. 42**(4)**. ст. 457-462.
9. Лодыгин А.Н., Порцель Л.М., Астров Ю.А. Газовый разряд в аргоне и азоте при криогенной температуре в тонких зазорах. // Письма в Журнала техничесой физики, 2008. Vol. 34**(**14**)**. ст. 61-66.
10. Астров Ю.А., Лодыгин А.Н., Порцель Л.М. Гексагональные структуры тока в системе “полупроводник-газоразрядный промежуток // Журнал технической физика, 2011. Vol. 81**(2)**. ст. 42-47.

ИК - СПЕКТРОСКОПИЯ КРЕМНИЯ, ЛЕГИРОВАННЫХ СКАНДИЕМ И ИТТРИЕМ ПРИ ВЫРАЩИВАНИИ

[1]Далиев Х.С., [2]Хамиджонов И.Х., [2]Норкулов Ш.Б.
[1]"Национальный исследовательский университет "МЭИ", [2]НИИ физики полупроводников и микроэлектроники при Национальном университете Узбекистана.
Email:islomjon_xx@mail.ru

Известно, что скандий и иттрий в кремнии являются электрически пассивными, но при определенных концентрациях они могут оказывать влияние на различные электрофизические, рекомбинационные и оптические свойства полупроводниковых материалов. Кроме того, при легировании кремния скандием и иттрием повышается его термостабильность и радиационная устойчивость, что объясняется активным взаимодействием атомов скандия и иттрия с различными дефектами и неконтролируемыми примесными атомами в кристалле. Хотя примеси скандия и иттрия, введенных в решетку кремния в процессе легирования из расплава и не проявляют электрической активности, их наличие существенным образом сказывается на свойствах полупроводниковых материалов. Это обусловлено тем, что в объеме Si, помимо специально введенных примесей всегда присутствуют неконтролируемые примеси, так называемые ростовые примеси. Основными ростовыми примесями в Si являются атомы кислорода и углерода, всегда присутствующие в его кристаллической решетке в высоких концентрациях до $1\cdot10^{17}\div7\cdot10^{18}$ см$^{-3}$. Отметим, что характерной особенностью атомов кислорода и углерода является склонность к комплексообразованию и различным взаимодействиям. В связи с этим нами было исследовано взаимодействие атомов скандия и иттрия с атомами ростовых примесей в кремнии.

Для экспериментов в качестве исследуемых образцов использовался кремний n и p- типа проводимости, выращенный методом Чохральского с концентрацией оптически активных кислорода и углерода $N_0^{опт}=6\cdot10^{17}$см$^{-3}$ и $N_c^{опт}=2\cdot10^{16}$ см$^{-3}$, соответственно. Примеси скандия и иттрия вводились в кремний в процессе выращивания из расплава. Толщина полированных образцов, в зависимости от поставленной задачи, составляла 1÷1,5 мм.

В качестве контрольного образца использовался полированный кремний n и p-типа проводимости, выращенный методом Чохральского с концентрацией оптически активных кислорода и углерода $N_0^{опт}=9\cdot10^{17}$ см$^{-3}$ и $N_c^{опт}=2\cdot10^{16}$ см$^{-3}$, той же толщины, что и исследуемые образцы кремния со скандием и иттрием.

Эталонным образцом служил полированный бескислородный кремний той же толщины, что и исследуемые образцы с $N_0^{опт}\le10^{16}$ см$^{-3}$, $N_c^{опт}=5\cdot10^{15}$ см$^{-3}$.

Оценка содержания кислорода $N_0^{опт}$ и углерода $N_c^{опт}$ производилась по спектрам ИК- поглощения в области 1100 см$^{-1}$ (кислородная полоса при 9,1мкм) и 610 см$^{-1}$ (углеродная полоса при 16,4 мкм), измеренным на инфракрасном спектрофотометре Specord - IR-75 в двухлучевой схеме при 300 К.

Сравнение спектров ИК-поглощения легированных и контрольных образцов показывает, что введение атомов скандия и иттрия в Si из расплава приводит к значительному снижению (в отдельных образцах - на 21-35%) концентрации кислорода. Это эффект, вероятно, обусловлен взаимодействием атомов скандия и

иттрия и кислорода в кремнии и подтверждает данные различных авторов об образовании скоплений атомов изовалентных примесей с участием атомов кислорода.

Также снимались ИК - спектры на длине волны $\lambda = 16{,}4$ мкм, соответствующей поглощению оптически активного углерода в кремнии. В контрольных и легированных образцах эффекта уменьшения оптически активного углерода не наблюдалось.

Изучалось также влияние высокотемпературных обработок (ВТО) на свойства образцов Si<Sc> и Si<Y> с целью установления возможности активации атомов скандия и иттрия в кремнии.

Пластины кремния, вырезанные из исходных слитков и слитков, легированных скандием и иттрием, перед ВТО подвергались тщательной кислотно-перекисной обработке.

Из анализа спектров ИК- поглощения термообработанных образцов Si<Sc> и Si<Y> подвергнутых ВТО при 1200^{o}C в течение 2 часов с последующим медленным охлаждением, заметного изменения в спектрах ИК-поглощения не наблюдается.

Быстрое же охлаждение образцов Si<Sc> после ВТО приводит к значительному увеличению интенсивности полосы пропускания, характерной для оптически активного междоузельного кислорода: $N_0^{опт}$ увеличивается на 13-21% по сравнению с исходными образцами Si<Sc> , а также быстрое же охлаждение образцов Si<Y> после ВТО приводит к увеличению $N_0^{опт}$ и на 15-25% по сравнению с исходными образцами Si<Y>.

Анализ полученных результатов позволяет сделать следующие предположения. По - всей видимости, при легировании кремния скандием и иттрием в процессе выращивания атомы скандия и иттрия вступают во взаимодействия с технологическими примесями с образованием каких-либо комплексов, последующая термообработка с быстрым охлаждением приводит к распаду таких образований. При этом, возможно, происходит высвобождение атомов кислорода, что приводит к увеличению $N_0^{опт}$.

INP ASOSDAGI BA’ZI YARIMO’TKAZGICH QATTIQ QOTISHMALAR VA ULARNING AMALIYOTDA QO’LLANILISHI

Sh.K. Ismailov, D.M. Sapaeva
Toshkent axborot texnologiyalari universiteti Urganch filiali, Urganch davlat universiteti

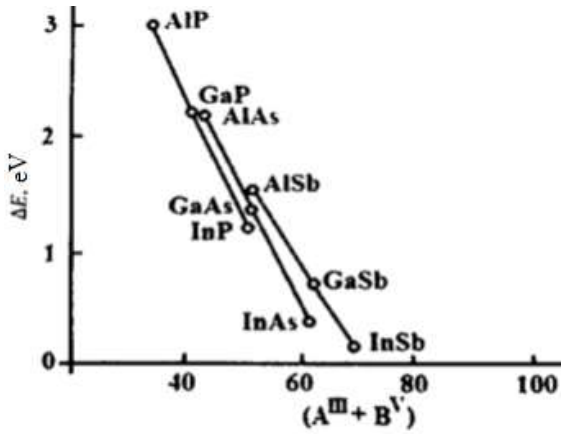
Ma’lumki, A^3B^5 binar birikmalari elektron xususiyatlari bo’yicha klassik yarimo’tkazgichlar kremniy va germaniyning analogi hisoblanadi. Bunday birikmalar odatda undagi metall komponentaning nomi bilan tavsiflanib fosfidlar, nitridlar, arsenidlar va antimonidlar deb yuritiladi. Bunday birikmalar kristall panjarasi kub shaklidagi rux aldamchisi (sfalerit) shaklida kristallanadi.

Bulardagi kovalent bog’lanishda elektronlar buluti yuqoriroq elektromanfiligi yuqori bo’lgan atomga, ya’ni pandara tugunida turgan B^5 atomi tomon siljigan bo’ladi. Natijada A^3B^5 birikmalari bir qadar qutblangan bo’ldi.

Amaliyotda keng qo’llaniladigan bu tipdagi yarimo’tkazgich birikmalarning muhim parametrlaridan biri optik o’lchashlar yordamida aniqlanuvchi taqiqlangan zona kengligi ΔE dir. A^3B^5 birikmalar gomologik qatorni tashkil etib, ularning xossalari birikmaga kiruvchi komponentlaring atom nomerlari oritishi bilan ma’lum qonuniyat asosida o’zgara boradi. Biz bu birikmalaring taqiqlagan zona kengligi ΔE ning atom massaliri bilan o’zgarishini qaraylik.

Metod va natijalar. Endi $(InP)_x(CdTe)_{1-x}$ va $(Ge)_x(InP)_{1-x}$ qattiq qotishmalarining olinish usullari va ba’zi fizik-kimyoviy xossalirga to’xtalib o’tamiz. Optik va termik o’lchashlar natijasida olingan tajribalarda aniqlanishcha [1-2] birikmalaring taqiqlangan zona kengligi birikmaga kiruvchi elementlar summar atom massalari ortishi bilan kamaya boradi (1-rasm).

Ma’lumki, moddaning optik va elektrofizik xususiyatlari taqiqlangan zona kengli bilan birga undagi elektronlaring xarakatchanligiga xam bog’liq bo’ladi. Etarli darajada aniqlik bilan aytish mumkinki, moddalar atom masslari ortib borishi bilan ulardagi elektronlar xarakatchanligi xam orta boradi. Bu xolati A^3B^5 birikmalarida xam kuzatish mumkin.



1-rasm. *A^3B^5 birikmalar taqiqlangan zona kengligining summar atom nomeri $A^3 + B^5$ ga bog’liqligi.*

Shuni aloxida aytish kerakki, indiy tarkibli A^3B^5 birikmalaring elektronlar xarakatchanligi boshqa birkmalarnikidan ancha yuqori bo’ladi.

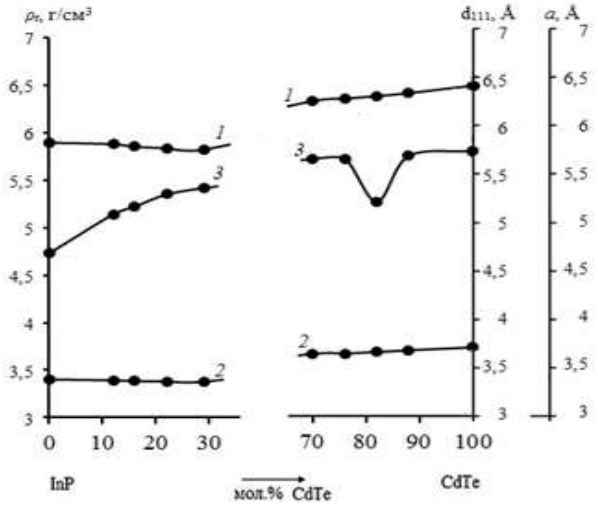
Elektronikada amaliy axamiyatga ega bo’lgan A^3B^5 birikmalaridan biri bu InP birikmasidir. InP birikmasi xam sfalerit tipidagi kristall panjaraga ega bo’lib, uning taqiqlangan zona kengligi 1.35 eV ga teng.

Ma’lumki, elektron asboblarning tezkorligini u yasalgan materialdagi elektronlar xarakatchanligi belgilaydi. Bu jixatdan qaraganda InP tarkibli birikmalar katta amaliy axamiyatga ega bo’lishi kerak.

Tarkibida InP bo’lgan qattiq qotishmalarga qiziqinishning asosiy sabablaridan biri mana shu jihat xisoblanadi. Shu sababli InP asosidagi qurilmalar mikrometrli va millimetrli to’lqinlar sohasida muhim afzalliklarga ega va mobil aloqa tizimlari va yuqori tezlikdagi optik uzatish uchun eng yaxshi tanlov hisoblanadi.

Indiy fosfidi lyuminafor sifatida ishlatiladi, og’ir metallarni o’z ichiga olmaydi, yorug’lik chiqaradigan oq yorug’lik diodlarini ishlab chiqarishda, optik tolali sensorlar tizimlarida, fotodetektorlarda, kosmik stantsiyalarda quyosh batareyalarida ishlatiladi. Evropa kosmik agentligi kabi ko’p korporatsiyalar kosmik tadqiqotlar uchun InP ga asoslangan qurilmalardan foydalanmoqda. Mikroto’lqinli sun’iy yo’ldosh aloqasi uchun InP asosidagi antennalar ishlab chiqilmoqda. Zamonaviy dunyoning o’sib borayotgan aloqa ehtiyojlarini qondirish uchun mobil aloqa tizimlari 5G - 6G ga o’tilmoqda, va bu millimetrli to’lqin rejimida (30-300 GGts) yuqori tashuvchi chastotalarda amalga oshiriladi. Ushbu sohada InP yuqori samarali fotonik integral mikrosxemalar va kosmosda aloqa va zondlash qurilmalarining asosi bo’lmoqda.

[1] ishda InP asosidagi qattiq qotishmalardan biri InP-CdTe qattiq qotishmasining olinishi va uning ba’zi fizik-kimyoviy xossalari tadqiq qilingan. Bunda mazkur qattiq qotishmaning plyonkalari diskret izotermik changlantirish [2, 4] usulida olingan. Olingan plenka namunalari strukturasi va tarkibiy tuzilishlari rengenografik, mikroelektron mikroskopiya va boshqa usullaridan foydalanib tadqiq etilgan. Olingan namunalar tarkibi asosan $(InP)_x(CdTe)_{1-x}$ (x=0.9 - 0.1) intervalida bo’lgan.



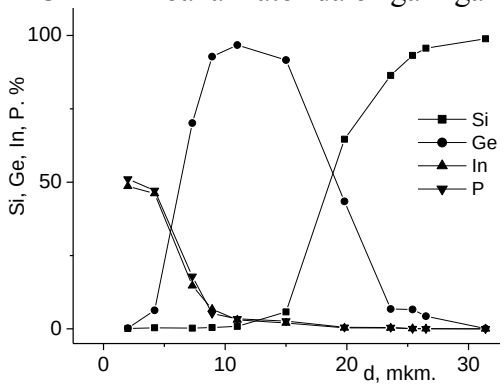
2-rasm. $(InP)_x(CdTe)_{1-x}$ qattiq qotishmasi ba’zi parametrlarining tarkibga bo-liiligi. (a - panjara doimiysi, d_{111} -panjara tekisliklari orasida masofa, p_r - zichligi)

Izlanishlar natijasida qattiq qotishmaning zichligi, tekisliklar aro masofasi, panjara doimiysi, taqiqlangan zona kengligi kabi bir qator parametrlarining tarkib x ga bog’liqligi aniqlangan (2-rasm). Ishda aniqlanishicha $(InP)_x(CdTe)_{1-x}$ qattiq qotishmasida komponentalari InP va CdTe ning ΔE taqiqlangan zona kengliklari bir biriga yaqin bo’lsada (ΔE_{InP} = 1.35 eV, ΔE_{CdTe} = 1.51 eV), tarkib o’zgarishi bilan uning xossalari sezilarli o’zgarishga uchragan.

$(InP)_x(CdTe)_{1-x}$ qattiq qotishmasining absorbtsion xossalari tadqiq etish shuni ko’rsatdiki, $(InP)_{0.12}(CdTe)_{0.88}$ tarkibda moddaning qarshiligi muxit gazlari absorbtsiyasi natijasida kuchli o’zgarishga uchraydi. Bu esa ularni gaz tahlili sensorlari sifatida ishlatish imkonini beradi.

[3, 5] ishlarda biz yana bir InP tarkibli $(Ge_2)_{1-x}(InP)_x$ qattiq qotishmani tadqiq qildik. [1] ishdan farqli ravishda mazkur qattiq qotishma suyuq fazali epitaktsiya usulida olindi. O’stirish kremniy taglikka $In-Si-Ge-InP$ tarkibli suyuq eritmadan o’stirib olindi.

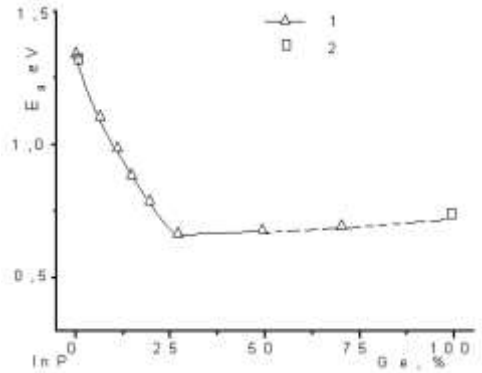
Olingan namunalarning strukturaviy va tarkibiy xossalari tadqiq etildi. Olingan namunalar $Si-Si_{1-x}Ge_x-(Ge_2)_{1-x}(InP)_x$ ko’rinishdagi murakkab geterostruktura bo’lib, plenka sirtida $(Ge_2)_{1-x}(InP)_x$ (x=0-1) qattiq qotishmasi joylashgan. $(Ge_2)_{1-x}(InP)_x$ qattiq qotishmaning tarkibining o’zgarishi “CAMECA” mikroanalizatorida o’rganilgan (3-rasm).



3-rasm. $Si-Si_{1-x}Ge_x-(Ge_2)_{1-x}(InP)_x$ strukturasida fosfor, indiy, germaniy va kremniyning qalinlik bo’yicha o’zgarishi.

Ushbu ishda yana fotolyuminestsentsiya usuli bilan $(Ge_2)_{1-x}(InP)_x$ (x=0-1) qattiq qotishmasining tarkibi x o’zgarishi bilan taqiqlangan zona kengligining o’zgarishi aniqlangan (4-rasm). Rasmdan ko’rinadiki qattiq qotishmaning tarkibi o’zgarishi bilan uning taqiqlangan zonasi o’zgara boradi. Bu esa mazkur modda asosida spektrning turli sohalarini qayd qiluvchi fotoqabulqilgichlar yasashga imkon beradi.

Xulosa. $(InP)_{0.12}(CdTe)_{0.88}$ tarkibda moddaning qarshiligi muxit gazlari absorbtsiyasi natijasida kuchli o’zgarishga uchraydi. Bu esa ularni gaz tahlili sensorlari sifatida ishlatish imkonini beradi. $(Ge_2)_{1-x}(InP)_x$ qattiq qotishmalar



4-rasm. $(Ge_2)_{1-x}(InP)_x$ $(0 \le x \le 1)$ qattiq qotishma taqiqlangan zona kengligining tarkibga bog’liq o’zgarishi. (1-eksperiment, 2- adabiyot).

amaliy axamiyati shundaki, bunda qimmat InP yarimo’tkazgich materiali arzonroq kremniy tagliklarda o’stirilgan va olingan tuzilmalar arzon InP taglik sifatida ishlatilishi mumkin. Bundan tashqari, yuqorida ta’kidlanganidek, InP ga asoslangan fotoo’zgartirgichlar boshqa an’anaviy yarimo’tkazgichlarga qaraganda elektron va proton ta’siriga nisbatan ancha chidamli va kosmosda ishlatish uchun juda istiqbollidir.

Adabiyotlar:

1. И. А. Кировская, Е. Н. Копылова, Е. В. Миронова, А. О. Эккерт, Р. В. Эккерт, О. В. Кропотин, В. И. Крашенинин, Ю. И. Матяш. Новые материалы - первичные преобразователи полупроводниковых сенсоров-датчиков на основе системы InAs-CdTe . Омский научный вестник. 2020. № 3 (171). стр. 74-79.
2. Эккерт А. О. Автореферат диссертации. Омск. 2021 г. стр. 5-12.
3. Исмаилов Ш.К. Автореферат диссертации. Ташкент, 2007. Стр. 5-22.
4. Кировская, И. А. Адсорбционные процессы. И. А. Кировская; Иркутск: Издателство ИГУ, 1995. 304 с.
5. Sh.K. Ismailov, A.S.Saidov, K. Durshimbetov end B. Zhollibekov. Optical Properties of $(Ge_2)_{1-x}(InP)_x$ Solid Solution. Technical Physics Letters, 2006, Vol. 32, № 6. pp. 538-541.

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ И ГЕТТЕРИРОВАНИЯ

И. Исмоилов
Ташкентский государственный технический университет имени Ислама Каримова

Технологий модификации поверхностных слоев являются важными звенами для получения искомых поверхностных слоев в микроэлектронике. Этими технологиями являются ионная имплантация и геттерирование.

Ионы, внедряемые в твердое тело вне зависимости от глубины проникновения, начинают взаимодействовать с кристаллической решеткой. Столкновение ионов с решеткой разделяют на ядерные – энергия иона передается атомам и электронные – энергия иона передается электронам. Потеряв свою энергию ионы останавливаются в легируемом материале и в зависимости от массы, их траектория будет разная, поэтому рассматривая единичные пучки ионов, они будут находится на разной глубине. Из-за случайных пробегов ионов внутри вещества, они распределяются по статистическому закону Гаусса. Закон характеризуется средним числом пробега, в результате чего говорят, что при определенной энергии пучок ионов проникнет на соответствующую глубину.

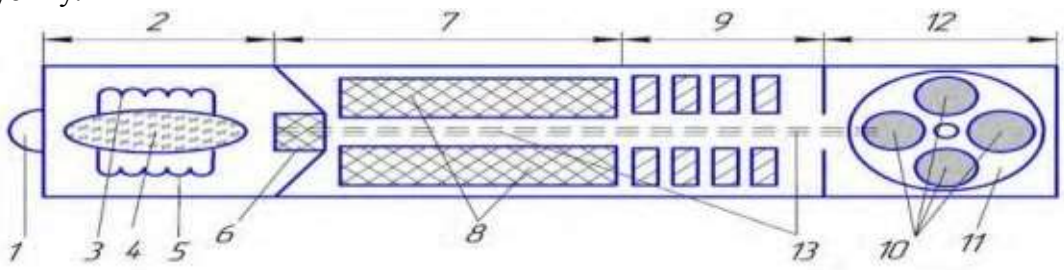


Рисунок 1 – Обобщенный вид установки ионной имплантации: 1) подача рабочего газа; 2) камера «ионный источник»; 3) анод; 4) плазма; 5) катод; 6) экстрактор; 7) часть камеры с ускоряющими и фокусирующими элементами; 8) ускоряющие магниты, элементы фокусировки, фильтр разделения ионов; 9) часть камеры с различными датчиками и анализаторами; 10) подложки; 11) механизм смены подложек; 12) камера легирования; 13) ионный пучок.

Ионная имплантация — это введение примесных атомов в твёрдое тело, с целью модифицирования его физических свойств. Ионная имплантация является эффективным технологическим инструментом для введение одиночных примесей в поверхностный слой субстрата на глубину в несколько микрон. Степень поверхностной модификации материалов зависит от их индивидуальных химических и структурных свойств, а также от вариаций параметров имплантации, такие как тип и энергия имплантата, плотность тока в ионном пучке, температуры субстрата и т. д. Наиболее критическим параметром является доза ионов Ф0,определяющая количество внедряемого имплантата. В зависимости от модификации материалов, таких как TiO2, при облучении ионная имплантация может быть условно разделена на низкие дозы и высокие дозы процессов.

При ионной имплантации практически любой элемент может быть встроен в поверхность любого твердого тела с помощью пучка высокоскоростных ионов с энергией до нескольких мегаэлектронвольт, помещенных в вакуумную камеру. Имплантируемые ионы внедряются в материал-мишень на глубину от 0,01 до 1 мкм,

образуя особое структурно-фазовое состояние. Толщина слоя зависит от энергии и массы ионов, а также от массы атомов-мишеней.

Поскольку технология имплантации позволяет вводить практически любой химический элемент на определенную глубину в поверхность, металлы, которые не смешиваются в расплавленном состоянии, или одно вещество, могут сливаться с другим в пропорциях, которые невозможно достичь даже при высоких температурах. Следовательно, стало возможным создавать композитные системы с уникальными структурами и свойствами, которые существенно отличаются от свойств основной части изделия.

Ионная имплантация чаще всего используется для легирования полупроводников для создания p-n-переходов, гетеропереходов и контактов с низким сопротивлением. Ионная имплантация позволяет вводить примеси при низких температурах, включая примеси с низким коэффициентом диффузии, для получения перенасыщенных твердых растворов. Ионная имплантация обеспечивает точную дозировку вводимого загрязнителя, высокую чистоту (разделение ионного пучка по массе), локальность, а также возможность управления процессом с помощью электрических и магнитных полей. Для устранения радиационных дефектов, возникающих при ионной имплантации, и для размещения внедренных атомов в правильные положения используется высокотемпературный нагрев. В высоких дозах, при которых концентрация внедренного загрязнителя сопоставима с n0, могут образовываться новые соединения для повышения их твердости, износостойкости, коррозионной стойкости, образования катализатора, изменения коэффициента трения и т. Д. Ионная бомбардировка позволяет вводить примеси не только из пучка, но и из пленки, предварительно нанесенной на него, что может сопровождаться увеличением имплантируемого материала. Пленки, полученные в результате ионного осаждения, обладают высокой плотностью и хорошей адгезией к подложке.

Физические эффекты, сопровождающие ионную имплантацию собраны в Табл.1.

Геттерирование — процесс связывания в нейтральные ассоциации подвижных, нежелательных примесей и дефектов на границах раздела, образованных внешней поверхностью кристаллов или поверхностью границ преципитатов.

Процесс геттерирование основан на трех физических эффектах: -освобождение примесей или разложение протяженных дефектов на составные части.

-диффузия примесей или составных частей дислокаций.

-поглощении примесей или собственных межузельный атомов некоторым стоком.

Рассмотрим три основные механизма геттерирования примесей.

1. Образование пар ионов. Диффузия фосфора является эффективным методом геттерирования. Профиль распределения таких примесей, как медь, которая в основном находится в междоузлиях в решетке нелегированного кремния и диффундирует по межузельному механизму, принимает форму диффузионного профиля распределения фосфора. Атомы меди занимают положения в узлах кристаллической решетки кремния в области, легированной фосфором, а затем захватываются вакансиями, расположенными около атомов фосфора, образуя пары $P^{+}Cu_3^{-}$. Энергия связи и коэффициент диффузии ионных пар определяются обоими ионами.

2. Геттерирование с использованием нарушенных слоев. Геттерируюшее действие дефектов было исследовано с использованием пескоструйной обработки, механического абразивного воздействия ультразвуком или шлифованием. Особенности дефектов зависят от концентрации и вида имплантированных частиц.

Оптимальная температура геттерирования определяется для каждого конкретного случая. Время жизни неосновных носителей в слое, имплантированном аргоном, существенно увеличивается после отжига при температуре 850 С.

Табл. 1. Основные физические эффекты, сопровождающие ионную имплантацию.

Индекс эффекта		Наименование физического эффекта
1		Химическое легирование
2		Нарушение кристаллической структуры материала мишени
	2.1	Нарушение стехиометрии материала мишени
3		Радиационное стимулирование процессов
	3.1	Стимулирование дефектообразующей радиацией
	3.2	Стимулирование неразрушающей радиацией
	3.3	Постимплантационное стимулирование
4		Геттерирование дефектов и подвижных примесей
5		Механические напряжения
6		Образование макроскопических дефектных структур
7		Фазовые переходы
8		Диффузионные эффекты
	8.1	Диффузионное перераспределение примеси
	8.2	Диффузия дефектов

3. Внутреннее геттерирование. Геттером может служить преципитаты SiOx и комплексы дислокаций, присутствующие в объеме кремниевой подложки после предварительной имплантации в нее кислорода. Воздействие этих преципитатов на дислокации приводит к тому, что последние действуют в качестве стока для примесей тяжелых металлов, тогда как поверхностные области становятся свободными от дефектов.

В статье рассмотрены вопросы создания износостойких поверхностных слоев, а именно ионная имплантация и геттерирование.

Список литературы:

1. Комаров Ф. Ф. Ионная имплантация в металлы. М.: Наука и техника, 1980. 2. Белый А. В., Карпенко Г. Д., Мышкин Н. К. Структура и методы создания износостойких поверхностных слоев. М.: Наука и техника, 1991. –175 с.
2. Белый А. В., Кукареко В.А., Лободаева О. В., Таран И. И., Ших С. К. Ионно-лучевая обработка металлов, сплавов и керамических материалов. Мн.: Наука и техника, 1997. –185 с.
3. Научно-технический прогресс в машиностроении. Современные методы упрочнения поверхностей деталей машин/Под ред. Фролова К.В. –М.: Институт машиноведения АН СССР, 1989. – 286 С.
4. Белый А. В., Симонов А. В., Ших С. К. Применение ионного легирования для повышения эксплуатационных характеристик деталей машин и оборудования. Мн.: БелНИИТИ, 1985. – 44 с.

ИССЛЕДОВАНИЯ СТАБИЛИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ В КОМПЕНСИРОВАННОМ КРЕМНИИ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ γ-КВАНТАМИ

М.Ю. Ташметов, Ш.А. Махмудов, А.А. Сулаймонов, А.К. Рафиков
Институт ядерной физики Академии наук Республики Узбекистан.
Email:rafikov@inp.uz

Исследуется изменение концентрации носителей заряда в компенсированном кремнии (полученном предварительным облучением) под воздействием облучения γ-квантами. Обнаружено, что скорость удаления носителей заряда в компенсированном кремнии меньше, чем в контрольном образце. Обсуждается новый механизм, обусловливающий радиационную стабильность электрофизических свойств компенсированного кремния

В кремнии дефекты, создающие глубокие энергетические уровни (ГЭУ), являются одним из способов формирования необходимого комплекса электрофизических и фотоэлектрических свойств облучаемого материала [1–4]. Показано существенное влияние наличия примесей на радиационную стабильность параметров дефектов, создающих ГЭУ в кремнии. Этот факт в большинстве опубликованных работ [1–6] объясняется одновременной реализацией двух механизмов под действием радиации: переходом части электрически неактивных атомов примеси в электрически активное состояние (канал 1) и усилением ухода первичных радиационных дефектов: вакансий (*V*) и собственных междоузельных атомов (*I*) надополнительные стоки (канал 2) в легированном материале (в качестве таких стоков выступают границы раздела междупримесными микровключениями матрицей).

Следует отметить, что уменьшение концентрации радиационных компенсирующих центров (в результате реализации1 и 2 каналов) и одновременное увеличение концентрации компенсирующих примесных центров (в результате реализации 1-го канала) в процессе облучения не является самой главной причиной уменьшения скорости удаления носителей в легированном кремнии с ГЭУ. Использование этой идеи в решении проблемы радиационной стабильности (по проводимости) легированного материала нуждается в своем доказательстве, так как механизм повышения радиационной стабильности материала с ГЭУ пока остается не до конца выясненным. Причиной этого является недостаточная изученность поведения примесей в кремнии с ГЭУ после термодиффузии в зависимости от скорости охлаждения, повторной термообработки воздействия проникающей радиации. Отметим, что любой из выше указанных факторов приводит к изменению подвижности концентрации носителей заряда (степени компенсации), а также к изменению условий их рекомбинации. Это вызывает значительные изменения объемно-градиентных явлений, обусловленных неравномерным распределением основных и технологических примесей в компенсированном кремнии [3]. Каждый микро участок в зависимости от степени компенсации имеет положительный или отрицательный потенциал относительно соседнего, т. е. в объеме кристалла создается случайный электрический потенциал, который существенно влияет на явления переноса носителей заряда. Однако, несмотря на это, отсутствуют целенаправленные исследования по изучению роли градиента концентрации носителей заряда и микро неоднородности по проводимости в радиационной стабильности электрофизических свойств компенсированного материала с ГЭУ.

Цель работы — выявление процессов, приводящих к радиационной стабильности электрофизических свойств компенсированного материала.

Компенсированный кремний с ГЭУ получался путем облучения двумя видами радиации, отличающимися особенностью дефектов, генерируемых ими в материале, в частности нейтронами атомного реактора (образцы типа 1) и γ-квантами ^{60}Co (образцы типа 2), т.е. компенсированный кремний получался путем компенсации радиационными центрами. Тем самым в образцах типа 2 исключались оба канала воздействия радиации (для реализации 1 и 2 каналов в образцах отсутствует скопление примесных атомов, создающих ГЭУ).В образцах типа 1 исключался 1-й канал и было ставлен 2-й канал(в образцах для реализации 2-го канала имеются области разупорядочения).

В качестве исходного материала использовался *n*-Si⟨P⟩ с $\rho \approx 3$ Ом·см, выращенный методом Чохральского с плотностью дислокаций $\sim 10^4$см^2. Различная степеньми кроне однородности по проводимости осуществлялась путеми зменения степени компенсации примеси изменения проводимости кремния, облучением быстрыми нейтронами (образцы типа 1) и γ-квантами (образцы типа 2). При этом степень компенсации $K = N_{RD}/n$ (где N_{RD} – концентрация компенсирующих радиационных центров, n — средняя концентрация основных носителей) для образцов типа 1 и 2 составляла $K = 0.2 \div 0.9$.Параметры образцов приведены в таблице. Расчет размеров (r) и амплитуды флуктуации (Δ_0) в зависимости от концентрации радиационных центров в кремнии проводился по известным формулам [2,4]:

$$r=(N_{RD})^{1/3}/n^{2/3},\ \ \Delta_0=(e^2\chi)(N_{RD})^{2/3}/n^{1/3},$$

где e — заряд электрона, χ — диэлектрическая проницаемость. Разброс величины концентрации носителей между высокоомной (n^{max}) и низкоомной (n^{min}) областями рассчитывался также по известным формулам [2]:

$$\delta=2(n^{max}-n^{min})/(n^{max}+n^{min}).$$

Как видно из таблицы, на основе кремния *n*-типа с одинаковыми исходными параметрами путем облучения (нейтронами γ-квантами) получены частично компенсированные образцы (типа1 и 2) с различными степенями микронеоднородности по проводимости. Сростом концентрации радиационных центров по вышается разброс концентрации носителей заряда δ, амплитуда Δ_0и размер r флуктуаций, а также понижается подвижность носителей заряда μ.

Для сравнениия параллельно исследовались контрольные (предварительно необлученные) образцы кремния с близкой проводимостью *n*-Si⟨P⟩ (образцытипа3). Начальная (10%-ая) скорость удаления носителей заряда ($\Delta n/\Phi$) при γ-облучении с мощностью дозы~2000 Р/с исследовалась методом измерения коэффициента Холла и удельного сопротивления.

На рис. 1 приведены зависимости начальной скорости удаления носителей в γ-облученном кремнии от начальной концентрации носителей (до γ-облучения). Полученные экспериментальные результаты удовлетворительно описываются следующими зависимостями для образцов:

$$\text{типа 1—}\Delta n/\Phi=3\cdot10^{-20}n, \quad (1)$$

$$\text{типа 2—}\Delta n/\Phi=5\cdot10^{-15}n^{0.66}, \quad (2)$$

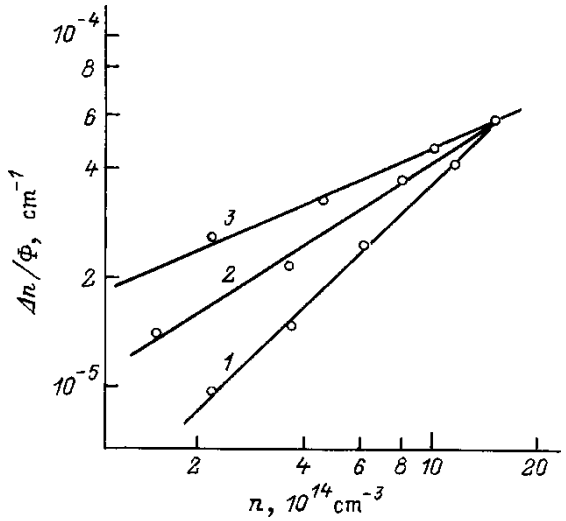
где n — начальная концентрация электронов (при использовании выражений (1)–(3) необходимо учитывать то, что они справедливы в интервале концентрации $10^{14}\div2\cdot10^{15}$см$^{-3}$. Следует отметить, что полученные результаты в образцах типа 3 практически совпадают сданными.

Как видно из рис.1, начальная скорость удаления носителей $\Delta n/\Phi$ при одинаковой концентрации носителей заряда в образцах типа 1 значительно ниже, чем

в образцах типа 2, и это объясняется усилением ухода первичных радиационных дефектов на стоки (области разупорядочения).

При современной технологии выращивания кристаллов кремния из-за неравномерного распределения основных легирующих примесей фосфора (или бора) и технологических примесей кислорода в объеме кристалла образуются низкоомные (n^+) и высокоомные (n) области проводимости. Даже при равномерном распределении концентрации компенсирующих радиационных дефектов при облучении таких кристаллов (в виду исходного неравномерного распределения примесей, в данном случае фосфора) происходит неравномерная компенсация электрически активных примесей в образце. Причем сростом степени компенсации, как указано выше (см. таблицу), возрастает амплитуда разброса концентрации носителей заряда между этими областями. Наличие контактов между n^+- и n-областями приводит к возникновению потенциального барьера (Δ_0).

Рис.1. Зависимости начальной скорости удаления носителей заряда при облучении γ-



квантами ^{60}Co от начальной концентрации носителей в образцах компенсированного T=300K). кремния, полученных облучением быстрыми нейтронами (*1*), γ-квантами (*2*) и в контрольном кремнии (*3*).

Считалось, во-первых, что при компенсации примесей в кремнии (типа 1 и 2) образуются центры с E_c−0.18эВ (*A*-центры), E_c−0.23 эВ (дивакансии), E_c−0.34 эВ и E_c−0.44 эВ (*E*-центры); во-вторых, уровень Ферми в n^+- области находится между уровнями E_c− 0.34 эВ и E_c− 0.44 эВ, т. е. энергетические уровни *A*-центра и дивакансии находятся над уровнем Ферми, и поэтому эти уровни полностью ионизованы, что касается центров с E_c− 0.34 эВ и E_c− 0.44 эВ, то ввиду их расположения относительно уровня Ферми они заполнены электронами. В *n*-области уровень E_c− 0.34 эВ частично ионизован, а центр с E_c−0.44 эВ заполнен электронами.

Таким образом, снижение скорости удаления носителей заряда поддействием γ-квантов можно объяснить в основном радиационным усилением флуктуационных барьеров между низко- и высокоомной областями усилением уходачасти образующихся дефектов типа *V* и *I* на стоки в компенсированном кремнии с глубокими уровнями.

Литературы

1. Е.Ф. Уваров, М.В. Чукичев. В сб.: *Радиационная физика неметаллических кристаллов* (Минск, Наука и техника, 1970) с.81.

2. С.З. Зайнабиддинов, Э.Э. Рубинов. *Нейтронно-трансмутационное легирование кремния* (Ташкент, Фан, 1983).
3. Karimov M., Makhkamov Sh., Makhmudov Sh.A., Muminov R.A., Rakhmatov A.Z., Sulaimanov A.A., Tursunov N.A. Peculiarities of influence of radiation defects on photoconductivity of silicon irradiated by fast neutrons. *(Applied Solar Energy, Allerton Press, Inc., 2010*) vol. 46 (4), pp. 298-300.
4. Каримов М., Махкамов Ш., Турсунов Н., Махмудов Ш.А., Сулаймонов А.А. Влияние быстрых нейтронов на электрофизические свойства ядерно-легированного кремния р-типа» // Известия вузов, Физика. – Томск. 2011. –Вып. 5 – С. 75-78.
5. Yu. Tashmetov, Sh. A. Makhmudov, A. A. Sulaymonov, A. K. Rafikov, B. Zh. Abdurayimov. Photosensors Based on Neutron Doped Silicon // ISSN 0003-701X, Applied Solar Energy, 2019, Vol. 55, No. 1, pp. 71–73.
6. Sh Makhmudov, A Sulaymonov, A Rafikov, G Xudayberganova. Study of after diffusion regions in highly doped silicon // International scientific journal Science and Innovation, ISSN: 2181-3337, V-1, №6, October 9, 2022, - Pp. -402-404.
https://doi.org/10.5281/zenodo.7178339

AMORF GIDROGENIZATSIYALANGAN KREMNIY PARDALARINI FOTOELEKTRIK O’TKAZUVCHANLIGI.

S.Z. Zaynobidinov[1], U.S. Boboxo’jaev[2], M.A. Usmanov[2], A.B. Nabiyev[2], A.A.Botirjonov[2]

[1]Andijon davlat universiteti. [2]Namangan davlat universiteti.

Email: anabiyev76@mail.ru

Amorf gidrogenizatsiyalangan kremniy (*a-Si:H*) ham ilmiy, ham amaliy nuqtai-nazardan istiqbolli amorf yarim o’tkazgich hisoblanadi. *a-Si:H* o’zining yuqori fotoelektrik o’tkazuvchanligi, keng spektral oraliqda yuqori yutish koeffitsienti va legirlashni samaradorligi bilan ilmiy tadqiqotchilarni turli usullarni qo’llash imkoniyatini yaratadi. Amaliy jihatdan esa u asosida tannarxi arzon va uni o’stirish texnologiyasini samaradorligi, ya’ni unga yuqori bo’lmagan harorat oralig’ida (200 ^{0}S ~ 600 ^{0}S) turli qalinlikdagi katta yuzali pardalarni olish imkoniyatini kengligi bilan ajralib turadi.

a-Si:H asosida juda ko’p fotoelektrik qurilmalar yaratilgan: quyosh elementlari, fotoelementlar, vidikonlar, maydon tranzistorlar (suyuq kristalli displeylar uchun), xotira elementlari va boshqalar.

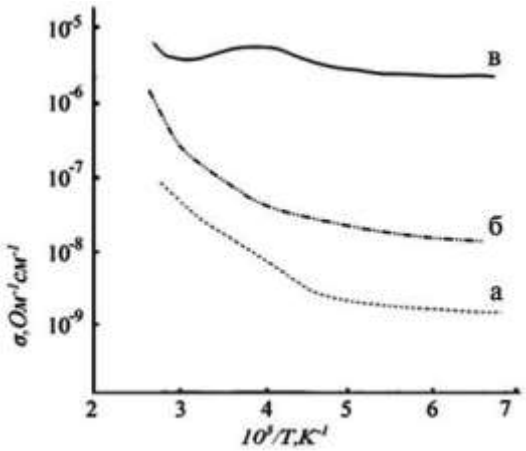
Ma’lumki yarim o’tkazgichli qurilmalar yaratish uchun esa *a-Si:H* ni fotoelektrik kattaliklari muhim ahamiyat kasb etadi. Ayniqsa uning fotoelektrik parametrlarini keng harorat intervalidagi o’zgarishi. Buning asosiy sabablaridan biri kosmik tadqiqotlarga mo’ljallangan quyosh elementlarini keng harorat intervalida ishlashidir.

SHuni hisobga olib ushbu maqolada kuchli va kuchsiz legirlangan *a-Si:H<B>* pardalarini fotoelektrik o’tkazuvchanligini haroratga bog’liqligi orqali rekombinatsion jarayonlar mexanizmini tadqiq etish.

Olingan natijalar va ularning taxlili.

Tok tashuvchilarning μ va τ kattaligini eng ko’p foydalaniladigan tadqiqot usullaridan biri statsionar fotoelektrik o’tkazuvchanlikni haroratga bog’liqligini (Steady – State Photoconductivity SSPC)) yordamida o’rganishdir.

Adabiyotlar tahlilidan shuni ko’rdikki bu usulda asosan $\sigma_{ph}(1/T)$ bog’lanish o’rganiladi. [1,2,3] ishlarda olingan (1-rasm) grafiklardan ko’rinib turibdiki bu bog’lanishni bitta funktsiya orqali ifodalab bo’lmaydi. SHuning uchun fotoelektrik o’tkazuvchanlik grafigini turli sohalarini tadqiq qilib, tok tashuvchanlik mexanizmi haqida alohida-alohida ma’lumot olish mumkin.

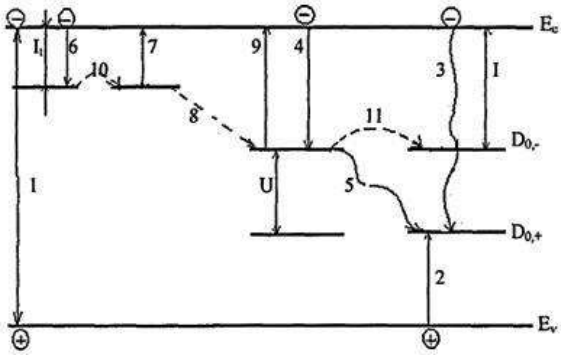


1-rasm. Kuchli legirlangan *a-Si:H<B>* (a,b), kuchsiz legirlangan ammo xususiy o’tkazuvchanlikka ega *a-Si:H* (v) pardalar uchun σ(1/T) bog’lanish keltirilgan.

1-rasmda kuchli legirlangan *a-Si:H<B>* (a,b), kuchsiz legirlangan ammo xususiy o’tkazuvchanlikka ega *a-Si:H* (v) pardalar uchun σ(1/T) bog’lanish keltirilgan. Bunday usulda o’lchov ishlari komplanar strukturada (1-rasm, v) bajariladi.

Yorug’lik *a-Si:H* pardaning barcha hajmida bir tekis yutilgani uchun , na’munani barcha qismida nomuvozanatli tok tashuvchi kovaklar bir tekis taqsimlangan bo’ladi.

Fotoelektrik o’tkazuvchanlikni haroratga bunday bog’lanishini tushuntirish uchun *a-Si:H* ni harakatchanlik tirqishidagi D – markazlarni diskret sathlarda taqsimlangan deb quyidagi taqsimlanish modelidan foydalanamiz [6]. (2-rasm)



2- rasm. *a-Si:H* tizimda elektronlarni o’tishi.

To’lqinli chiziqlar bilan rekombinatsion o’tishlar belgilangan, shtrixli chiziqlar bilan markazdan-markazga sakrash.

U-ikki elektronli musbat korrelyatsiya energiyasi.

SHuning uchun uzluksizlik va elektroneytrallikni kinetik tenglamasini quyidagi ko’rinishda bo’ladi.

$$\sigma = e\Delta n\mu_n + e\Delta p\mu_p \qquad (1)$$

$$\Delta N_0 \frac{\partial f}{\partial t} = p_t - p_{t0} + N_0^+ - N^+ + N_0^0 - N^0 \qquad (2)$$

Bu yerda Δn va Δp - nomuvozanatli elektron va kovaklarni ortiqcha kontsentratsiyasi, $p_{t0\ va}\ p_t$ -valent sohasi dumidiga tutqichlardagi kovaklarni muvozanatli va nomuvozanatli kotsentratsiyasi.

N_0^0 va N^0 D^0 – markazlarni yoritilmagan va yoritilgan xoldagi kontsentratsiyasi.

N_0^+ va N^+ - D^+ - markazlarni yoritilmagan va yoritilgan holdagi kontsentratsiyasi.

a-Si:H ni legirlangani uchun (1) tenglamada $\Delta n \approx 0$ bo’ladi deb faraz qilamiz.

Bundan tashqari $\frac{\sigma_\phi}{\sigma_T} \approx 10^2 - 10^4$ munosabatga ko’ra $p_t >> p_{t0}$ bo’ladi. *p* –tip *a-Si:H* larda asosiy rekombinatsiya markazlari sifatida D^0 – markazlar qaralgani uchun va to’la kontsentratsiya uchun

$N_D = N_0^0 + N_0^+ = N^0 + N^+$ ifodani hisobga olsak $N_D \approx N^0$ bo’ladi. U holda termodinamik muvozanat uchun $N_D \frac{\partial f}{\partial t} = 0$ ifodani hisobga olib

$$P_t = N^0 \qquad (3)$$

ifodaga ega bo’lamiz.

Kovaklar uchun tutqichlar valent soha dumida taqsimlangani uchun ortiqcha kovaklar o’zgarishini

$$\frac{\Delta p}{p_t} = \frac{N_v}{N_{pt}} \exp(-\frac{E_v - E_{tp}}{kT}) \quad (4)$$

ko’rinishida ifodalaymiz.

N_v – valent sohadagi kovaklarni effektiv kontsentratsiyasi.

N_{tp} – kovaklar uchun tutqichlarni kontsentratsiyasi.

E_{tp} - kovaklar uchun tutqichlarni energetik o’rni.

E_v – valent sohani eng yuqori qismini energetik o’rni.

Ikkinchi tomondan Δp - yorug’lik ta’sirida xosil bo’lgan kovaklar generatsiya tezligi orqali ifodalash mumkin.

$$G = \frac{P_{tp}}{\tau_p} \quad (5)$$

Bu yerda τ_p – kovaklarning o’rtacha yashash vaqti bo’lib,

$$\tau_p = \frac{1}{C_p^0 \Delta p} \quad (6)$$

tenglama orqali aniqlanadi.

G – tok tashuvchilarni optik generatsiyasi tempi.

C_p^0 - kovaklar tutilish koeffitsienti.

(5), (6) ifodalarni hisobga olib (4) ifodani quyidagicha ifodalashimiz mumkin.

$$\Delta p = \left[\frac{GN_v}{C_p^0 N_{tp}}\right]^{\frac{1}{2}} \cdot \exp(\frac{E_v - E_{tp}}{2kT}) \quad (7)$$

U holda fotoelektr o’tkazuvchanlik uchun quyidagi ifodaga ega bo’lamiz.

$$\sigma_{ph} = e\mu_p \left[\frac{GN_v}{C_p^0 N_{tp}}\right]^{\frac{1}{2}} \cdot \exp(\frac{E_v - E_{tp}}{2kT}) \quad (8)$$

(8) ifodadan ko’rinib turibdiki, unda τ_p kattalik ishtirok etmaydi.

N_{tp} – kovaklar uchun tutqichlarni effektiv kontsentratsiya edi, harorat ortib borishi ushbu tutqichlarni to’lishiga olib keladi. Ushbu holatni tutqichlarni to’la to’lishi (polnogo zapolneniya lovushek PZL) sodir bo’ladi.

Bu hol uchun (6) ifoda o’rinli bo’ladi.

Demak (8) ifodani quyidagicha ko’rinishda yozishimiz mumkin.

$$\sigma_{ph} = e\mu_p (\tau_p)^{\frac{1}{2}} \cdot (GN_v)^{\frac{1}{2}} \exp(\frac{E_v - E_{tp}}{2kT}) \quad (9)$$

2.1- rasmdagi 1 va 2 grafiklardan ko’rinib turibdiki (9) ifoda 200 K > T < 120 K oralig’idagi fotoelektr o’tkazuvchanlikni eksponentsial o’sishiga to’g’ri kelar ekan.

Bu holatdagi rekombinatsiya mexanizmini quyidagicha tushuntirish mumkin: Haroratni ortishi tutqichlardagi kovaklarni valent sohasiga termik faollashtiradi. Bu esa D^0 – markazlarda kovaklarni tutilishiga olib keladi. Ya’ni $D^0 + h \rightarrow D^+$ qayta zaryadlanishni sodir etadi. D^0 – markaz kontsentratsiyasini kamayishi esa, o’z navbatida τ_p – kattalikni ortishiga olib keladi va natijada σ_{ph} kattalik ham ortib boradi.

Ammo ushbu formula bilan kuchsiz legirlangan xususiy *a-Si:H* va legirlangan *a-Si:H(B)* pardalarini past haroratlarda fotoelektr o’tkazuvchanlikni haroratga bog’liqligini ifodalay olmaydi. Fotoelektr o’tkazuvchanlikni bunday holatini biz quyidagicha izohlash mumkin.

Kuchsiz legirlangan ammo xususiy o’tkazuvchanlikka ega *a-Si:H* pardalarni harakatchanlik tirqishda uzilgan *Si-Si* bog’lar xosil qilgan deffektlar kontsentratsiyasi deyarli minimal bo’ladi [4,5]. Yorug’lik ta’sirida D^0 va D^- – markazlarni nisbiy o’zgarishi katta bo’lib, termik faollashish orqali bu o’zgarish o’rtasidagi tafovut ortib boradi. Bu esa kovaklarni yashash vaqti τ_p – kattalikni kamayishiga, elektronlarni yashash vaqti τ_n – kattalikni ortishiga olib keladi. Natijada umumiy fotoelektr o’tkazuvchanlik (σ_{ph}) kuchsiz o’zgaradi.

Bu holatni analitik formula yordamida ifodalash ancha murakkab. SHuning uchun sonli modellashtirish yordamida keltirib chiqariladi. Bu alohida tadqiqotni talab qiladi.

Ammo ushbu sohalardan, ya’ni fotoelektr o’tkazuvchanlikni haroratga kuchsiz bog’liqligidan asosan $\mu_n\tau_n$ kattalik aniqlanadi.

(1) tenglamada $\mu_n\tau_n >> \mu_p\tau_p$ ekanligini hisobga olsak,

$$\sigma = eG\mu_n\tau_n \qquad (10)$$

ifodaga ega bo’lamiz. Yuqorida aytganimizdek $\mu_n\tau_n$ kattalikni aniqlash mumkin. Demak *i*-tip, ya’ni kuchsiz legirlangan *a-Si:H* larda kovak o’tkazuvchanlikni SSPC usuli orqali aniqlab bo’lmas ekan.

Xulosa. Tadqiqotlar taxlili va natijalardan quyidagi xulosalarga kelish mumkin:

Legirlangan *p*-tip *a-Si:H<B>* larda fotoelektr o’tkazuvchanlikda haroratga eksponentsial bog’langan qismida tok tok tashuvchanlikda deyarli kovaklar ishtirok etadi.

Eksponentsial bog’lanishni sababi kovaklarni termik faollashuvi tufayli $D^0 + h \rightarrow D^+$ qayta zaryadlanish hisobiga τ_p ortishidir.

p-tip *a-Si:H<B>* va kuchsiz legirlangan xususiy o’tkazuvchanlikka ega *a-Si:H* pardalarda fotoelektr o’tkazuvchanlikni haroratga kuchsiz bog’lanishini sababi, fotoelektr o’tkazuvchanlikda ikki turdagi tok tashuvchilarni ishtirok etishi va D – markazlarning haroratga bog’liq xolda τ_n va τ_p ga turlicha ta’siridir.

Adabiyotlar.

1. O. A. Golikova, M. M. Kazanin, A. N. Kuznetsov, Ye. V. Bogdanova, FTP, (2000), t. 34, V. 9, s. 66-70.
2. S. V. Kuznetsov , FTP, (2000), V. 6. s. 748-752.
3. Kurova I. A., Nalьgieva M. A., Ormont N. N., Vestnik MGU, seriya 3, Fizika, Astronomiya, (2005), № 4, s. 54-57.
4. O. A. Golikova, Domoshevskaya E. P., Kudoyarova V. X., Mezdrogina M. M., Sorokina K. L., Terekov V. A., Trostyanskiy S. V., FTP, (1989), t. 23. V. 3. s. 450-455.
5. O. A. Golikova, U. S. Boboxodjaev, Dubro V. V., Ikramov R. G., M. M. Kazanin, Mezdrogina M. M., Yafaev R. R., FTP, (1992), t. 26. V. 1. s. 66-70.
6. Balogurov L. A., Kyutte Ya. Ya., FTP, (1985), t. 19. V.6. s. 1046-1049.

MAGNIT MAYDONI TA’SIRIDAGI KICHIK O’LCHAMLI YARIMO’TKAZGICHLARDA KOMBINATSIYALANGAN HOLATLAR ZICHLIGI OSTSILLYATSIYALARINI HISOBLASH

U.I. Erkaboyev, N.A. Sayidov, S.I. G’ayratov
Namangan muhandislik-texnologiya instituti

Ma’lumki, tashqi omillar (harorat, magnit maydoni va bosim)ning kvant o’lchamli geterostrukturalarga ta’siri zadyad tashuvchilarning energetik satx holatlari o’zgarishiga va, natijada, magnitooptik yutilish chegarasining siljishiga olib keladi. Nanoo’lchamli yarimo’tkazgichlarning magnitooptik yutilish spektri ruhsat etilgan sohaning turli minimumlari orasidagi energetik masofa bilan aniqlanadi. Bundan kelib chiqadiki, kvant o’rasining ta’qiqlangan sohasi kengligi tashqi omillar ta’sirida yoki torayadi, yoki kengayadi. SHunday qilib, magnitooptik yutilish spektrini uning chegarasi yaqinida o’rganish zaryad tashuvchilarning o’tkazish sohasi quyi chegarasi yaqinidagi va kvant o’rasining valent sohasi yuqori chegarasi yaqinidagi energetik spektri strukturasi to’g’risida ma’lumot beradi. Bu esa nanoo’lchamli yarimo’tkazgichlarning magnit, optik va elektrik xususiyatlarini aniqlashda juda muhimdir.

Bundan kelib chiqadiki, kuchli magnit maydoni mavjud bo’lganda, kvant o’ra holatlarining kombinatsiyalangan zichligini hisoblash uchun dispersiya energiyasi qonunlaridan foydalaniladi. Ularni quyidagicha yozish mumkin:

$$E_c^{2d}(B,d,n_{cZ}) = \left(N_L^c + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_c^c + \frac{\hbar^2\pi^2}{2m_c d^2}n_{eZ}^2 + m_s^c g_c \mu_B H$$
$$E_v^{2d}(B,d,n_{vZ}) = -\left(N_L^v + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_c^v - \frac{\hbar^2\pi^2}{2m_v d^2}n_{vZ}^2 - m_s^v g_v \mu_B H - E_g^{2d}(0) \quad (1)$$

Bu yerda, $N_L^c, N_L^v -$ kvan o’rasining ruxsat etilgan sohasidagi zaryad tashuvchilarning Landau satxlari soni; $\omega_c^c, \omega_c^v -$ kvant o’rasining o’tkazuvchan va valent sohalarida magnit maydonining tsiklotron chastotasi; d – kvant o’rasi qalinligi; $n_{eZ}^2, n_{vZ}^2 -$ kvant o’rasining o’tkazuvchan va valent sohalarida o’lchamli kvantlash qism-sohasining tartib raqami; n_{eZ}, n_{vZ} – mos ravishda Z o’qi bo’yicha elektronlar va teshiklarning kvantlash satxlari tartib raqamlari; elektron va valent sohalar simmetrik deb faraz qilamiz, u holda, $n_{eZ} = n_{vZ} = n_Z$ shart bajariladi; $m_s^c g_c \mu_B H, m_s^v g_v \mu_B H -$ ruxsat etilgan sohadagi spin energiyasi; $E_g^{2d}(0) -$ absolyut nolь haroratda kvant o’rasi ta’qiqlangan sohasining kengligi; V – magnit maydoni induktsiyasi.

$E_c^{2d}(B,d,n_Z)\ va\ E_v^{2d}(B,d,n_Z)$ lar uchun, spinni hisobga olmaganda, magnitooptik o’tishlar energiyaning saqlanish qonuniga mos keladi:

$$E_{cv}^{2d}(B,d,n_Z) = E_c^{2d}(B,d,n_Z) - E_v^{2d}(B,d,n_Z)$$
$$E_{cv}^{2d}(B,d,n_Z) = E_g^{2d}(0) + \left(N_L^c + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_c^c + \left(N_L^v + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_c^v + \frac{\hbar^2\pi^2}{2m_{cv}^* d^2}n_Z^2 \quad (2)$$
$$h\nu \geq E_{cv}^{2d}(B,d,n_Z)$$

Bu yerda, $h\nu -$ yutilayotgan fotonning yutiluvchi energiyasi, $\nu -$ yorug’lik energiyasi, $\frac{1}{m_{cv}^*} = \frac{1}{m_c^*} + \frac{1}{m_v^*} -$ kombinatsiyalangan (keltirilgan) effektiv massa.

OZ o’qi yo’nalishi buyicha, kuchli magnit maydoni zaryad tashuvchilar uchun energiya va to’lqin vektori orasidagi nisbatni o’zgartirmaydi. Biroq, zaryad tashuvchilarning magnit induktsiyasiga perpendikulyar yo’nalishdagi (XY tekislikda) harakati uchun energetik sathlarning avvalgi kvaziuzluksiz qatori Landauning diskret satxlari sistemasi bilan almashadi. Elektronlar va teshiklarning effektiv massalari teng deb olinayotganligi sababli, Landau sathlari orasidagi masofa kvant soniga bog’liq bo’lmaydi va u $\hbar\omega_s$ ga teng bo’ladi. Demak, kvant o’rasining o’tkazuvchan va valent sohalarida erkin elektronlar va teshiklarning har uchchala yo’nalish bo’yicha harakati cheklangan. Kvantlovchi magnit maydoni ta’sirida kvant o’rasi kvant nuqtasi analogiga aylanadi. $N_{jds}^{0d}(E) = \sum_{l,m,n} \delta(E - E_{lmn})$ formulaga muvofiq, $\delta(E - E_{lmn})$ argumentda E ni $\hbar\nu$ ga va E_{lmn} ni $E_{cv}^{2d}(B, d, n_Z)$ ga almashtirib, quyidagiga ega bo’lamiz:

$$N_{jds}^{2d}(h\nu,\ E_{cv}^{2d}(B, d, N_L^{cv}, n_Z)\ ) = \frac{eB}{\pi\hbar} \sum_{N_L^c, N_L^v, n_Z} \delta\left(h\nu -\ E_{cv}^{2d}(B, d, N_L^{cv}, n_Z)\right) \qquad (3)$$

SHunday qilib, kvantlovchi magnit maydon ta’sirida kvant o’rasining kombinatsiyalangan holat zichligini aniqlash uchun (3) formuladan foydalanish mumkin. Biroq, bunday formulalarda to’g’risohali kvant o’ralari uchun harorat va bosimning elektronlar va teshiklarning diskret Landau sathlariga ta’siri hisobga olinmaydi.

Adabiyotlar ro’yxati

1. G.Gulyamov, U.I.Erkaboev, P.J.Baymatov, A.G.Gulyamov. The effect of pressure on the magneto-absorption in narrow-gap semiconductors. International scientific journal for alternative energy and ecology. 2017. № 07-09. pp. 112-120. *doi: 10.15518/isjaee.2017.07-09.112-120*

2. G.Gulyamov, U.I.Erkaboev, P.J.Baymatov. Simulation of energy dependence of the photon absorption on the magnetic field in semiconductors. International scientific journal for alternative energy and ecology. 2016. № 19-20. pp. 130-138. *doi: 10.15518/isjaee.2016.19-20.130-138.*

3. L.R.Ram Mohan, Peter A.Wolff. Joint density of states in interband transitions in semiconductors in a magnetic field. Physical Review B. 1982. Vol.26, No.12. pp. 6711-6718.

4. M.L.Badgutdinov, A.É.Yunovich. Emission spectra of InGaN/AlGaN/GaN quantum well heterostructures: Model of the two-dimensional joint density of states. Semiconductors, 2008, Vol. 42, No.4, pp.429–438.

5. U.I.Erkaboev, R.G.Rakhimov, N.A.Sayidov, J.I.Mirzaev. Modeling the temperature dependence of the density oscillation of energy states in two-dimensional electronic gases under the impact of a longitudinal and transversal quantum magnetic field. Indian Journal of Physics. 2022. https://doi.org/10.1007/s12648-022-02435-8

6. Yu-Shou Wang, Nai-Chuan Chen, Chun-Yi Lu, Jenn-Fang Chen. Optical joint density of states in InGaN/GaN-based multiple-quantum-well light-emitting diodes. Physica B. 2011. Vol.406. pp. 4300–4303.

7. Erkaboev, U.I., Sayidov N.A., Negmatov, U.M., Rakhimov, R.G., Mirzaev, J.I. Influence of a quantizing magnetic field on the Fermi energy oscillations in two-dimensional

semiconductors. International Journal of Applied Science and Engineering, 2022, 19(2), 2021123, https://www.scopus.com/sourceid/21100822732, CiteScore 1.7, Q2.
8. Erkaboev, U.I., Sayidov N.A., Rakhimov, R.G., Mirzaev, J.I. Modeling the temperature dependence of the density oscillation of energy states in two-dimensional electronic gases under the impact of a longitudinal and transversal quantum magnetic fields. Indian Journal of Physics, 2022, https://www.scopus.com/sourceid/145208, CiteScore 2.9, Q3, https://doi.org/10.1007/s12648-022-02435-8

СОСТОЯНИЕ АТОМОВ ЛЕГИРУЮЩИХ ЭЛЕМЕНТОВ В РЕШЕТКЕ КРЕМНИЯ

Р.М. Жалалов, К.М. Файзуллаев, А.М. Саматов
Наманганский государственный университет,
E-mail: qahramon_fayz@mail.ru

При растворении атомов легирующих элементов в кремнии вносятся дополнительные квантовые уровни, которые локализуются в местах нахождения связанных с ними атомов. При сравнительно небольших содержаниях атомов легирующих элементов в решетке кремния, когда посторонние атомы располагаются на достаточно больших расстояниях друг от друга, эти дополнительные уровни не расщепляются в зоны. В сильно легированных полупроводниках, когда волновые функции валентных электронов посторонних атомов перекрываются, уровни этих электронов образуют зону, которая обеспечивает проводимость, если не все уровни в этой зоне заняты электронами.

Рассмотрим, что происходит при растворении в кремнии атомов легирующих элементов, имеющих конкретные отличия в строении внешних электронных оболочек. Известно, что кремний имеет по четыре валентных электрона и каждый атом в кристаллической решетке связан ковалентными связями с четырьмя соседними атомами. Теперь если кремний легировать элементом, например, группы V периодической системы, атомы которого имеют пять валентных электронов, то при замещении атома германия или кремния в соответствующей кристаллической решетке (рис. 1, а) четыре электрона атома легирующего элемента пойдут на осуществление химической связи с четырьмя ближайшими соседями, а пятый электрон может при соответствующих условиях перейти в зону проводимости. Поэтому легирующие элементы с большей валентностью по сравнению с кремнием, которые могут давать электроны в зону проводимости, называются элементами донорного типа, или донорами.

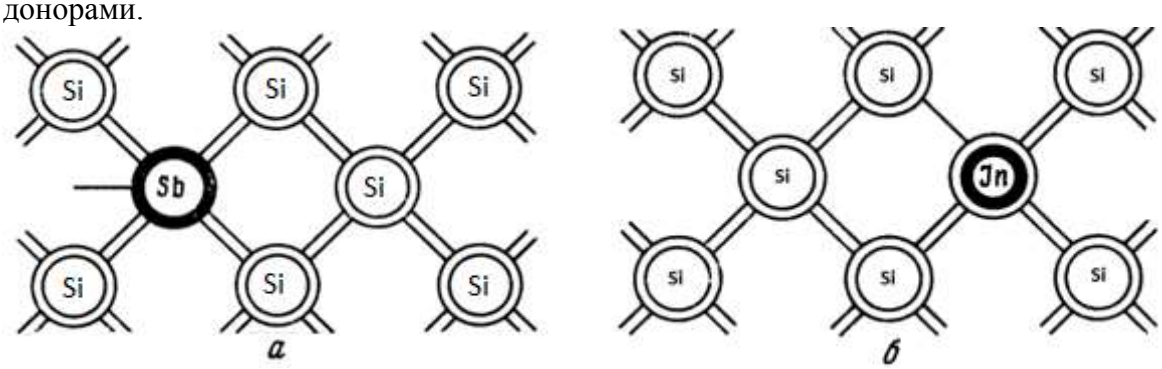
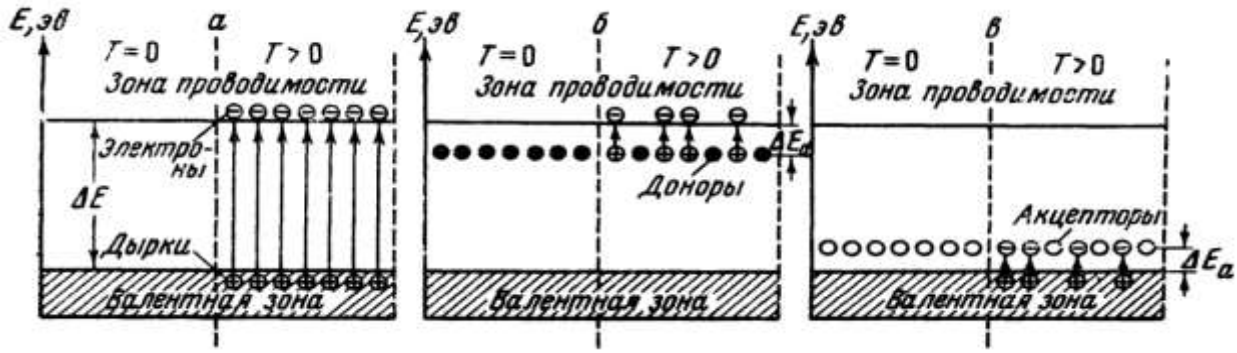


Рис. 1. Схема образования свободных электронов при легировании кремния элементами донорного типа (а) и дырок при легировании элементами акцепторного типа (б)

При легировании кремния элементами с меньшей валентностью, например элементами группы III периодической системы (рис. 1, б), три валентных электрона атома легирующего элемента пойдут на осуществление химической связи с тремя ближайшими соседями, а связь с четвертым соседом оказывается ненасыщенной. При этом за счет дополнительной энергии (например, теплового движения) электроны других атомов кремния могут занять свободный уровень, связанный с атомом легирующего элемента, в результате чего появится дырка в валентной зоне [1].

Легирующие элементы с меньшей валентностью по сравнению с кремнием, которые могут принимать электроны из валентной зоны, называются элементами акцепторного типа, или акцепторами.

Рис. 2. Энергетические схемы нелегированного полупроводника (а),



легированного элементами донорного (б) и акцепторного (в) типа, иллюстрирующие возникновение носителей заряда при увеличении температуры.

При низких температурах атомы легирующих элементов неионизированы. Донорные уровни располагаются вблизи дна зоны проводимости на расстоянии, соответствующем энергии их ионизации. Акцепторные уровни располагаются вблизи валентной зоны. На рис. 2, б, в (см. левую половину каждого рисунка) представлены схемы энергетических уровней электронного и дырочного полупроводника, отвечающие двум рассмотренным случаям. Очевидно, при температуре абсолютного нуля легированный полупроводник так же, как и собственный, должен быть изолятором. При повышении температуры в первую очередь будет происходить ионизация атомов легирующих элементов. Приведенные на рис. 2 энергетические схемы иллюстрируют возникновение носителей заряда при повышении температуры в полупроводнике, легированном элементами донорного и акцепторного типа. Для сравнения приведена также схема возникновения электронов в собственном полупроводнике. Из качественного сравнения этих схем следует, что в довольно широком диапазоне температур главную роль в процессе переноса зарядов будут играть носители, образовавшиеся вследствие ионизации атомов легирующих элементов.

Из теории следует, что радиус атома водорода, помещенного в диэлектрическую среду, и его ионизационный потенциал определяются следующими выражениями:

$$r=0{,}53\cdot10^{-8}\varepsilon\frac{m_0}{m^*} \qquad (1) \qquad\qquad \Delta E_d=\frac{13{,}53}{\varepsilon^2}\cdot\frac{m^*}{m_0} \qquad (2)$$

Простые подсчеты показывают, что в кремнии величина энергии ионизации атомов легирующих элементов не должна превышать 0,015—0,01 эв. Эта величина хорошо согласуется с опытными данными для большинства элементов группы V периодической системы. В табл. 1 приведены значения энергии ионизации некоторых легирующих элементов в кремнии по данным работ [2,3].

Таблица 1

Энергии ионизации некоторых легирующих элементов в кремнии [4]:

Легирующий элемент	Группа	Донор или акцептор	Энергетический уровень
Mn	VII	Д	E_C-0,53
Cu	II	Д	E_V+0,24

Zn	II	A	E_V+0,31
Ni	VII	Д	E_C-0,3
Fe	VIII	Д	E_V+0,4

Примечание. Ec — дно зоны проводимости; Ev — потолок валентной зоны.

Следует отметить, что при легировании кремния некоторыми элементами образуются несколько уровней с различной энергией ионизации, в связи с чем при одних температурах атомы таких элементов могут быть донорами, а при других акцепторами. Увеличение концентрации приводит к уменьшению энергии ионизации атомов легирующего элемента. Из табл. 1 следует, что при относительно низких температурах электрические свойства кремния, легированных элементами донорного или акцепторного типа, определяются главным образом количеством и состоянием последних.

Список литературы

1. В. М. Глазов, В. С. Земсков, “Физико-химические основы легирования полупроводников”, НАУКА, Москва-1967 г.
2. W.Rohn. Solid State Phys., 5, 262 (1957).
3. C. B. Co11ins, R.O.Car1son. Phys. Rev., 108, 1409 (1997).
4. Ш.М.Коган, Т.М.Лифшиц, phys. stat.sol. (a) 39,11 (1997)

KREMNIYDA KIRISHMA ATOMLARNING DIFFUZIYASI VA ERUVCHANLIGI

R.M. Jalalov, K.M. Fayzullayev, A.M. Samatov
Namangan davlat universiteti

Diffuziya yo‘li bilan kirishma atomlar kiritish hozirgi zamon mikroelektronikasida har xil urakkablikdagi integral sxemalar yaratish texnologiyasi jarayonining eng asosiy bosqichlaridan hisoblanadi. Diffuziya jarayoni 2 ta asosiy tushuncha: kirishma atomlar eruvchanligi va ularning diffuziya koeffitsiyenti bilan aniqlanadi [1].

Eruvchanlik berilgan haroratda diffuziya yo‘li bilan kristallga kiritish mumkin bo‘lgan atomlar konsentratsiyasidir. Eruvchanlik, kirishma atomlar radiusi, massasi va ular tashqi elektron qobig‘idagi elektronlar soniga, yarim o‘tkazgich asosiy atomlaridan qanchalik farq qilganligiga bog‘liq. Bu farq ancha katta bo‘lsa, bunday kirishma atomlrining kristall panjara tugunlarida joylashish ehtimolligi shuncha kam bo‘lishi bilan birga ularning eruvchanlik iymatlari ham kam bo‘ladi. Agar kirishma atomlar bilan yarim o‘tkazgich asosiy atomlar orasidagi tafovud qancha katta bo‘lsa, bunday holda kirishma atomlar kristall panjara oralig‘ida joylashish ehtimolligi ko‘p bo‘ladi. Bunday kirishma atomlar bor kristall panjarali yarim o‘tkazgich materiallar tugunlar aro hosil qilgan qattiq jism kirishma deb ataladi. Bundaylarga: Si ga Zn, Fe, Ni, Co lar misol bo’la oladi [2].

Agar kirishma atomlar bilan yarim o‘tkazgich asosiy atomlar orasidagi tafovud qancha kam bo‘lsa bunday atomlar kristall panjara tugunlarida joylashish ehtimolligi ko‘p bo‘lishi bilan birga ularning eruvchanligi ham yuqori darajada bo‘ladi. Bunday yarim o‘tkazgich materiallar o‘rindoshli qattiq jism kirishmalari deb ataladi. Masalan, bularga Si uchun V, In, Ga, P, As, Sb va hokazo.

Umuman kirishma atomlari atomlar eruvchanlik tempraturaga bog‘liqligi quydagicha aniqlanadi:

$$N = N_0 \cdot e^{-\frac{E}{KT}} \quad (1)$$

bu yerda: N-berilgan haroratda kirishma atomlar eruvchanligi, k-Boltsman doimiysi, T-harorat, E-eruvchanlik energiyasi, N_o-tempratura cheksiz bo‘lganda eruvchanlik qiymatidir. Atomlarning yarim o‘tkazgich material sirtidan diffuzuya natijasida hajm bo‘ylab kirib borish tezligini ko‘rsatadigan kattalik bu diffuziya koeffitsiyentidir. Diffuziya koeffisienti qiymati ham kirishma atomlari parametrlari va diffuziya tezligiga bog‘liq [1].

$$D = D_0 \cdot \exp(-\frac{E_d}{KT}) \quad (2)$$

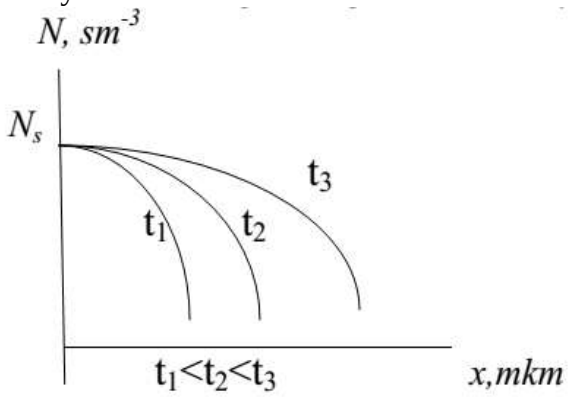
D_o-tempratura cheksiz bo‘lgandagi diffuziya koeffisienti, E_d-diffuziyaning energiya faolligi (ya’ni atomlarning kristall panjara ichida bir muvozanat holatdan ikkinchi muvozanat holatga o‘tishi uchun zarur bo‘lgan energiya). Agar kirishma atomlar tugunlar bo‘yicha diffuziya qilinadigan bo‘lsa, unda E_d qiymati tugunda turgan atomning 3 ta qo‘shnisi bilan bog‘lanishni uzish uchun kerak bo‘lgan energiya ham atom qo‘shni tugun joyiga o‘tishi uchun u yerda vakansiya paydo bo‘lishi uchun kerak energiyalar yig‘indisiga teng bo‘ladi.

Bunday kirishma atomlar uchun Si da E_d qiymati E_d=3÷5 eV ga teng bo‘ladi. Agar atom tugunlararo diffuziya qilinayotgan bo‘lsa, unda E_d qiymati atom turgan tugunlar aro joyidan qo‘shni shunday joyga o‘tishi uchun zarur bo‘lgan energiyalar bilan, atom 2 ta tugun o‘rtasidan o‘tayotganda tashqi qobiq elektronlar o‘zaro itarilish kuchlarini yengish uchun sarf qilinayotgan energiyalar yig‘indisiga teng bo‘ladi. Bunday kirishma atomlar uchun E_d qiymati E_d =0,5÷2,5 eV atrofida bo‘lishi mumkin. Diffuziya jarayonida berilgan

vaqtda kirishma atomlarning hajm bo‘yicha taqsimoti diffuziya vaqtida kirishma atomlar miqdoriga qarab 2 xil bo‘lishi mumkin. Agar diffuziya jarayonida jism sirtidagi yoki diffuziya kechayotgan muhitda kirishma atomlar konsentratsiyasi, kirishma atomlarning diffuziya bo‘layotgan haroratdagi eruvchanligidan juda katta bo‘lsa, ya‘ni diffuziya jarayonida kirishma atomlarning sirtdagi qiymati deyarli o‘zgarishsiz qolsa, bunday holatni chegaralanmagan manbadan diffuziya deyiladi va uning taqsimot quyidagi tenglik bilan aniqlanadi [3]:

$$N = N_s \cdot erfc(\frac{x}{2\sqrt{Dt}}) \quad (3)$$

bu yerda D – diffuziya koeffsiyenti, t – diffuziya vaqti, x – diffuziya chuqurligi, N_s– kirishma atomlarning sirtdagi konsentratsiyasi.



1-rasm. Chegaralanmagan manbadan diffuziyaning taqsimoti [3].

Nazariy hisoblashlar ko‘rsatadiki, kirishma atomlarning tugunlarda joylashishi uchun quyidagi shartlar bajarilishi lozim, ya‘ni yarim o‘tkazgichning asosiy atomlari va kirishma atomlar radiuslari bir – biriga juda yaqin bo‘lishi va ularning farqi 14% dan oshmasligi kerak. Shu bilan birga asosiy atom va kirishma atom tashqi qobig‘idagi elektronlar soni ham juda kam farq qilishi kerak. Masalan, Ge atomlarining valent elektronlari soni, atom radius hamda kristall tuzilishlari Si atomlaridan juda kam farq qilganligi uchun Ge kremniy kristallda cheksiz eruvchanlik xususiyatiga ega.

Adabiyotlar.

1. Б.И. Болтакс. Диффузия в полупроводниках. 1961, стр.464.
2. W. Wurker, K. Roy, J. Hesse. Diffusion and solid solubility of chromium in silicon. Mat. Res. Bull. 1974, Vol. 9, pp. 971-978.
3. S.Z. Zaynobiddinov, Sh.Yo‘lchiyev, D. Nazirov, M.Nosirov. Yarimo‘tkazgichlarda atomlar diffuziyasi. Toshkent – 2012.

СВЕТОДИОДЫ НА ОСНОВЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО СОЕДИНЕНИЯ *GaSb*

О. Кулдашов, У. Бекчанов
НИИ Физика полупроводников и микроэлектроники.
Email:kuldashov.abbos@mail.ru

Учитывая особенности автоматизированных систем контроля на основе светодиодов с инфракрасным излучением, которые широко используются в сфере экологического мониторинга, медицинской диагностики, системах связи, влагометрии достигнуты определённые достижения [1-4].

На основе светодиодов могут быть созданы оптоэлектронные устройства для решения задач в области газового анализа, экологического мониторинга, влагометрии, медицинской диагностики и систем связи

Разработаны светодиоды на основе полупроводникового соединения *GaSb* и его твердых растворов *GaInAsSb* и *AlGaAsSb* и светодиодные структуры изготовлены методом ЖФЭ и выращены на подложках *GaSb n*-типа проводимости, легированы *Te* до концентрации электронов $8\cdot10^{17}$ см$^{-3}$. Излучатели для измерения влажности хлопка-сырца состояли из активного слоя *n – GaInAsSb* (*Eg* = 0,51 эВ) толщиной 2-3 мкм и выращены на подложках *n – GaSb* а также легировались *Te* до концентрации носителей заряда $9\cdot10^{17}$ см$^{-3}$, широкозонный эмиттер *p – AlGaAsSb,* легированан германием до концентрации $5\cdot10^{18}$ см$^{-3}$ (рис.1).

Энергетическая диаграмма светодиода представлена на рис 2, в котором активная область *GaInAsSb* легирован *Te*, внешний квантовый выход излучения имел максимум $n = 10^{17}$ см$^{-3}$.

Светодиоды на основе полупроводникового соединения *GaSb* при температуре 24 ^{0}C имели внешний квантовый выход фотонов 5,9 – 6,5 % и оптическую мощность 3,9 мВт в постоянном токе. Схема структуры излучателя приведена на рис.3. Для повышения оптической мощности светодиодов предложена конструкция более эффективным отводом тепла. Предложена конструкция параболического отражателя для светодиодов, которое фокусирует ИК – излучение в угле 8-10 градусов

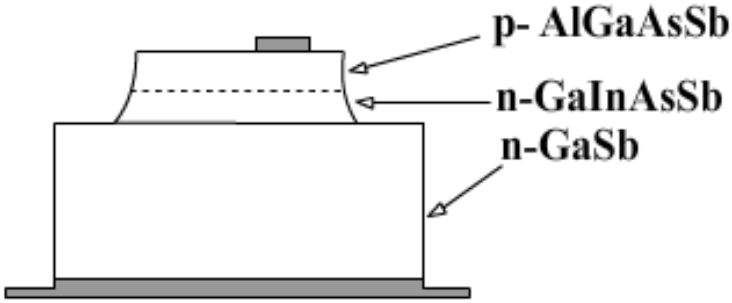


Рис.1. Светодиод на основе *GaSb*

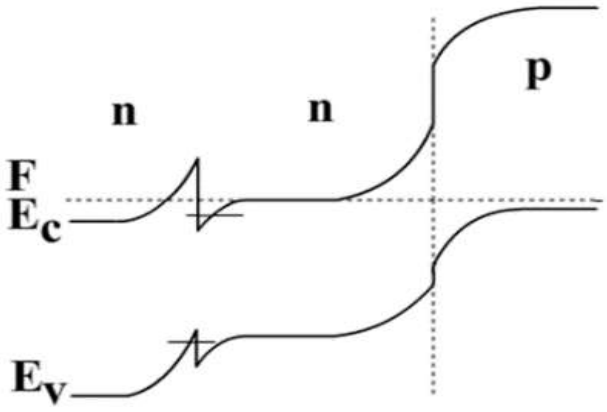


Рис.2. Энергетическая диаграмма светодиода для измерения влажности хлопка – сырца, здесь: F – уровень Ферми; E_c –зона проводимости; E_v –валентная зона

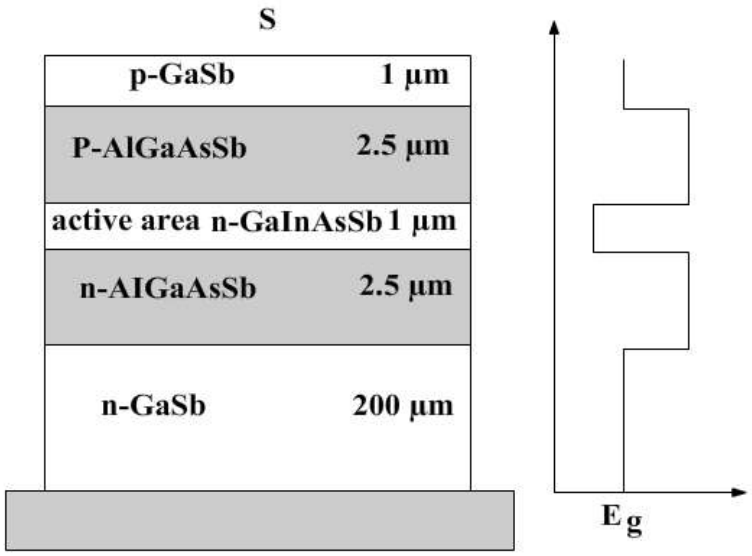


Рис. 3. Схема структуры излучателя

Светодиодные кристаллы со спектрами излучения 1, 94 мкм и 2,2 мкм вмонтированы в одном корпусе, для обеспечения высокой точности и чувствительности ОЭУ.

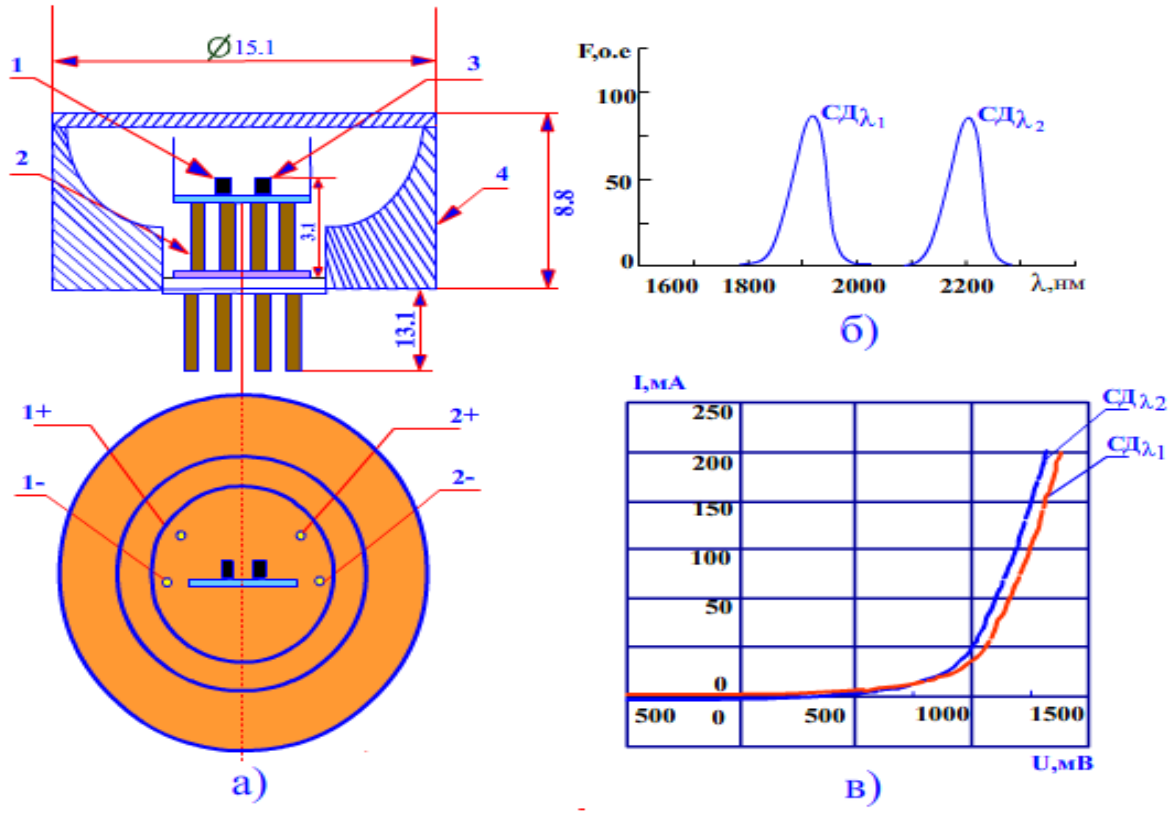


Рис.4. Двухволновой светодиод: а) конструкция, б) спектры излучения, в) ВАХ

На рис. 4 приведена конструкция двухволнового светодиода:

1 – светодиодный чип (1, 94 мкм)
2 – термохолодильник
3 – светодиодный чип (2, 2 мкм)
4 – параболический рефлектор.

Литература

1. Алферов Ж.И. Физика и жизнь // РАН ФТИ им. А.Ф. Иоффе. – 2-е изд., доп. –М.; СПб.: Наука, 2001. – 287 с.
2. Алферов Ж.И. История и будущее полупроводниковых гетероструктур // Физика и техника полупроводников. 1998. том 32. № 1. С. 3–17.
3. Алферов Ж.И. Двойные гетероструктуры: концепция и применения в физике, электронике и технологии // Успехи физических наук. 2002. С. 1072 –1073. doi:10. 3367/UFNr.0172.200209e.1068.
4. Nakamura S. Background Story of the Invention of Efficient InGaN Blue-Light-Emitting Diodes (Nobel Lecture) // Angew. Chemie - Int. Ed. 2015. doi: 10.1002/anie.201500591.

LAZER NURLARI BILAN SHLOV BERILGAN MONOKRISTALL KREMNIYNING KATODOLYUMINESENTSIYA SPEKTRI

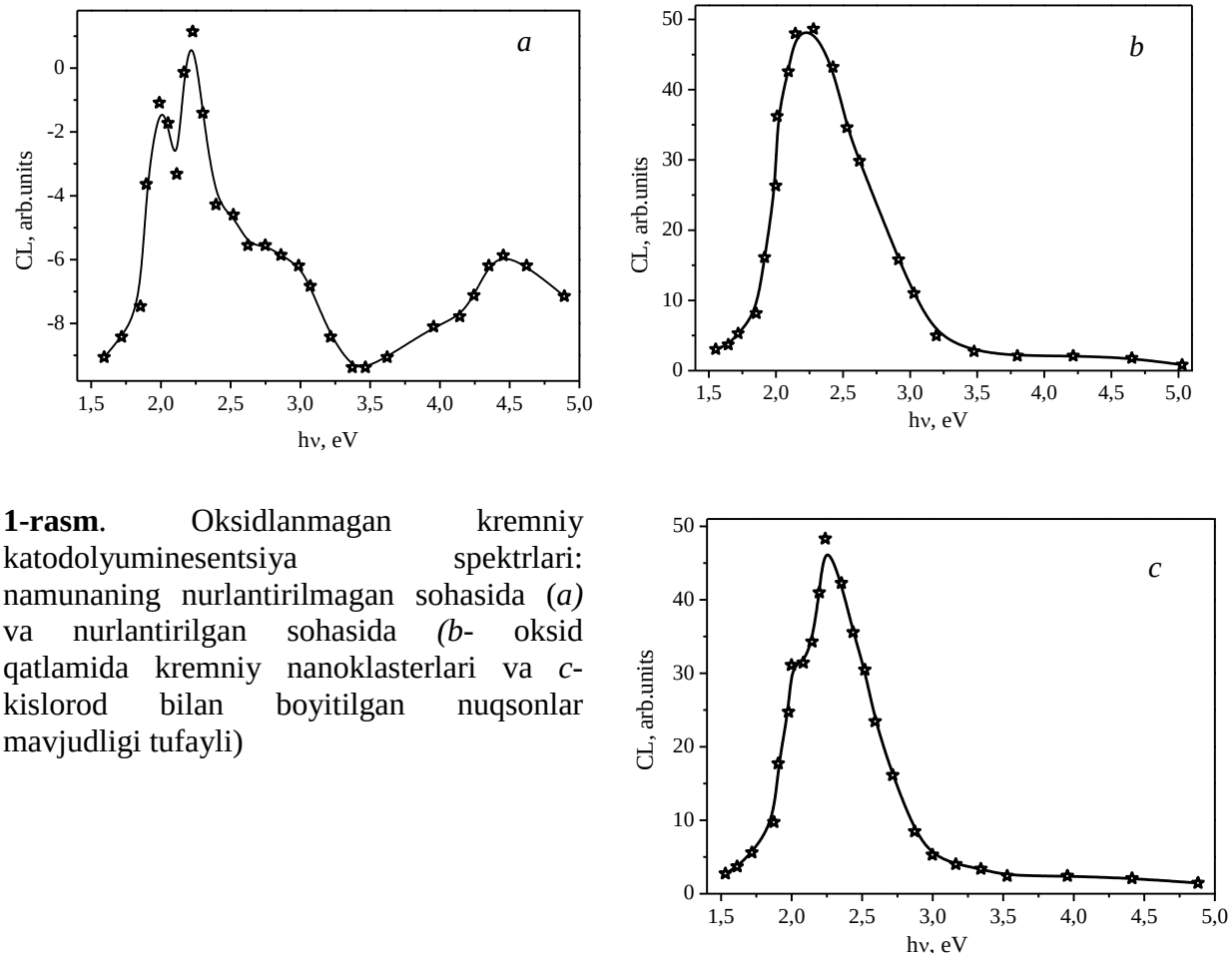
R.I. Abdullayev[1], M. Mamirov[1], M. Ismatullaeva[1], S. Mamadaliev[2]
[1]Z.M. Bobur nomidagi Andijon davlat universiteti
[2]Andijon davlat pedagogika instituti

Ushbu maqolada lazer nurlari yordmida ishlov berilgan monokristall kremniyning katodolyuminesentsiya spektrlari bo’yicha tadqiqot natijalari bayon qilingan.

Lazerli mikrotuzilmalar hosil qilish qalinligi 0.9 mm, solishtirma qarshiligi 10 Ω·sm, *n*-tur o’tkazuvchanlikka ega bo’lgan sirti (100) kristallografik tartibiga mos keluvchi monokristall kremniy plastinalar asosida amalga oshirildi. Lazer nurlari bilan ishlov berish kremniy asosida termal oksidlash usuli bilan olingan 0,35-0,4 mkm qalinlikdagi oksid qatlamiga ega bo’lgan namunalarda ham amalga oshirildi. Bunday namunalarga lazer nurinig diametri 20 mkm, to’lqin uzunligi λ = 10.6 mkm, impuls davomiyligi va chastotasi mos ravishda $t = 0{,}88\cdot10^{-4}$ s va f = 80 Hz hamda quvvati P = 0,3 Vt bo’lgan CO_2 lazeri yordamida ishlov berildi. Olingan tuzilmalarning katodolyuminesentsiya xossalari nurlanish spektrining ko’zga ko'rinuvchi (350÷750 nm) sohasida ishlovchi “Cameca” (Frantsiya) “Camebax” elektron-zondli mikroanalizatorida o’rganildi. Shuningdek, namunalarning nur o'tkazuvchanlik koeffitsiyentini tekshirish uchun nurlanish spektrning infraqizil sohasida ishlivchi IKS-29 spektrofotometri foydalanildi.

1-rasmda oksid qatlami bo‘lmagan monokristall kremniy (1-rasm, *a* – nurlantirilmagan sohada va *b* – nurlantirilgan sohada) namunaning katodolyuminesentsiya spektrlari o’rganilgan. Lyuminesentsiya energiya 5 keV va tok kuchi 20 nA bo'lgan elektron nurlar tomonidan g’layontirilgan. [1-5] tadqiqot ishlarining deyarli barchasida silikat oynalarining tuzilmaviy nuqsonlari va lyuminesentsiyalanish hodisasi bilan bog'liq, o'ziga xos xususiyatlarga ega bo’lgan ikkita aniq cho'qqilar kuzatilishi haqida bir qator xulosalar taklif qilingan. Lyuminesentsiya spektrida 1,94 eV energiyaga ega bo'lgan birinchi cho'qqi kislorod bilan boyitilgan nuqsonlar mavjudligini ko'rsatadi (ya’ni, o’zaro to’liq bog’lanmagan kislorod atomlari kremniy-kislorod tetraedrining yuqori qismida joylashib oladi). Energiyasi 2,67 eV bo'lgan ikkinchi cho’qqi esa silikat oynasida kremniy bilan boyitilgan nuqsonlar mavjudligi bilan bog'liq (ya’ni, ikki ozaro bog’lanib olgan kremniy atomlanining molekula holatida birlashib, atomlar to’plamini hosil qiladi). Kremniyga termik ishlov berish natijasida hosil bo’lgan oksid qatlamining lyuminesentsiya spektrida 2,2÷2,5 eV oraliq sohalarida turli spectral cho'qqilar kuzatiladi, ular kremniy nanokompozitlari uchun xarakterli bo’lib, kvarts oynasi spektrlarida bunday cho’qqilar kuzatilmaganligi tufayli kremniy nanoklasterlarining mavjudligidan dalolat beradi [4, 7, 8]. Keling birinchi namunada olingan katodolyuminesentsiya spektrlarini ko'rib chiqamiz. 2-*a* rasmda tabiiy oksid yupqa qatlami bilan qoplangan kremniy monokristalining nurlantirilmagan qismidagi katodolyuminesentsiya spektrini keltirilgan. Luminesentsiya spektrida 1.94, 2.25 va 2.65 eV energiya qiymatlariga mos keladigan uchta turli cho'qqilar kuzatilgan. Tabiiy oksid qatlamining qalinligi kichik bo'lganligi sababli, bu cho'qqilar juda ham kichik intensivlikka ega. Nurlantirilgan sohalarda qayd etilgan luminesentsiya spektri 2,25 eV energiya qiymatiga mos keladigan bitta yorqin chiziqni aniq kuzatilgan (1-*b* rasmga qarang), 1,94 va 2,65 eV energiya qiymatlariga ega bo'lgan cho’qqilar esa kuzatilmagan. Shuningdek, katodolyuminesentsiya spektrida 2,25 eV energiya qiymatiga mos keladigan cho’qqining yuqori intensivlikka egaligi lazer nurlari bilan ishlov berilgandan so’ng qayta kristallangan kremniy sirtida joylashgan oksid qatlamida kremniy nanoklasterlari hosil bo'layotganligidan dalolat beradi. [5, 6]. Nurlantirilgan sohalarda olingan oksidlangan monokristall kremniyning luminesentsiya spektrida, 1-*b*

rasmda keltirilgani kabi, aniq ajralib turadigan 2,25 eV energiyaga qiymatiga mos keluvchi faqat bitta yorqin spektral cho’qqi kuzatiladi. Shuningdek, aynan ushbu cho’qqi 1-*c* rasmda ham kuzatilib, u tadqiq qilinayotgan tuzilmalar sezilarli miqdorda kislorod bilan boyitilgan nuqsonlar mavjudligi tufayli 1,97 eV energiya qiymatida spektral cho’qqi hosil bo’lishi bilan farq qiladi.



1-rasm. Oksidlanmagan kremniy katodolyuminesentsiya spektrlari: namunaning nurlantirilmagan sohasida (*a)* va nurlantirilgan sohasida *(b*- oksid qatlamida kremniy nanoklasterlari va *c*- kislorod bilan boyitilgan nuqsonlar mavjudligi tufayli)

Monokristall kremniyga CO_2 lazer nurlari bilan ishlov berilganda namunalar sirtida tuzilmaviy deformatsiyalangan soha hosil bo'lishi va eritma sohalariga qo'shni joylarda plastik deformatsiyasiga olib keladigan katta elastik mexanik kuchlanishlarning paydo bo'lishi aniqlandi. Monokristal kremniyning panjara doimiysi o'zgarishi asosiy kristall panjarada mikrokuchlanishlar, y’ani kremniy sirtida yorug halqasimon mikrotuzilmalar yuzaga kelishi aniqlandi. Namunalarni lazer nurlari bilan ishlov berilgandan so’ng ularning katodolyuminesentsiya spektrida 2,25 eV energiya qiymatiga mos keladigan cho’qqining kuzatilishi va bu cho’qqining yuqori intensivlikka egaligi qayta kristallangan kremniy sirtida joylashgan oksid qatlamida kremniy nanoklasterlari shakllanishi haqida guvohlik beradi. Shuningdek, tadqiq qilinayotgan tuzilmalar sezilarli miqdorda kislorod bilan boyitilgan nuqsonlar mavjudligi tufayli 1,97 eV energiya qiymatida spektral cho’qqi hosil bo’lishi aniqlandi.

Foydalanilgan adabiyotlar ro’yxati

1. В.Н. Богомолов, С.А. Гуревич, М.В. Заморянская, А.А. Ситникова, И.П. Смирнова, В.И. Соколов. Образование нанокластеров кремния при модификации силикатной

матрицы электронным пучком. Физика твердого тела, 2001, том 43, вып. 2. ст. 357-359.
2. М.В. Заморянская. Катодолюминесценция широкозонных материалов и наногетероструктур на их основе. Дисс..док.физ.-мат. наук Санкт-Петербург 2012. 373 с.
3. И.А. Романов, Л.А. Власукова, Ф.Ф. Комаров, И.Н. Пархоменко, Н.С. Ковальчук, М. А. Моховиков, А.В. Мудрый, О.В. Мильчанин..Фото- и электролюминесценция структур оксид-нитрид-оксид-кремний для применения в кремниевой оптоэлектронике. Доклады Национальной академии наук Беларуси. 2018. Том 62, № 5.ст. 546-554.
4. С.К. Лазарук, Д.А. Сасинович, П.С. Кацуба, В.А. Лабунов, А.А. Лешок, В.Е. Борисенко. Электролюминесценция наноструктурированного кремния в матрице анодного оксида алюминия. Физика и техника полупроводников, 2007, том 41, вып. 9.ст. 1126-1129.
5. И.А. Романов, Ф.Ф. Комаров, Л.А. Власукова, И.Н. Пархоменко, Н.С. Ковальчук. Процессы деградации электролюминесценции светоизлучающих структур на основе тонких пленок оксида и нитрида кремния. 2021. Том 65, № 2. Ст. 158-167.
6. V.Zorba, I.Alexandrou, I.Zergioti, A.Manousaki, C.Ducati, A.Neumeister, C.Fotakis, G.A.J.Amaratunga. Laser microstructuring of Si surfaces for low-threshold field-electron emission. Thin Solid Films. Volumes 453–454, 1 April 2004, Pages 492-495.

СТРУКТУРНЫЕ И МОРФОЛОГИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТОНКИХ ПЛЕНОК Sb_2S_3 ПОЛУЧЕННЫХ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ ПОДЛОЖКИ

Т.М. Разыков[1,2], К.М. Кучкаров[1,2], С. Музаффарова[2], Б.А. Эргашев[1], Р. Т. Йулдошов[1], Д. Исаков[1], М. Пиримматов, М. Махмудов[1], Р.Хуррамов

[1]*Физико-технический институт НПО «Физика-Солнце» АН РУз,*

[2]*Научно-исследовательский институт физики полупроводников и микроэлектроники Национального университета имени Мирзо Улугбека*

тел.: +99(871)235-41-03; e-mail: ruhiddin@yahoo.com

Sb_2S_3 представляет собой новый фотовольтаический материал, который содержит нетоксичные компоненты с высоким содержанием земли и имеет высокий коэффициент поглощения ($\alpha > 10^4$ $см^{-1}$) [1]. Это бинарное соединение с одной стабильной фазой и, следовательно, лишено риска образования неблагоприятных вторичных фаз. Кроме того, из-за низкой температуры плавления Sb_2S_3 (550°C) пленки с высоким кристаллическим качеством можно синтезировать при низких температурах (<350°C). Эти свойства делают Sb_2S_3 очень привлекательным материалом для гибких тонкопленочных солнечных элементов. Кроме того, поскольку технология c-Si приближается к практическому пределу PCE, [2] сочетание c-Si с недорогой технологией тонких пленок с большим содержанием земли может внести значительный вклад в создание недорогих сверх высокоэффективных солнечных элементов. В частности, Sb_2S_3 имеет ширину запрещенной зоны 1,7÷1,8 эВ, что идеально соответствует требуемым значениям E_g для верхнего элемента в тандемных двух переходных солнечных элементах на основе Si, что дает максимальное теоретическое значение PCE, превышающее 40% [3].

Синтез пленок Sb_2Se_3 методом ХМПО подробно описан в отчете параграфах [4] В качестве исходного вещества, был использован порошок Sb_2S_3, полупроводниковой чистоты (99,999%), который испарялся в потоке водорода при атмосферном давлении. Температурный интервал испарений для выращивания пленок находится в пределах 500℃ - 750℃, а температура подложки варьировалась в интервале 300℃ - 400℃. Поток газа носителя водорода составлял ~ 20 $см^3$/мин.

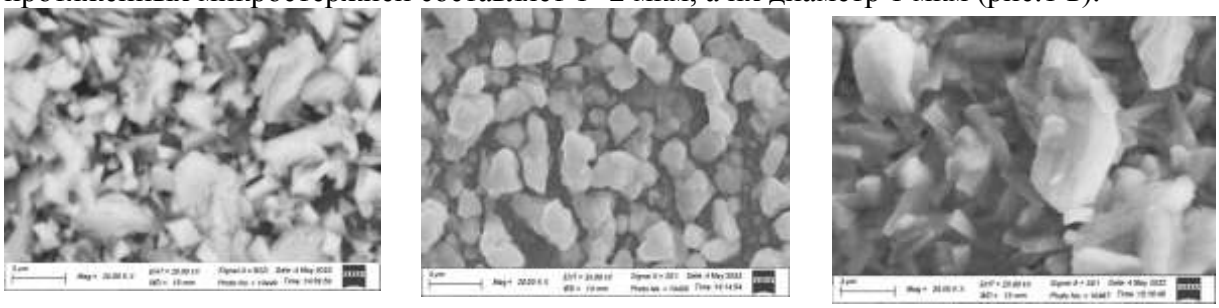
Результаты энергодисперсионного анализа показали, что осажденные пленки Sb_2S_3 имеют различный состав Sb/S = 1.5; 4.0 и 1.0 для температур источника 300°C, 350°C, 400°C соответственно (таб.1)

Таблица 1 – Атомные проценты тонких пленок Sb_2S_3, осажденных при различных температурах подложки

$T_{подл}$, °C		300	350	400
C, ат. %	S b	60	80	50
	S	40	20	50

На рисунке 1 показаны снимки, полученные на сканирующем электронном микроскопе для всех образцов, осажденных при различных температурах подложки. Микрокристаллы для всех пленок Sb_2S_3 равномерно распределены по поверхности подложки. Как видно из рисунка 1, микроструктура (форма и размер зерен) образцов зависит от температуры подложки. При температуры подложки $T_п$ 300°C кристаллиты неоднородно распеределены по поверхности пленок и размер кристалитов составляет 2-4 мкм, а при увеличении температуры до $T_п$ 350°C кристаллиты равномерно

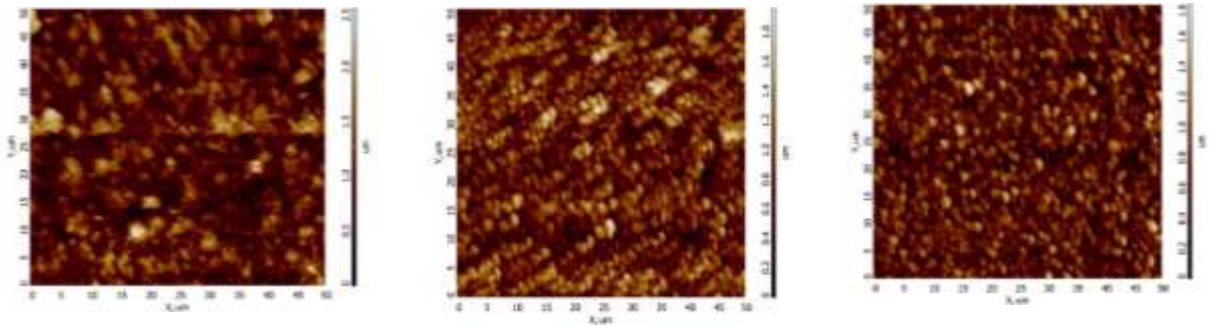
распределены, а размер кристаллитов уменьшилась до 1-2 мкм. Дальнейшие увеличение температуры подложки $T_п$=400^{0}C на поверхности пленок, показывает отсутствие межкристаллитных пустот и наличие высокой компактностью кристаллитов, которые имеют другую ориентацию роста. Длина кристаллов в форме протяженных микростержней составляет 1- 2 мкм, а их диаметр 1 мкм (рис.1 в).



$T_{подл}$=300 °C, а) $T_{подл}$=350 °C, б) $T_{подл}$=400 °C, в)

Рисунок 1 – Морфология поверхности тонких пленок Sb_2Se_3 синтезированных при различных температурах подложки Sb_2S_3, полученная на сканирующем электронном микроскопе

Топография поверхности плёнок приведена на рисунке 2. Полученные плёнки имеют развитый рельеф поверхности, значение величины среднеквадратичной шероховатости находится в диапазоне 0.5 - 0.77 мкм. Параметры шероховатости поверхности приведены в Таблице 1. Средняя шероховатость меняется в широком диапазоне от 0,186 мкм до 0,252 мкм. Параметр эксцесса распределения по высотам поверхности практически совпадает с эксцессом нормально распределения что свидетельствует о большем преобладании элементов рельефа, имеющих среднюю высоту над остальными. Все образцы имеют правую асимметрию распределения по высотам поверхности, что свидетельствует о том, что в профиле рельефа превалируют «пики» над «долинами».



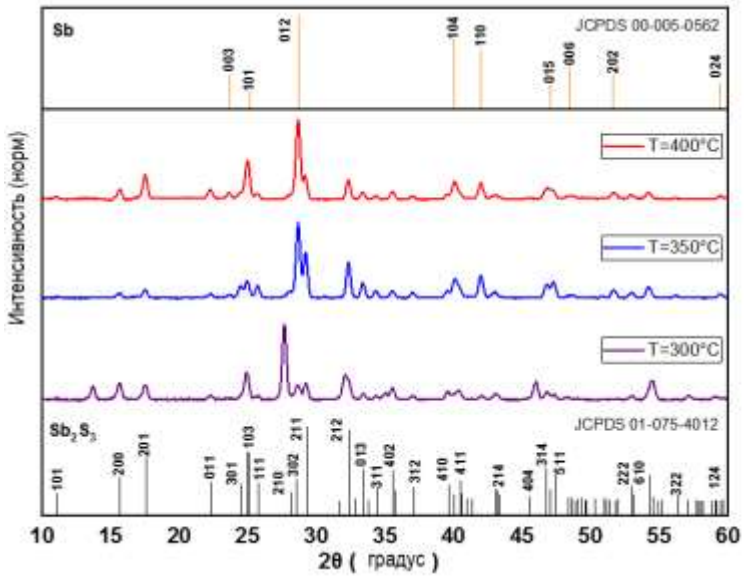
$T_{подл}$=300 °C $T_{подл}$=350 °C $T_{подл}$=400 °C

Рисунок 2 – 2D-топография поверхности пленок Sb_2S_3, синтезированных при различных температурах подложки

Таблица 2 – Параметры шероховатости поверхности тонких пленок Sb_2S_3

$T_{подл}$, ºC	400	350	300
Средняя шероховатость Sa, мкм	0,186	0,217	0,2526
Среднеквадратичная шероховатость Sq, мкм	0,231	0,2692	0,3206
Ассимметрия Ssk	0,417	0,4016	0,8554
Эксцесс Ska	3,069	3,2194	4,3714

Рентгеновские дифрактограммы полученных образцов плёнок Sb_2S_3 приведены на рис. 3. На дифрактограммах наблюдаются выраженные линии с 2θ = 15.03°, 16.87°, 24.15°, 27.39°, 28.20°, 31.16°, 32.22°, 34.07°, 35.70°, 44.95°, 51.88°, соответствующие плоскостям (020), (120), (310), (230), (211), (221), (301), (240), (321), (431), (061) фазы Sb_2S_3 согласно карточке JCPDS 00-015-0861, а также менее интенсивные линии с 2θ = 23.66°, 28.67°, 40.06°, 41.89°, 51.57°, 59.36°, соответствующие плоскостям (003), (012), (104), (110), (202), (024) фазы Sb согласно карточке JCPDS 01-085-1322. Таким образом, качественный фазовый анализ указывает на то, что полученные плёнки состоят преимущественно из Sb_2S_3 и в большее степени из Sb, что соответствует диаграмме состояния системы Sb-S. Интегральная интенсивность рефлексов Sb с ростом соотношения Sb/Se увеличивается, но объемная доля фазы Sb по отношению к Sb_2Se_3 остаётся большее. В соответствии с картотекой JCPDS фаза Sb_2S_3 имеет ромбическую кристаллическую структуру (пространственная группа *Pnma*, № 62), результаты оценки величины параметров элементарной ячейки фазы Sb_2S_3 исследуемых плёнок для ромбической сингонии оказались близкими к табличным значениям: a = 1.1630 нм, b = 1.1780 нм, c = 0.3985 нм (JCPDS 00-015-0861). Полученные результаты в дальнейшем позволяет получат тонкие пленки заданного состава и структуры для обеспечения максимальной эффективности солнечных элементов на их основе.



Рисенок 3- Рентгенограммы пленок Sb_2S_3, синтезированных при различных температурах подложки

Литература

1. Ghosh, C., and Varma, B.P. (1979). Optical properties of amorphous and crystalline Sb_2S_3 thin films. Thin Solid Films 60, 61–65.

2. Swanson, R.M.. (2005). Approaching the 29% limit efficiency of silicon solar cells. In 31st Photovoltaic Specialists Conference, pp889–894.

3. Vos, A.D. (1980). Detailed balance limit of the efficiency of tandem solar cells. J. Phys. D Appl. Phys. 13, 839–846.

4. T.M.Razykov. Chemical molecular beam deposition of II-VI binary and ternary compound films in gas flow // Applied Surface Science, -1991, v.48/49, N1, pp.89-92.

MONOKRISTALL KREMNIYNING FOTOELEKTRIK XOSSALARIGA LAZER NURLARINISHLARINING TA’SIRI

A. Turayev[1], M. Mamirov[1], M. Ismatullaeva[1], S. Mamadaliev[2]
[1]Z.M. Bobur nomidagi Andijon davlat universiteti
[2]Andijon davlat pedagogika instituti

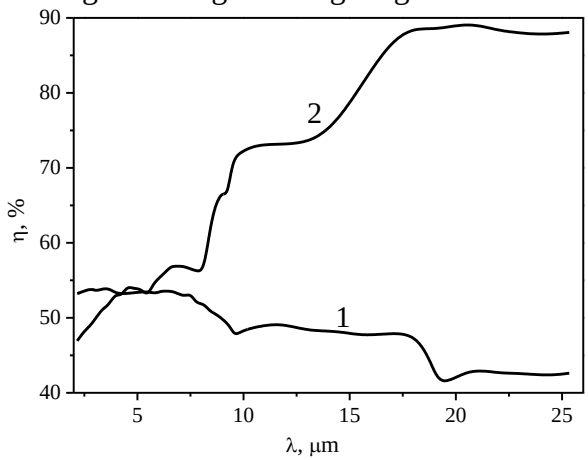
Bugungi kunda yarimo'tkazgichli mikroelektronikada lazerli mikro- va nanotuzilmalar hosil qilish jarayoni keng qo'llaniladi. Jaxonning ko’plab ilmiy tadqiqot markazlarida bir qator yetakchi olimlar lazer nurlari yordamida kremniy sirtida mikro- va nanotuzilmalarni shkllantirish bo’yicha istiqbolli usullarini ishlab chiqdilar [1, 2]. Bunday usullarni askari qismi lazer nurlarining kattaliklarini o'zgartirish orqali kichik sirtiy ishitishdan boshlab kuchli dozada nurlantirilgan materiallarni tayyorlashgacha bo'lgan keng ko'lamli ta'sir qilish me’yorlarini amalga oshirish imkonini beradi. Shuning uchun ko’plab tadqiqot ishilarida lazer nurlari yordmida kremniy sirtida mikro- va nanotuzilmalar hosil qilish usulidan foydalangan holda monokristal kremniy sirtini kichik qiymatli qizdirishdan boshlab, uni bug'latishgacha bo’lgan jarayonlarni bosqichma-bosqich amalga oshiriladi. Ushbu maqolada lazer nurlarini monokristall kremniyning fotoelektrik xossalariga ta’siri bo’yicha bir qator eksperimental tadqiqot natijalari bayon qilingan.

Lazerli mikrotuzilmalar hosil qilish qalinligi 0.9 mm, solishtirma qarshiligi 10 Ω·sm, *n*-tur o’tkazuvchanlikka ega bo’lgan sirti (100) kristallografik tartibiga mos keluvchi monokristall kremniy plastinalar asosida amalga oshirildi. Lazer nurlari bilan ishlov berish kremniy asosida termal oksidlash usuli bilan olingan 0,35-0,4 mkm qalinlikdagi oksid qatlamiga ega bo’lgan namunalarda ham amalga oshirildi. Bunday namunalarga lazer nurinig diametri 20 mkm, to’lqin uzunligi λ = 10.6 mkm, impuls davomiyligi va chastotasi mos ravishda $t = 0{,}88\cdot10^{-4}$ s va f = 80 Hz hamda quvvati P = 0,3 Vt bo’lgan CO_2 lazeri yordamida ishlov berildi. Namunalarning fotoelektrik xossalarini tadqiq qilish infraqizil to'lqin uzunligi sohasida ishlovchi monoxromator yordamida amalga oshirildi. Shuningdek, namunalarning nur o'tkazuvchanlik koeffitsiyentini tekshirish uchun nurlanish spektrning infraqizil sohasida ishlivchi IKS-29 spektrofotometri foydalanildi.

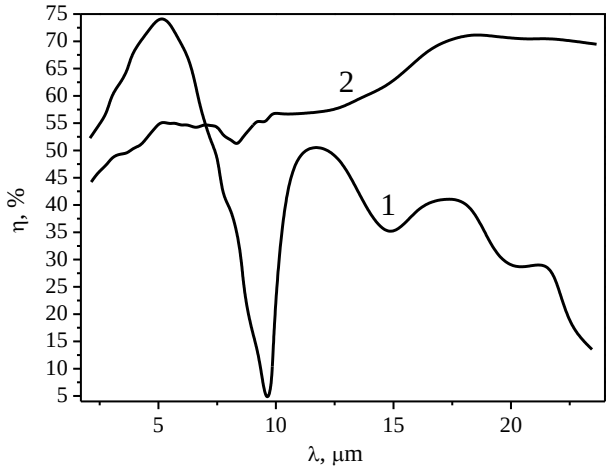
Lazer nurlari bilan ishlov berilgan oksidlanmagan kremniyning infraqizil nurlar o‘tishiga ta’siri o‘rganilganda, nurlantirilmagan (1-rasm 1-egri chiziq) va nurlantirilgan (1-rasm 2-egri chiziq) kremniyda o‘tkazuvchanlik (η) qiymati sezilarli darajada farqlanashi 1-rasmda keltirilgan. 1-rasmdan l÷7 mkm gacha bo’gan oraliqda ikkala egri chiziqlarning yo'nalishi va qiymatlari yaqin ekanligini, shuningdek, λ ortishi bilan η ning qiymati sezilarli darajada, ya’ni to'lqin uzunligi λ = 10 mkm yetganida η ning qiymati 70% gacha, λ > 14,2 mkm qiymatlarda esa η ning qiymati 90% gacha ortayotganini ko’rish mumkin. Shunday qilib, kremniy monokristallar sirtinin lazer nurlari bilan ishlov berish, uning o'tkazuvchak qiymatini sezilarli darajada oshirishga olib keladi.

2-rasmda termik oksidlash yo’li bilan olingan 0,3-0,4 mkm qalinlikdagi oksid qatlamiga ega bo'lgan monokristall kremniyning o'tkazuvchanligi η ning infraqizil nurlar o‘tishiga bog'liqligi (2-rasm 1-egri chiziq lazer nurlari bilan nurlantirilmagan va 2-rasm 2-egri chiziq nurlantirilgan namunalar uchun) ko'rsatilgan. η ning umumiy qiymati ikki qatlam – kremniy oksidi va kremniy tagligi mavjudligi bilan belgilanadi [3, 4]. Shuning uchun, namunaning o'tkazuvchanligi η ni λ to'lqin uzunligiga bo’liqligi so’nuvchi tebranma harakat shakliga ega yakuniy grafikni ko’rinishini qabul qiladi (2-rasm 1-egri chiziq). Lazer nurlari bilan ishlov berilgandan so’ng oksid qatlamiga ega bo'lgan monokristall kremniyning o'tkazuvchanligi η sezilarli darajada o'zgardi, ya’ni uning to'lqin uzunligiga bog'liqligining sekin orta boshlaydi. Yuqorida kuzatilgan so’nuvchi tebranma harakat shakliga ega bo’lgan

grafik o'rniga o'tkazuvchanlikning monoton o'sishi va u λ = 18÷28 mkm oralig'ida to'lqin uzunligida 70% gacha ortganligi kuzatildi.



1-rasm. Nurlantirilmagan (1-egri chiziq) va nurlantirilgan (2-egri chiziq) oksidlanmagan kremniyda o‘tkazuvchanlikni to’lqin uzunligiga bog’liqligi.



2-rasm. Oksidlangan monokristall kremniyning o'tkazuvchanligi η ning infraqizil nurlar to’lqin uzunligiga bog’liqligi

Monokristall kremniy sirtini lazer nurlari bilan ishlov berish, uning infraqizil nurlarga nisbatan o'tkazuvchak η ning qiymati sezilarli darajada, ya’ni 70% dan 90% gacha oshirishga olib kelishi aniqlandi. Termik oksidlash yo’li bilan olingan 0,3-0,4 mkm qalinlikdagi oksid qatlamiga ega bo'lgan monokristall kremniy lazer nurlari bilan ishlov berilganda o'tkazuvchanligi η ni λ = 18÷28 mkm to'lqin uzunligi oralig'ida 70% gacha monoton ravishda ortishi aniqlandi.

Foydalanilgan adabiyotlar ro’yxati

1. V.Zorba, I.Alexandrou, I.Zergioti, A.Manousaki, C.Ducati, A.Neumeister, C.Fotakis, G.A.J.Amaratunga. Laser microstructuring of Si surfaces for low-threshold field-electron emission. Thin Solid Films. Volumes 453–454, 1 April 2004, Pages 492-495.

2. Wei Chen, Junying Zhang, Qi Fang, Keliang HuIan, W. Boyd. Surface modification of polyimide with excimer UV radiation at wavelength of 126 nm. Thin Solid Films. Volumes 453–454, 1 April 2004, Pages 3-6.

3. А.Е. Бердников, В.Н. Гусев, А.А. Мироненко, А.А. Попов, А.В. Перминов, А.С. Рудый, В.Д. Черномордик. Эффект переключения проводимости в МДП структурах с диэлектриками на базе кремния, полученными методом низкочастотного плазмохимического осаждения. Физика и техника полупроводников, 2013, том 47, вып. 5. Ст. 626-632.

4. В.В. Литвиненко, В.Е. Родионов, Н.А. Родионова, И.Н. Шмидко. Оптические свойства субмикронных пленок оксида кремния после высокотемпературной обработки / // Физическая инженерия поверхности. 2011. Т. 9, № 4. ст. 346–349

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА *n*-GaAs-*p*-$(GaAs)_{1-x}(Ge_2)_x$ ГЕТЕРОСТРУКТУР

А.Й. Бобоев[1, 2], Д.П. Абдурахимов[1], А. Тураев[1], М. Мамиров[1], М. Исматуллаева[1], С. Мамадалиев[3]

[1]Андижанский государственный университет им. З.М. Бабура

[2]НИИ физики полупроводников и микроэлектроники при Национальном университете Узбекистана

[3]Андижанский государственный педагогический институт

В данной работе приводятся результаты экспериментальных исследований по фотоэлектрическим характеристикам гетероструктуры *n*-GaAs-*p*-$(GaAs)_{1-x}(Ge_2)_x$.

Эпитаксиальные пленки были получены на GaAs подложке с удельным сопротивлением 250 Ом·см и толщиной 350 мкм n-типа проводимости методом жидкофазной эпитаксии из раствора-расплава (Sn−Ge−GaAs) в атмосфере очищенного палладием водорода. Возбуждение ФЛ производилось лазерным излучением ($\lambda_л$=325 нм) со стороны эпитаксиального слоя при температуре жидкого гелия (5 К), сигнал регистрировался на установке СДЛ-2. Спектральная зависимость фоточувствительности *n*-GaAs – *p*-$(GaAs)_{1-x}(Ge_2)_x$ гетероструктуры была измерена оптическим спектрометром оснащенным зеркальным монохроматором фирмы CARLZEISJENA с кварцевой оптикой, что давало возможность исследовать образцы в диапазоне энергии фотонов от 1 до 3 эВ.

Для определения роли компонентов твердых растворов в наблюдаемых процессах нами исследованы спектр фотолюминесценции (ФЛ) при температуре 5 К и спектральные зависимости фоточувствительности изготовленных гетероструктур. На рис. 4.5. приведен ФЛ поверхности эпитаксиального слоя $(GaAs)_{1-x}(Ge_2)_x$. Как видно из рис. 4.5 спектр ФЛ твердого раствора $(GaAs)_{1-x}(Ge_2)_x$ имеет широкую полосу, охватывающую практически весь инфракрасный диапазон спектра излучения с максимумом пика при λ_{max} = 852 нм. Этот пик соответствует ширине запрещенной зоны GaAs, равной 1,45 эВ. На спектрах твердых растворов наблюдается ещё пик с максимумом при 946 нм, возможно, связанный с излучательным центром атомов германия в запрещенной зоне.

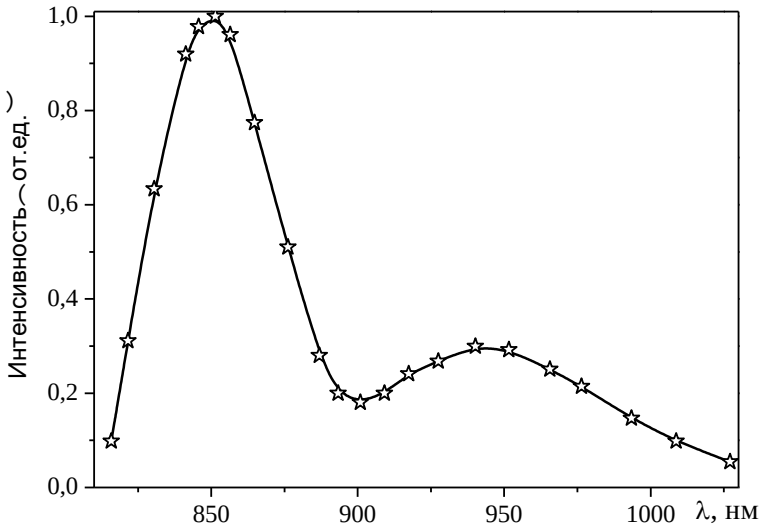


Рис. 4.5. Фотолюминесценция *n*-GaAs-*p*-$(GaAs)_{1-x}(Ge_2)_x$ гетероструктур при геливой температуре

На рис. 4.6 представлена спектральная зависимость фоточувствительности $(GaAs)_{1-x}(Ge_2)_x$ гетероструктур, откуда видно, что фоточувствительность исследованных гетероструктур охватывает диапазон энергий фотонов от 1,13 до 1,73 эВ. Фоточувствительность исследованной структуры начинается при энергиях фотонов 1,13 эВ и максимум спектральный фоточувствительности твёрдого раствора $(GaAs)_{1-x}(Ge_2)_x$ наблюдается при 1,34 эВ (~ 924 нм), что меньше чем 1,42 эВ (872 нм) запрещенной зоны GaAs. Здесь плавний спад спектральной чувствительности, возможно, обусловлен толщиной слоя твердых растворов $(GaAs)_{1-x}(Ge_2)_x$, эффективно поглощающего низкоэнергетические кванты.

С целью более глубокого изучения механизмов поглощения энергии, фоточувствительность гетероструктуры оценивалась по программе Wolfram Mathematics 7 в гауссовском приближении и результаты разложены на гауссовы линии. Исходные значения энергий E_i отдельных фотопиков задавались с учетом максимумов поглощения на экспериментальной кривой. В результате оказалось, что проанализированный спектр можно описать совокупностью трех гауссовских линий со значениями E_i, отвечающими удовлетворительно совпадению экспериментальной и суммарной аппроксимирующих гауссовых кривых. При этом, разброс значений E_i фотопиков с табличными не превышает 0,03 эВ. Все три фотопики соответствующие гауссовым кривым наблюдались в интервале энергий фотонов: $E_{ph,1}$ − 1,1÷1,61эВ, $E_{ph,2}$ − 1,16÷1,65эВ, $E_{ph,3}$ − 1,35÷1,7эВ, соответствнно (рис. 4.7).

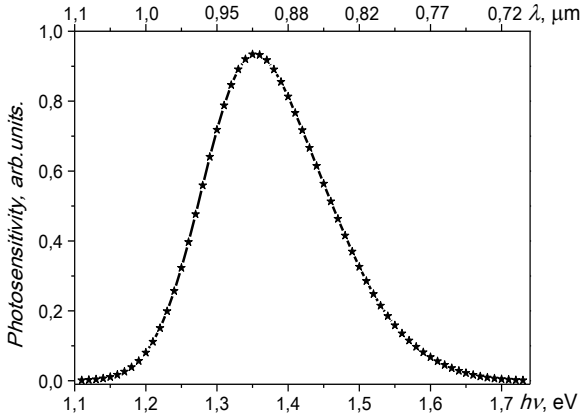


Рис. 4.6. Спектральная фоточувствительность *n*-GaAs-*p*-$(GaAs)_{1-x}(Ge_2)_x$ гетероструктур

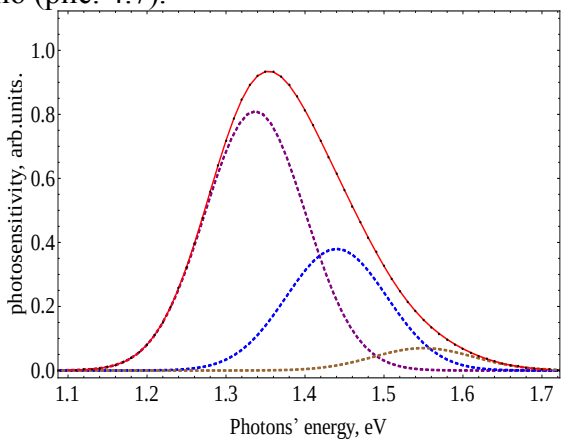


Рис.4.7. Гауссовое приближение спектральной фоточувствительности *n*-GaAs-*p*-$(GaAs)_{1-x}(Ge_2)_x$ гетероструктур. Сплошные кривые - суммы расчетного гаусовского спектра; пунктирные кривые - гаусовские компоненты расчетного спектра

На рис. 4.7 приведен спектр первого гауссовского компонента (рис.4.7, 1-кривая) начинается с энергии фотонов 1,1 эВ, который возможно обусловлено узкозонный компонетой атомов германия, размешенного в узлах галлия, которая создает ковалентную связь с атомами арсенида и образует энергетический уровень мелких доноров [1]. Здесьнадо иметь в виду, что компоненты Ge_2 замещают атомы Ga и As в тетраэдрической решетке GaAs [2], связи Ga-As ослабляются под влиянием окружающих их атомов Ge. Поскольку энергия связи атомов Ge – Ge, когда она находится в тетраэдрической решетке германия определяется шириной запрещенной зоны Ge (E_{Ge}=0,67 эВ) и она меньше, чем ширины запрещенной зоны GaAs (E_{GaAs}=1,42

эВ), то энергия ионизация связи Ge – Ge увеличивается, когда она находится в окружении GaAs.

Кроме того, спектр этого компонента резко возрастает, начиная с энергии фотонов 1.2 эВ, что свидетельствует об образовании комплексов между рекомбинационными центрами, атомов мелких доноров и собственных атомов нанокристаллов германия в слое GaAs имеют акцепторную природу [3]. Это означает, что парные атомы Ge_2 частично замещают некоторые молекулы арсенида галлия в дефектоспособных областях арсенид галлиевой решетки и в этих местах самообразуются нанокристаллиты [4]. Поэтому максимум первого гауссовского компонента наблюдается при энергии фотонов 1,34 эВ, который обусловлен шириной запрещенной зоны твердого раствора $(GaAs)_{1-x}(Ge_2)_x$ [5].

Анализ на основе представленнии авторов [4] показывают, что в арсенид галлиевых монокристаллах нанокристаллы Ge имеют собственный энергетический уровень с акцепторным характером. Максимум второй гауссовской компоненты (рис.4.7, 2-кривая) наблюдается при 1,44 эВ и этот пик также соответствует рекомбинации из зоны проводимости на акцепторные состояния в *p*-GaAs, что подтверждают результаты фотолюминесценции кристаллов *p*-GaAs при энергии фотонов 1,35-1,65 эВ [5].

Максимум третьей гауссовской компоненты (рис.7, 3-кривая) наблюдается при 1,55 эВ, что возможно обусловлено изовалентными нанокристаллитами Ge в слое GaAs. В работе, [5] показано, что спектр внешней квантовой чувствительности фотоэлемента на основе гетеротсрутуры *p*-GaAs/p-Ge/n-Ge, которые охватывают диапазон излучений от 600 до 1800 мкм. В наших экспериментах также наблюдается такой фотоотклик, который накладывается в область спектра энергии от 1,25 до 1,72 эВ.

В целях объяснения экспериментальных данных и гауссовских приближениий о спектральной зависимости фоточувствительности гетероструктуры *p*-(GaAs) – *n*-$(GaAs)_{1-x}(Ge_2)_x$,нами были исследованы роли в этих процессах компонентов исследуемого твердого раствора.

Таким образом, результаты анализа спектров фоточувствительности *n*-GaAs – *p*-$(GaAs)_{1-x}(Ge_2)_x$ гетероструктур с помощью программы Wolfram Mathematics 7 показали, что в спектре общей гауссовской линии, имеется крайняя длинноволновая область с энергией фотонов 1,1 эВ и три компоненты, которые соответствуют соединениям As-Ge, Ge-Ge и Ga-Ge, которые подтверждаются образованием соответствующих энергетических уровней, связанных с такими соединениями в запрещенной и валентной зонах арсенида галлия. Это показывает, что *n*-GaAs–*p*-$(GaAs)_{1-x}(Ge_2)_x$ гетероструктуры можно использовать эффективного преобразования инфракрасной области спектра излучения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хлудков С.С. *Вестник Томского Государственного университета общенаучный периодический журнал.* № 285, 2005, ст. 84-94.

2. Saidov M.S. Low-temperature crystallization of semiconductor solid solutions that are promising for the realization of the extrinsic thermo photovoltaic effect. *Applied Solar Energy.* 2007, vol. 43, no 1, pp 45-48.

3. Журавлев К.С., Чикичев С.И., Штаске Р., Якушева Н.А. Исследование комплексообразования в эпитаксиальном сильно легированном p-GaAs:Ge методом фотолюминесценции. *Физика и техника полупроводников*, 1990, том 24, вып. 9. ст.1645-1649.

4. Aleshkin V.Ya., Dubinov A.A., Kudryavtsev K.E., Rumyantsev V.V., Tonkikh A.A., Zakharov N.D., and Zvonkov B.N. 1.3 μm photoluminescence of Ge/GaAs multi-quantum-well structure. *Journal of Applied Physics.* 115, 2014.
5. Хвостиков В.П., Лунин Л.С., Ратушный В.И., Олива Э.В., Шварц М.Э., Хвостикова О.А. Фотообразователи на основе GaAs/Ge гетероструктур, полученных методом низко температурной ЖФЭ. *Письмо в ЖТФ*. 2003, 29(14), стр. 46-49.

ВОЛЬТАМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ n-ZnO/p-Si В ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ

Х.Ж. Мансуров[1], Б. Гуломов[1] М.У. Жумаева[1], М. Мамиров[1], М. Исматуллаева[1], С. Мамадалиев[2]

[1]Андижанский государственный университет им. З.М. Бабура,
[2]Андижанский государственный педагогический институт

В данной работе приводятся результаты экспериментальных исследований по электрофизическим характеристикам гетероструктуры n-ZnO/p-Si

ZnO наносился на нагретый поверхность кремния путем распыления со скоростью 8 мл/мин. Расстояние между распыляющей соплой и поверхностью кремния составляло 85 см. Распыление гели металлооксида ZnO осуществлялся методом многослойного напыления с параметрами: время напыление – 60 секунд, время перерыва – 30 секунд. По данному методу синтезирован 20 слоев металлооксидной пленки и выращенные слои имели общую толщину ~ 500 нм. Полученные металлооксидные пленки ZnO принадлежат гексагональной сингонии и имеет вюрцитную кристаллическую структуру с параметрами: a = 0.4989 нм и c = 0.8342 нм, с размерами нанокристаллитов 67 нм.

Проведены измерения электрофизических характеристик гетероструктур, таких как: вольтамперная характеристика, вольтамперная характеристика структуры в фотогальваническом режиме, световая характеристика. Измерение вольтамперной характеристики осуществлялось стандартным методом с использованием зондовой установки при комнатной температуре. Использовался стабилизированный источник напряжения DC Power Suply HY3005, цифрового мультиметра MASTECH M3900 в режиме амперметра и вольтметра. При исследовании вольтамперных характеристик структуры в фотогальваническом режиме используется магазин сопротивлений Р33. Вольтамперные характеристики измерялись на установке, которая может имитировать солнечный свет. В качестве источника излучения использовалась вольфрамовая лампа накаливания мощностью 150 Вт. Измерение освещенности проводилось с помощью цифрового измерителя освещенности MASTKCH LUXMETER MS6610.

Для определения механизма переноса тока в данных структурах были исследованы ВАХ при освещенности E=0 Лк и E=1000 Лк. Как видно из рис.1 ВАХ в прямом направлении состоит из двух характерных участков. На рис. 1 а приведена ВАХ n-ZnO/p-Si гетероструктур в прямом направлении в полулогарифмическом масштабе при освещенности E=0 Лк и E=1000 Лк. Начальный этап зависимости тока от напряжения имеет экспоненциальный характер в виде [1]:

$$I = I_o e^{\frac{qV}{ckT}} \quad (1)$$

здесь q- заряд электрона, V-напряжение между контактами, k-постоянная Больцмана, T-комнатная температура. Значение показателя «c» в экспоненте, вычислено из экспериментальных данных с помощью соотношения

$$c = \frac{q(V_2 - V_1)}{kT \cdot \ln(I_2 / I_1)}, \quad (2)$$

Значения предэкспоненциального множителя I_0 и показателя экспоненты c, составили $I_0 = 2{,}6 \cdot 10^{-6}$ А и c = 7,84, соответственно.

Приведенные на рис.1 кривые ВАХ демонстрируют наличие сублинейного участка, независимо от освещённости поверхности пленки. Эти участки

удовлетворительно описываются эффектом инжекционного обеднения, предложенного авторами работы [2]. Согласно данной теории прямая ветвь ВАХ имеет аналитическую зависимость типа:

$$V \approx V_0 e^{Jad}, \tag{3}$$

здесь J – плотность тока, V_0 – напряжение начала сублинейного участка ВАХ, d – толщина базы, a – константа. Известно [3], что при высоких концентрациях дефектов решетки с глубокими уровнями наблюдаются подобные ВАХ при исследовании процессов амбиполярной диффузии и дрейфа.

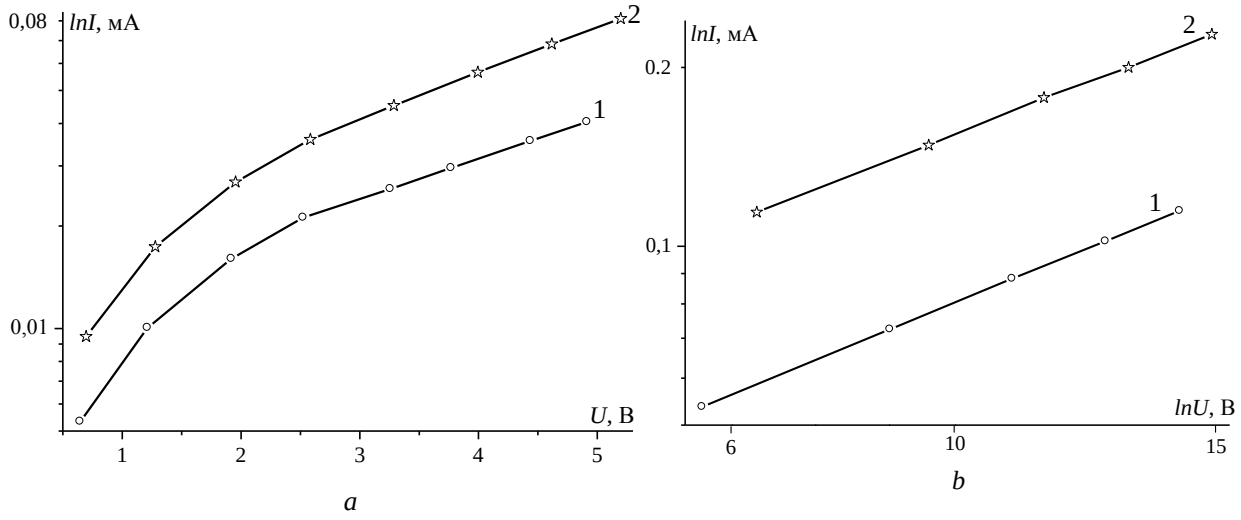


Рис. 1 Вольтамперные характеристики гетероструктуры n-ZnO/p-Si при освещенности E=0 Лк (1) и E=1000 Лк (2).

В данном случае величина, a определяется следующим выражением [3]:

$$a = \frac{1}{2qD_p N_t}, \tag{4}$$

Как видно константа a зависит как от коэффициента диффузии основных носителей (т.е. от их подвижности - $D_p = \frac{kT}{q}\mu_p$) так и от концентрации глубоких примесей N_t. В условиях эффекта инжекционного обеднения соблюдается следующий критерий [4]: Jad > 2. В данном случае при комнатной температуре Jad ≈ 11.32, то есть это требование удовлетворяется.

Константа, a на сублинейном участке ВАХ на рис.1(б) вычисляется из следующего соотношения:

$$a = \frac{\ln\left(\frac{V_2}{V_1}\right)\cdot S}{(I_2 - I_1)\cdot W}, \tag{5}$$

где S – площадь поперечного сечения, (I_1, V_1), (I_2, V_2) – точки, выбранные на экспериментальных кривых участков инжекционного обеднения. Такая зависимость ВАХ согласно теории [4] возникает при учете амбиполярной диффузии и дрейфа неравновесных носителей при модуляции инжекции носителей заряда.

В работе [5] нами были исследованы дифрактограммы металлооксидных слоев n-ZnO на кристаллической решетке кремниевой подложке напыленного методом спрей-пиролиза. По дифрактограмме определены следующие параметры: дифракционные индексы – $(102)_{ZnO}$ с d/n = 0,1911 нм (2θ = 47,63°), $(110)_{ZnO}$ с d/n = 0,1630 нм (2θ = 56,67°) и $(103)_{ZnO}$ с d/n = 0,1481 нм (2θ = 62,93°). Эти параметры, используя величины ширины основного пика рентгенограммы n-ZnO, позволили определить средний размер $L_{ZnO} \approx 84$ нм нанокристаллов ZnO на поверхности пленки по методу Саляково–Шеррера [6]. Полученные данные позволяют предположить, что в образованные пленке n-ZnO нанокристаллы ZnO существенно отличаются по своей структуре от структуры примесей замещения. Возможно, эти структуры на межфазовых границах ведут себя как обычная глубокая примесь и будут ответственны за наблюдаемый характер сублинейного участка ВАХ.

Таким образом, исследования вольтамперных характеристик (ВАХ) гетероструктур n-ZnO/p-Si при освещенности при E=0 Лк и E=1000 Лк показывают, что прямая ветвь ВАХ имеет интервал экспоненциальной зависимости тока от напряжения $V \approx V_0 e^{Jad}$. Полученные результаты трактованы в рамках теории эффекта инжекционного обеднения носителей на p-n перехода.

Литература

1. Викулин И.М., Стафеев В.И. Физика полупроводниковых приборов *М.: Радио и связь, 1990, с.264.*

2. А.С. Саидов, А.Ю. Лейдерман, Ш.Н. Усмонов, К.А. Амонов. Эффект инжекционного обеднения в p-Si−n-$(Si_2)_{1-x}(ZnSe)_x$ ($0 \le x \le 0.01$) гетероструктуре. Физика и техника полупроводников, 2018, том 52, вып. 9. с. 1066-1070.

3. Зайнабидинов С.З., Бобоев А.Й., Лейдерман А.Ю. Исследование механизма переноса тока в n-GaAs-p-$(GaAs)_{1-x-y}(Ge_2)_x(ZnSe)_y$ гетероструктур.Узбекский физический журнал.Тошкент, 2019. №1. с.14-21

4. Э.И.Адирович, П.М.Карагеоргий-Алкалаев, А.Ю.Лейдерман. Токи двойной инжекции в полупроводниках. (М., Советское радио, 1978).

5. С.З. Зайнабидинов, Х.С. Далиев, Ш.Х. Йулчиев, А.Й. Бобоев, Н.Ю. Юнусалиев. Структурные особенности металлооксидных пленок ZnO на основе кремния. Доклады Академии Наук. Республики Узбекистан - Тошкент, 2020, № 3. с. 21-24.

6. Шаренкова Н.В., Каминский В.В., Петров С.Н. Размеры областей когерентного рассеяния рентгеновского излучения в тонких пленках SmS и их визуализация. Журнал технической физики. 2011, Т. 81, № 9, ст.144-146.

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГЕТЕРОСТРУКТУР *n*-ZnO/*p*-Si

Х.Ж. Мансуров[1], Б. Гуломов[1] М.У. Жумаева[1], М. Мамиров[1], М. Исматуллаева[1], С. Мамадалиев[2]

[1]Андижанский государственный университет им. З.М. Бабура,
[2]Андижанский государственный педагогический институт

Полупроводниковые гетеропереходы на основе кремния и стеклообразных металлооксидных слоев изучаются многими исследователями [1]. Разнообразие металлооксидных материалов с различными электрофизическими свойствами и значениями ширины запрещенной зоны, охватывающими весь диапазон солнечного спектра, дает возможность изготовить многослойные пленочные гетероструктуры для наиболее эффективного преобразования солнечного излучения. Целью данной работы является определение оптимальных технологий получения и исследование фотоэлектрических свойств гетероструктур металлооксид-кремний, как перспективных элементов для солнечной энергетики и других изделий прозрачной электроники.

ZnO наносился на нагретый поверхность кремния путем распыления со скоростью 8 мл/мин. Расстояние между распыляющей соплой и поверхностью кремния составляло 85 см. Распыление гели металлооксида ZnO осуществлялся методом многослойного напыления с параметрами: время напыление – 60 секунд, время перерыва – 30 секунд. По данному методу синтезирован 20 слоев металлооксидной пленки и выращенные слои имели общую толщину ~ 500 нм.

Фотолюминесценцию возбуждали лазерным излучением ($\lambda_л$ = 325 нм) со стороны эпитаксиального слоя, сигнал регистрировали на установке СДЛ-7. Нижний и верхний омические контакты создавались методом термического нанесения алюминия на подложку при температуре 200°C для исследования вольтамперной характеристики гетероструктур *n*-ZnO/*p*-Si.

При исследовании световых характеристик гетероструктур установлено, что величина напряжения холостого хода до освещенности 2000 Лк – увеличивается, которое связано с относительным высоком количеством фотонов, взаимодействующих с валентными электронами зоны проводимости. Поэтому при низких величинах освещённости концентрация неравновесных носителей тока увеличивается по степенному закону: $n \sim n_0 \cdot I^{\alpha}$ здесь α коэффициент меньше единицы, I – число фотонов, n_0 – равновесная концентрация носителей тока. Существует пороговое значение освещенности, в нашем случае оно равно E_c=2000 Лк. После происходить уменьшение напряжения холостого хода. Это связано с изменением характера взаимодействия фотонов с валентными электронами, возможно такое изменение имеет квантов-механическую природу и возникает из-за увеличения разделяющего энергетического барьера. Второй переход начинается при E=2500 Лк, после которого значение напряжения холостого хода остается практически неизменной (рис. 1). При слабых световых потоках напряжение холостого хода возрастает пропорционально световому потоку. Однако при дальнейшем возрастании светового потока пропорциональность нарушается. Это указывает на уменьшение заряда фотоэлектронов в *p*-области и фотодырок в *n*-области.

Однако следует отметить, что значение напряжения холостого хода ограничивается ресурсом источников энергии и при любой освещенности не может превысить значение контактной разности потенциалов и ширины запрещенной зоны полупроводника. Малые значения тока короткого замыкания $I_{кз}$ и напряжения

холостого хода U_{xx} могут быть обусловлены малой площадью электрического контакта к гетероструктуре, а также следствием дефектности границы раздела гетероструктуры.

Также были определены фотоэлектрические свойства гетероструктуры *n*-ZnO/*p*-Si при комнатной температуре с помощью метода фотолюминесцентной-спектроскопии (рис. 2). Как видно, фотолюминесцентный спектр гетероперехода *n*-ZnO/*p*-Si имеет максимум при λ_{max} = 377 нм и охватывает широкую полосу в оптическом диапазоне. Этот пик соответствует ширине запрещенной зоны ZnO, равной 3.26 эВ [18]. На фотолюминесцентном спектре гетероперехода *n*-ZnO/*p*-Si.

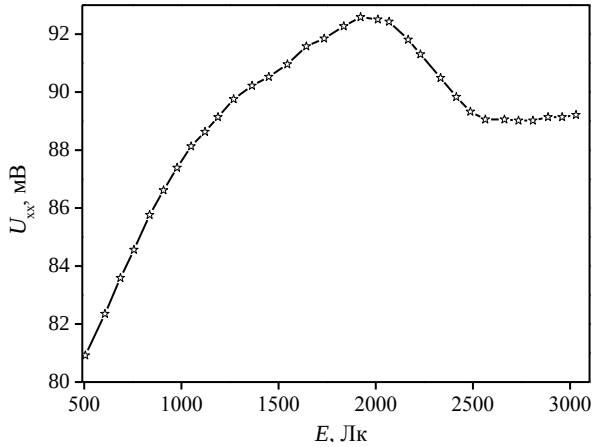


Рис. 1. Световая характеристика гетероструктуры n-ZnO/p-Si

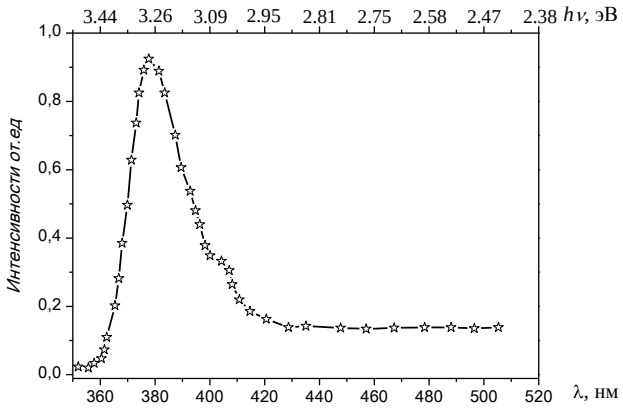


Рис. 2. Спектр фотолюминесценции пленки n-ZnO

Отсутствие других эмиссионных пиков, соответствующих различным дефектам (например, эмиссия зеленой полосы из-за кислородной вакансии в пленке ZnO при ~550 нм) в фотолюминесцентном спектре гетероперехода указывает на их низкий уровень, что обеспечивает улучшение фотоэлектрических свойств гетероперехода в оптическом диапазоне, особенно, при детектировании ультрафиолетового излучения с длиной волны ~ 377 нм.

На рис. 3 приведена зонная диаграмма гетероперехода *n*-ZnO/*p*-Si. Наличие широкозонной *n* - области в энергетической зонной диаграмме гетероперехода *n*-ZnO/*p*-Si является одним из отличительных особенностей данной гетероструктуры солнечных элементов, синтезированных на основе кремния.

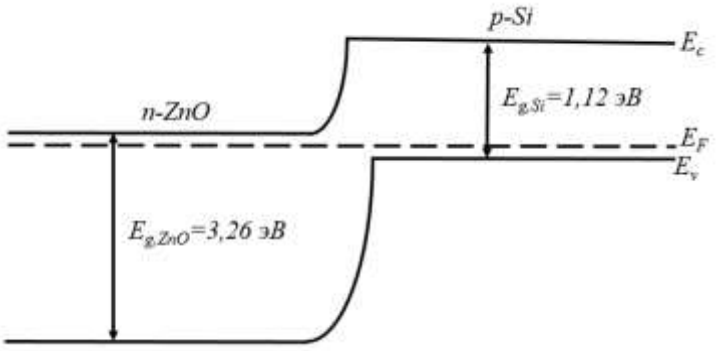


Рис. 3. Энергетическая зонная диаграмма гетероструктуры *n*-ZnO/*p*-Si.

Таким образом, солнечные элементы, полученные на основе широкозонных гетеропереходов металлооксидов по сравнению с обычными кремниевыми солнечными элементами, могут имеет более высокий КПД за счет расширения оптической области поглошения света в ультрафиолетовую сторону спектра.

Таким образом, фотолюминесцентный спектр гетероперехода *n*-ZnO/*p*-Si имеет максимум при λ_{max} = 377 нм и охватывает широкую полосу в оптическом диапазоне, что открывает новую возможность оптимального режима выращивания упорядоченной структуры пленки ZnO на поверхности кремния. Полученные гетероструктуры можно использовать в солнечной энергетике и оптоэлектронике в качестве фотоприемников. Технология получения пленки является экологически чистой, доступной и экономически рентабельной, а также, представляются перспективными для применения их в детектировании видимого и ультрафиолетового света.

Литература

1. S. Zainabidinov, S.I. Rembeza, E.S. Rembeza and Sh.Kh. Yulchiev. Prospects for the Use of Metal-Oxide Semiconductors in Energy Converters. Applied Solar Energy. vol. 55, No. 1, pp. 5–7, 2019.

Vaqt o‘tishi bilan organik quyosh elementlaridagi optik parametrlarining o‘zgarishi

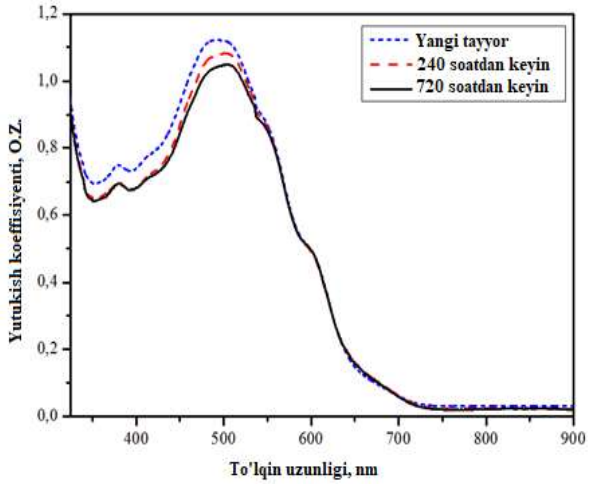
M.H. Imomov[1], N.M. Sobirova[2], F.N. Husanova[2]
[1]Namangan davlat chet tillar institute, [2]Namangan davlat universiteti magistranti
mximomov@mail.ru

Energiyaga bo‘lgan ehtiyojning doimiy ravishda ortib borishi bir qator global miqyosdagi iqtisodiy muammolarni keltirib chiqarmoqda [1]. Ekologik muhitga zararli ta’sir o‘tkazmaydigan, barqaror energiya manbalari ichida quyosh energiyasi o‘zining bir qator ijobiy xususiyatlariga ko‘ra alohida o‘rin egallaydi [2]. Quyosh elementlarining amaliy jihatdan katta istiqbolga ega bo‘lgan yana bir turi – bu organik materiallar asosidagi Quyosh elementlaridir. Yupqa polimer qoplamaga asoslangan quyosh elementlari ishlov berishning qulayligi, mexanik moslashuvchanligi va keng ko‘lamda arzon ishlab chiqarish imkoniyati bilan xarakterlanadi.

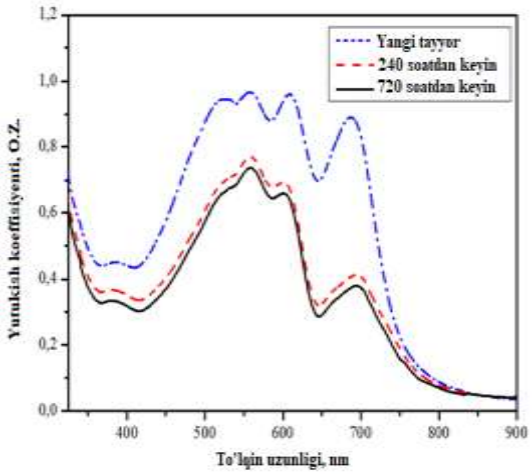
OQEning xizmat ko‘rsatish davrini oshirish, optimal struktura va tarkibiy materiallarni tanlash bilan ulardagi degradasiya jarayonlarini sekinlashtirish yoki bartaraf etish shartlari muhim ilmiy-texnikaviy muammolardan biri hisoblanadi.

OQElarning degradasiyasi odatda ularning optik xarakteristikalari – yutilish spektrlarida tegishli o‘zgarishlarga olib kelishi mumkin [4]. OQElarning optik xossalaridagi bunday o‘zgarishlarni aniqlab, qurilmaning degradasiya darajasini son jihatdan baholash mumkin. Shu xolatdan kelib chiqib biz, P3HT:PCBM va P3HT:ITIC aralashmalari asosidagi yupqa faol qatlamdan tayyorlangan OQElarning yutilish spektrlari tadqiq qildik [3].

Olingan natijalarga ko‘ra, P3HT:PCBM va P3HT:ITIS yupqa qatlamlarda optik o‘lchovlarni amalga oshirishda va bu ma’lumotlarni ularning fotovoltaik parametrlari bilan qiyosiy solishtirganda, OQE strukturasida qo‘shimcha yupqa metall qatlam – Aldan iborat elektrodning mavjudligi Al molekulalarini faol qatlam ichiga diffuziyasiga olib keladi. Bunday jarayon birinchi, tez degradasiya bosqichiga sabab bo‘ladi.



1-rasm. P3HT:PCBM



2-rasm. P3HT:ITIS

OQE yupqa qatlamining vaqt o‘tishi bilan yutilish spektrining o‘zgarishi

1 va 2-rasmlarda P3HT:PCBM va P3HT:ITIS yupqa qatlamlarining yangi tayyorlangan vaqtdagi hamda bu yupqa qatlamlarni atmosfera sharoitida 240 va 720 soat turgandan so‘ng o‘lchangan yutilish spektrlari keltirilgan. Yuqorida keltirilgan har ikki yupqa qatlamdagi yutilish spektrlarining vaqt o‘tishi bilan o‘zgarishi Al molekulalarining yupqa faol qatlamga diffuziyasi va oksidlanish tufayli degradasiyasi natijalari ishchi rejimdagi

OQElarning fotovoltaik parametrlarida kuzatilganidek, bir necha soatlik xarakterli davri bo‘lgan tezkor degradasiya komponentlari aniqlanmadi.

Ta’kidlash kerakki, yangi tayyorlangan P3HT:PCBM va P3HT:ITIS yupqa qatlamlari yutilish spektrlarining vaqt o‘tishi bilan o‘zgarishida asta sekin stabillashish holatini ko‘rish mumkin: birinchi 240 soatlik davrda katta o‘zgarishlar kuzatilgan P3HT:ITIS yupqa qatlamining yutilish spektrlari, keyingi davrda, ya’ni undan keyin 720 soat o‘tganda anchagina sust o‘zgarishlarni namoyon qilgan (4.7-rasm). Optik yutilish o‘zgarishlarini bunday susayishi ushbu faol katlam asosidagi OQEning fotovoltaik parametrlarida xam o‘z aksini topgan.

Ushbu o‘rganilgan tuzilmalarning boshqa tarkibiy materiallari, shu jumladan taglik ham o‘rganilayotgan optik sohada quyosh nurini yutmasligi sababli, ularning yutilish va lyuminessensiya spektrlari sof yupqa qatlamidagi xarakterli o‘zgarishlarni aks ettiradi. Vaqt o‘tishi bilan OQElardagi optik yutilishning oshib borishini ularning degradasiyasi ko‘rsatkichi deb hisoblash mumkin. Bu ko‘rsatgich organik materiallariga xos bo‘lib, OQElarning tarkibiy materiallaridagi strukturaviy o‘zgarishlar bilan bevosita bog‘liqdir.

Ushbu natijalar shuni ko‘rsatadiki, OQElarning optik parametrlarining vaqt o‘tishi bilan pasayishi murakkab xarakterga ega ekan. Yuqorida ko‘rilgan optik yutilish spektrlarida kuzatilgan o‘zgarishlar bo‘yicha hulosalarni OQElarning fotovoltaik parametrlaridagi vaqt o‘tishi bilan bog‘liq o‘zgarishlar ham tasdiqlaydi.

Foydalanilgan adabiyotlar

1. Abas N., Kalair A., Khan N. Review of fossil fuels and future energy technologies // Futures, 2015, Vol. 69, – pp. 31-49.
2. Crabtree G. W., Lewis N. S. Solar energy conversion // Physics today, 2007, Vol. 60, №. 3, – pp. 37-42.
3. Brabec C. J., Hauch J. A., Schilinsky P., & Waldauf C. Production aspects of organic photovoltaics and their impact on the commercialization of devices // MRS bulletin, 2005, Vol. 30, №. 1, – pp. 50-52.
4. Deschler F., De Sio A., Von Hauff E., Kutka P., Sauermann T., Egelhaaf H. J., ... & Da Como E. The effect of ageing on exciton dynamics, charge separation, and recombination in P3HT/PCBM photovoltaic blends // Advanced Functional Materials, 2012, Vol. 22, №. 7. – pp. 1461-1469.

Fraktsion zaryadlangan kvazi zarralar

B.D. Mamadaliyev
Namangan davlat universiteti

Gedanken tajribasi v = p/q holatdagi siqilmaydigan sistema holatida kasr zaryadlangan kvazi zarralar mavjudligini isbotlaydi. Boshidagi xayoliy, o'ta nozik solenoid orqali oqim 0 dan ϕ_0= hc/e ga o'zgartirilsa, tizim yana dastlabki xos holatga qaytadi. Biroq, bu holat solenoid o'qini o'rab turgan hududdan eq/p zaryadlangan yoki olib tashlanganligini ko'rsatishimiz mumkin. Faraday induktsiya qonuniga ko'ra, vaqtga bog'liq oqim solenoid atrofida azimutal elektr tokini keltirib chiqaradi:

$$E_\Phi = \frac{1}{c}\frac{d\phi}{dt}\frac{1}{2\pi R} \quad (1)$$

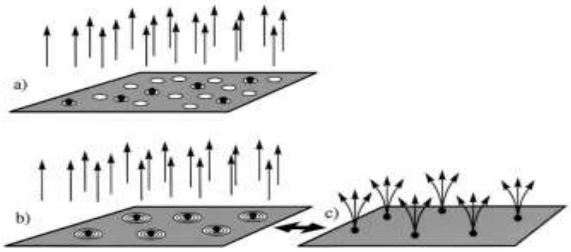
Siqib bo'lmaydigan holatda to'kish omili v o'tkazuvchanlik δ_{xy}= ve2/h. Bundan kelib chiqadiki, agar biz halqa bo'ylab boshlang'ichdan etarlicha uzoqroqqa qarasak, azimutal elektr toki radial oqimni keltirib chiqaradi:

$$j_r = v\frac{e^2}{h}\frac{1}{c}\frac{d\phi}{dt}\frac{1}{2\pi R} \quad (2)$$

va halqa ichidagi zaryadning umumiy kasr o'zgarishi mikroskopik uzunlik shkalasida lokalize qilingan:

$$Q = 2\pi R\int j_r dt = v\frac{e^2}{h}\frac{1}{c}\frac{hc}{e} = ve \quad (3)$$

Kesirli zaryadlangan zarralar tushunchasi Saminadayar va boshqalar tomonidan otish shovqinini o'lchashda tasdiqlangan va Gri-ths va boshqalar.



1-rasm: Coulomb kuchlari oqim kvant biriktirilishi

1-rasm: v= 1/3 kasr kvant Xoll holati uchun sxematik rasm. Elektronlar nuqta sifatida, girdoblar disk sifatida, magnit oqim kvantlari strelkalar sifatida belgilangan. a) Har bir elektronda bittadan vorteks, 2/3 ta vorteks biriktirilmagan. b) elektronlarga qo'shimcha girdoblar qo'yish orqali e-e repulsiya kamayadi. c) Vaziyat b) elektronlar va biriktirilgan oqim kvantlaridan tuzilgan kompozit zarralar sifatida qaraladi.

Foydalinilgan Adabiyotlar:

1. A. H. MakDonald, Kvant Xoll rejimining fizikasiga kirish, cond-mat/9410047, Indiana universiteti, Bloomington, IN 47405, AQSh (1994).
2. L. Saminadayar, D. C. Glattli, Y. Jin va B. Etyen, fizik. Rev. Lett. 79, 2526 (1997).
3. T. G. Gri-ths, E. Comforti, M. Heiblum, A. Stern va V. Umansky, Physical Review Letters 85, 3918 (2000)
4. H. Stormer, Rev. Mod. fizika. 71, 875 (1999)

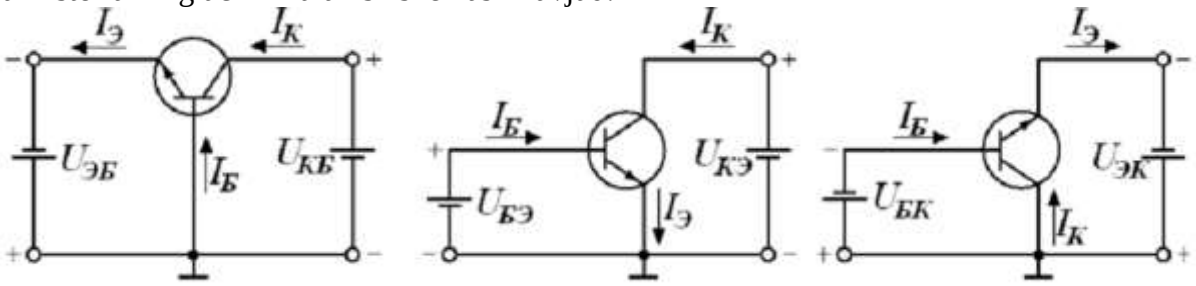
BIPOLYAR VA MAYDON TRANZISTORLARINING XARAKTERISTIKALARINI MULTISIM DASTURIDA O‘RGANISH

B.U. Aliyev[1], S.O. Hasanbayeva[1],S.B. Shernazarova[2].
[1]Toshkent davlat texnika universiteti, [2]Moskva Energetika institutiToshkent filiali

Bipolyar va maydon tranzistorlarining xarakteristikalarini kompyuter texnologiyalari, xususan Multisim dasturida o‘rganish ularning xususiyatlarini tushunishni osonlashtiradi.

Bipolyar tranzistor deb ikkita o‘zaro ta'sirlashuvchi p-n o‘tishdan tashkil topgan yarim o‘tkazgichli asbobga aytiladi. Mazkur tranzistorlarning tuzilishi va sxemada belgilanishi 1-rasmda ko‘rsatilgan. P-n-p va n-p-n tranzistorlarning ishlash printsipi bir xil bo‘lib, faqat sxemaga ulanganda manba qutblari almashtirilib ulanadi. P-n-r tranzistorda asosiy tok tashuvchilar kovaklar, n-p-n tranzistorlarda esa elektronlar hisoblanadi.

Tranzistorlar radiosxemalarda ishlatilganda uning elektrodlaridan biri zanjirning kirish va chiqishi uchun umumiy bo‘lgan sigma - korpusga ulangan bo‘ladi. Shunga ko‘ra tranzistorlarning uch xil ulanish sxemasi mavjud:



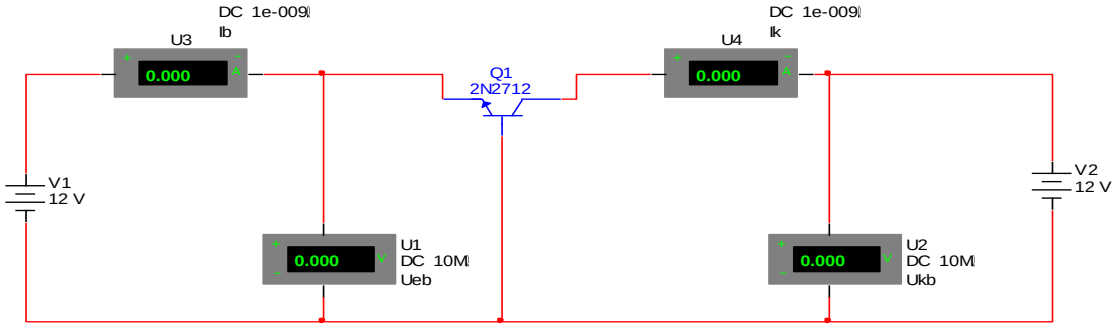
a b c

1-rasm: a. Umumiy bazali ulanish sxemasi-UB; b. Umumiy emitterli ulanish sxemasi-UE; c. Umumiy kollektorli ulanish sxemasi-UK

UB sxema tranzistorlarning xususiyatlarini tekshirishda qulay hisoblanadi.

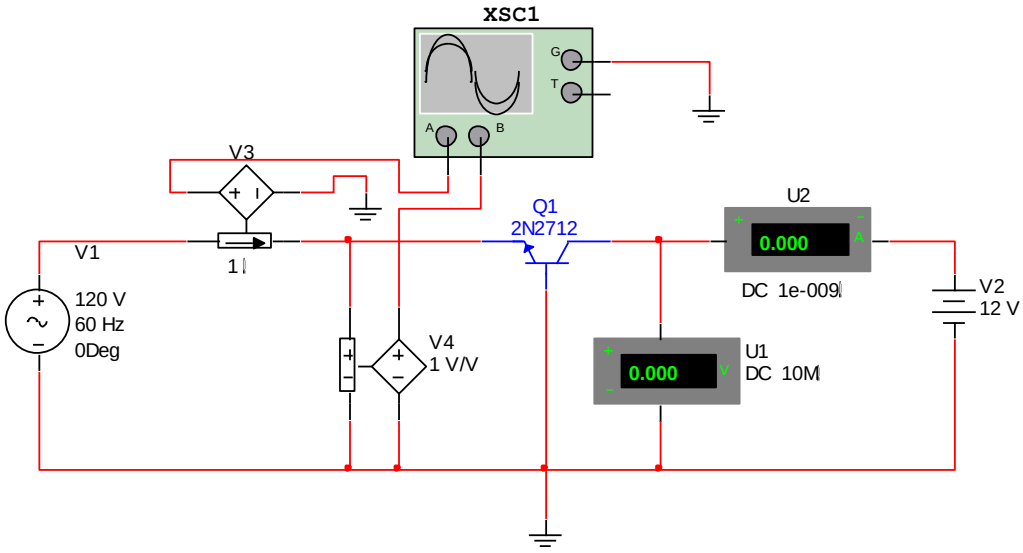
UB sxemasi uchun kirish statik xarakteristikasi bo‘lib, U_{KB} = const bo‘lgandagi I_E= f (U_{EB}) bog‘liqlik, UE sxemasi uchun esa U_{KE} = const bo‘lgandagi I_B=f(U_{BE}) bog‘liqlik hisoblanadi. Kirish xarakteristikalari- ning umumiy xarakteri odatda to‘g‘ri yo‘nalishda ulangan p-n bilan aniqlanadi.

Quyida umumiy baza sxemasi bilan ulangan n-p-n bipolyar tranzistorning statik kirish volt-amper xarakteristikalarini o‘rganish sxemasi keltirilgan.



2- rasm. Umumiy baza sxemasi bilan ulangan n-p-n bipolyar tranzistorning statik kirish volt-amper xarakteristikalarini o‘rganish sxemasi

Kirish volt-amper xarakteristikalarini bevosita ossillograf ekranida kuzatish sxemasi 3- rasmda keltirilgan.



3- rasm. Umumiy baza sxemasi bilan ulangan n-p-n bipolyar tranzistorning kirish volt-amper xarakteristikalarini ossillogramma usuli bilan o‘rganish

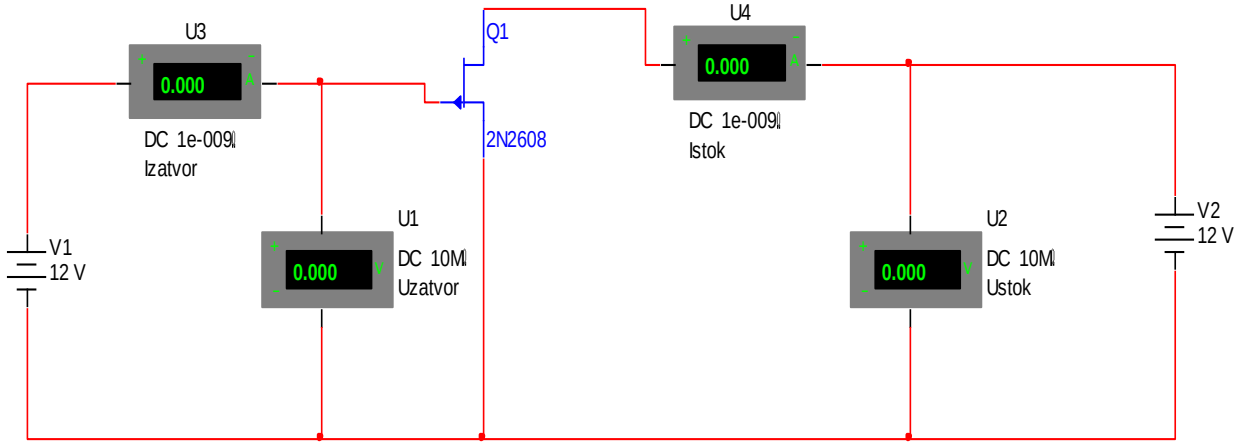
Umumiy baza sxemasi bilan ulangan bipolyar tranzistorning kirish volt-amper xarakteristikalari Multisim dasturida o‘rganish ularni real stendlar bilan o‘rganish jarayonini to‘ldiradi.

Maydon tranzistorlari statik va dinamik xarakteristikalarini virtual stendlar yordamida o‘rganish dolzarb masalalardan hisoblanadi.

Maydon (unipolyar) tranzistorida tok kattaligi elektronlar yoki kovaklar hisobiga hosil qilinadi. Bipolyar tranzistorlarda esa tok ikki xil: elektronlar va kovaklar hisobiga hosil qilinadi. Maydon tranzistorlarida tokni boshqarish elektr maydoni yordamida amalga oshiriladi.

Tranzistorning stok- zatvor xarakteristikasi deganda, istok stok kuchlanishi o‘zgarmas bo‘lganda, stok tokining zatvor kuchlanishiga bog‘liqligiga aytiladi, ya'ni Ic = f(Uzi) bunda Ui s=const. 4- rasmda p-kanalli maydon tranzistori VAX ini va parametrlarini o‘rganish sxemasi berilgan.

Tranzistorning stok xarakteristikasi deb, zatvor kuchlanishi o‘zgarmas bo‘lganda, stok tokining zatvor istok kuchlanishga aytiladi, ya'ni Ic = f(Uzi) bunda Uzi =const .

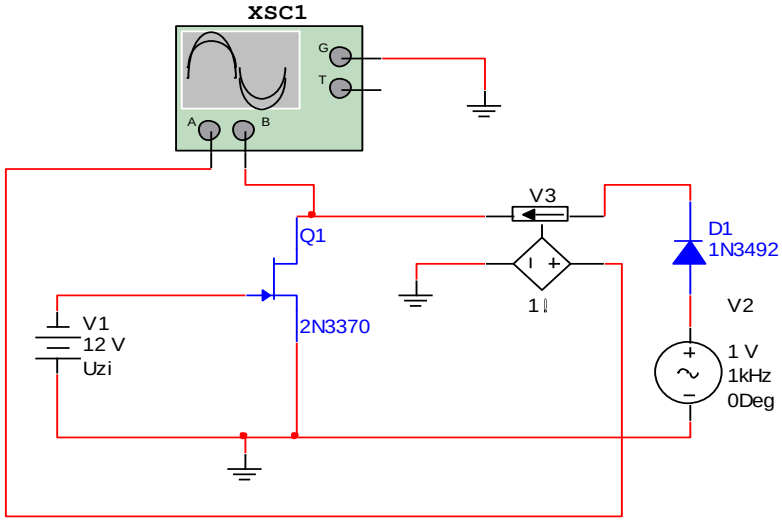


4-rasm. p-kanalli maydon tranzistori VAX ini va parametrlarini o‘rganish sxemasi

Maydon tranzistorida chiqish toki istok- stok kuchlanishiga bog‘liq bo‘ladi. Shuningdek stok toki zatvor kuchlanishiga ham bog‘liq bo‘ladi. Bu kuchlanish ta'sirida kanalning kesim yuzasi o‘zgaradi. Kanalning kesim yuzasi kamaysa, uning qarshiligi oshadi.

Stok-istok kuchlanishi kanaldagi qatlamning konfiguriyasini o‘zgartiradi. Shunday qilib, tranzistorning chiqish toki bipolyar tranzistorlardan farqli ravishda zatvor kuchlanishi bilan aniqlanadi. Bunda zatvor toki nolga yaqin bo‘ladi. Chunki bu tok p-n o‘tishning teskari tokidir.

5- rasmda n- kanalli maydon tranzistori chiqish xarakteristikalarini bevosita ossillograf ekranida kuzatish sxemasi berilgan.



5- rasm. n- kanalli maydon tranzistori chiqish xarakteristikalarini bevosita ossillograf ekranida kuzatish sxemasi

Xulosa qilib aytganda, elektronika fanlari tajriba mashg‘ulotlarida real tajriba stendlari bilan qo‘shimcha virtual stendlardan foydalanish yaxshi samara beradi. Tajriba virtual stendlarini kompyuterlarda osongina ko‘paytirish mumkin, hamda har bir talabaga o‘zining variantini berish imkoniyati tug‘iladi.

Foydalanilgan adabiyotlar

1. Павлов,В.Н. Схемотехника аналговых электронных устройств: Учебник для вузов/ В.Н.Ногин.-М.:Горячая линия-Телеком,2003.-320с.
2. Кучумов А.И. Электроника и схемотехника: Учебное пособие для вузов – М.: Гелиос АРВ, 2004. – 335 с.

QUYOSH ELEMENTLARINI FOYDALI ISH KOEFFITSIENTINI XARORATGA BOG’LANISHI

R.M. Jalolov, O.T. Ismanova, N.N. Tilovaddinova, Sh.A. Azimova, K.Q. Rustamova, M.F. Axmadjonova.
Namangan davlat universiteti.

Bugungi kunda jahonda global muammolardan biri energiya muammosidir. Butun jahonda iqlim sharoiti o’zgarishi, aholi sonining ko’payishi, sanoatning rivojlanishi yoqilg’i-energiyaga bo’lgan talabning oshishiga sabab bo’ladi. Ayniqsa kuz-qish mavsumida yoqilg’i-energiya, issiqlikka bo’lgan talab yanada ortadi. Yaqin vaqtgacha qayta tiklanadigan energiyaning asosiy manbai gidroelektroenergetika hisoblanardi. Hozirgi kunda shamol va quyosh energiyasi ham tez rivojlanib bormoqda. SHamol va quyosh energiyasi ob-havoga va kunning yorug’ vaqtiga juda bog’liq bo’lib quyosh sharoitida, ular talab yuqori bo’lgan vaqtlarda elektr energiyasining asosiy kismini ishlab chikarishi shart bo’lmaydi. Hozirgi kunda ko’pgina davlatlar energiya ishlab chiqarishning yanada ishonchli manbalarini zaxirada saqlash orqali bu bilan kurashmoqdalar. Bu atom, gaz va xatto ko’mir bilan ishlaydigan elektr stantsiyalarining ishlamay yoki past darajada ishlayotganini anglatadi, ammo shamol bo’lganda yoki quyosh ufqning ostiga tushib qolganda ishlab chiqarish yuqori darajaga ega bo’ladi. Hozirgi vaqtda eng katta quyosh energiyasini ishlab chiqaruvchi mamlakatlar esa Xitoy, AQSH, Yaponiya va Germaniya, shuningdek, dunyoda shamol energiyasi bo’yicha etakchi mamlakatlar Xitoy, AQSH va Germaniya xisoblanadi.

Mamlakatimizda yoqilg’i-energetika sohasida ishlab chiqarilayotgan elektr energiyaning ana’naviy usuldan noa’ananaviy usulga ya’ni qayta tiklanuvchi energiya manbalaridan olish bo’yicha ishlarning kengaytirish va ushbu sohaning yetakchi mamlakatlarda qo’llanilgan tajribalarni qo’llash kelajakda elektr energiyaga bo’lgan talabni qondiradi hamda atrof muhitga zarar yetkazilmaydi. Bunday manbalardan eng istiqbollisi - quyosh energiyasidan fotoelektrik energiya manbai sifatida foydalanish yaxshi o’zlashtirilgan.CHunki quyosh inson evolyutsiyasining vaqti masshtablari nuqtai nazaridan tugamaydigan ekologik toza energiya manbaasi hisoblanadi. Quyosh radiatsiyasi energiyasini elektr energiyasiga aylantirilsa, uni istalgan tur energiyaga aylantirish ancha qulay hisoblanadi. SHu nuqtai nazaridan mustaqillik yillarida mamlakatimizda yarimo’tkazgichlar fizikasi sohasini rivojlantirish, xususan, amorf kremniy asosida quyosh elementi yoki yarimo’tkazgichli asboblar yaratish hamda ularning fizik hususiyatlarini o’rganishga alohida e’tibor qaratildi. Bu borada amorf kremniy olish texnologiyasi, ular asosida termoelektrik o’zgartigichlar barpo qilish va ulardagi fizik jarayonlarni tadqiq qilish yo’nalishida sezilarli natijalarga erishilmoqda. O’zbekiston Respublikasini yanada rivojlantirishning Harakatlar strategiyasiga asosan, mamlakatimizda ilmiy-tadqiqot va innovatsiya faoliyatini rag’batlantirish hamda olinadigan innovatsion ilmiy natijalarni amaliyotga joriy etish, shu jumladan qayta tiklanadigan energiya – Quyoshdan elektr energiyasini olish va ularning tejamkorligini oshirish yo’llarini tadqiq qilish muhim ahamiyatga ega.

Yarimo’tkazgich asosli fotoelektrik quyosh elementlari va ulardan yig’ilgan quyosh batareyalaridan kosmik raketalarda asosiy energiya manbai sifatida keng qo’llaniladi. Bunday energiya manbaidan xalq xo’jaligining turli sohalarida keng qo’llanilishini cheklab turgan muammo quyosh elementlari samaradorligining pastligi va olinadigan energiya tannarxining yuqoriligi bilan bog’liqdir.

Yarimo’tkazgichli qurilma quyosh elementi sifatida effektiv ishlashi uchun bajarilishi kerak bo’lgan shartlarni ko’rib chiqaylik. Birinchidan, har qanday muhitga o’tayotgan yorug’lik nurining bir qismi ortga qaytadi. SHuning uchun quyosh elementi yuzasini

shunday tanlash kerakki, tushayotgan yorug’likning asosiy qismi quyosh elementi ichiga o’tishi kerak. Buning uchun hozirgi paytda kaskadli quyosh elementilaridan foydalaniladi. Kaskadli quyosh elementilari qavatli quyosh elementilaridan iborat. Uning birinchi qavatida E_g-ta’qiqlangan zonasi kengligi kattaroq bo’lgan yarimo’tkazgichdan yasalgan quyosh elementi bo’lib, bu qatlam to’lqin uzunligi kattaroq nurlarni yutadi. Keyingi qatlamda esa o’z navbatida o’rtacha to’lqin uzunligidagi nurlar yutilsa, uchinchi qatlamda katta to’lqin uzunlikka ega bo’lgan nurlar yutiladi [1].

Ikkinchidan esa, har qanday modda ham yorug’likni o’tkazib yuborish xossasiga ega bo’ladi. SHuni hisobga olgan quyosh energiyasini ko’proq qismi yutilishi uchun quyosh elementi tayyorlanadigan yarimo’tkazgich namunasining optik yutilish koeffitsenti yetarlicha katta bo’lishi kerak. SHuning uchun qalinligi 1 mkm bo’lgan plyonkalarda (a-Si:H asosli quyosh elementi ishchi qismining o’rtacha qalinligi 1 mkm bo’ladi), hech bo’lmaganda ko’zga ko’rinadigan spektr sohasi uchun yutilish koeffitsienti $\alpha=10^4$ sm^{-1} bo’lishi kerak. SHu bilan birga, yorug’lik ta’sirda hosil bo’lgan elektronlar va kovaklar, quyosh elementining ikkala tomonidagi kontaktlarga effektiv ravishda to’planishi kerak. Bu esa asosiy bo’lmagan tok tashuvchilarning dreyf uzunligi, plyonkaning qalinligiga teng bo’lishi kerakligini bildiradi [2].

Asosan quyosh elementilarini foydali ish koeffitsientini oshirishga keskin burilish, elektronlarni zonalardagi o’tish nazariyasi tajribalarda tasdiqlangandan so’ng va berilgan hususiyatga ega bo’lgan toza yarimo’tkazgichlarni tayyorlash texnologiyasi yaratilgandan keyin sodir bo’ladi.

Ikkinchi va uchinchi avlod kosmik apparatlar quyosh elementi bilan ishlagan. Ularning foydali ish koeffitsienti 9 - 10 % ga teng bo’lgan. Birinchi avlod kosmik apparatlari esa akkumulyator bilan ishlagan.

Hozirgi vaqtda nazariy hisoblashlar kristall (*Si*) kremniydan tayyorlangan quyosh elementlarini foydali ish koeffitsienti 26 % gacha yetib borishi aniqlangan. Arsenid galliy (*GaAs*) dan tayyorlangan quyosh elementlarini nazariy hisoblashlarda olingan foydali ish koeffitsienti ni qiymati 30 % ga teng bo’lsa, laboratoriya sharoitida olingan natija 25,5 % yetib bordi.

Yuqoridagi muammolarni hal qilish nuqtai nazaridan ushbu ishda eksperiment natijalaridan foydalanib quyosh elementini foydali ish koeffitsientini hisoblash uchun qulay bo’lgan formula taklif qilingan. Olingan formulani adabiyotlarda mavjud bo’lgan formulalardan afzal tomoni uning yordamida yuqori potentsialli laboratoriya ishlarini olib bormasdan ham quyosh elementini foydali ish koeffitsientini va fotogalьvanik xarakteristikalarini ikkilamchi parametrlarga qanday bog’liqligini tadqiq qilish mumkin.

Ma’lumki fotogalьvanik xarakteristikalarga salt ishlash kuchlanishi, qisqa tutashuv toki, to’yinish toki, effektiv tok zichligi va effektiv kuchlanishlarni kiritish mumkin.

Quyosh elementilarining foydali ish koeffitsienti

$$\eta = ff\frac{U_{cu}j_{km}}{P_0 S} \tag{1}$$

ifodadan aniqlanadi. Bu yerda *ff* -quyosh elementlari fotovolьt-amper xarakteristikasining to’ldirish koeffitsienti, P_0- quyosh elementlarini yuzasiga tushayotgan quyosh radiatsiyasining quvvati, S- quyosh elementilarining ishchi yuzasi.

Quyosh elementilarining fotovolьt-amper xarakteristikasining to’ldirish koeffitsienti

$$ff = \frac{S_1}{S_0} = \frac{U_{эф}j_{эф}}{U_{cu}j_{km}} \tag{2}$$

formuladan aniqlanadi. [3] Bu yerdagi S_1 – quyosh elementlarining kuchlanishi va toki zichligini effektiv qiymatlari bilan aniqlanadigan to’g’ri to’rt burchak yuzasi, S_0 – esa quyosh

elementlarining salьt ishlash kuchlanishi va qisqa tutashuv toki zichligi bilan aniqlanadigan to’g’ri to’rt burchak yuzasi. Bu ifodalardan foydalanib quyosh elementlarining foydali ish koeffitsientini quyidagi ko’rinishda yozish mumkin.

$$\eta = \frac{U_{эф} j_{эф}}{U_{си} j_{кт}} \frac{U_{си} j_{кт}}{P_0 S} = \frac{U_{эф} j_{эф}}{P_0 S} = \frac{P_{эф}}{P_0 S} \tag{3}$$

(1) formuladan ko’rinadiki, quyosh elementilarining foydali ish koeffitsientini aniqlovchi asosiy parametrlar bu, ularni salьt ishlash kuchlanishi, qisqa tutashuv toki zichligi va fotovolьt-amper xarakteristikasini to’ldirish koeffitsientlari hisoblanar ekan.

Quyosh elementilarining foydali ish koeffitsientini aniqlovchi (3) formulaga effektiv quvvat zichligi uchun [4] ishda olingan ifodani qo’yib quyosh elementilarining foydali ish koeffitsienti uchun quyidagi tenglamani olish mumkin.

$$\eta = \frac{\dfrac{kTj_{кт}}{q}\left(1 + \dfrac{j_0}{j_{кт}} - \dfrac{n'_2\, kT}{qU_{си}}\right)\ln\dfrac{j_{кт}}{j_0}\dfrac{kT}{qU_{си}}}{P_0 S} \tag{4}$$

Bu ifodadan quyosh elementilari foydali ish koeffitsientini hisoblash mumkin. SHunday qilib quyosh elementlarning foydali ish koeffitsienti uchun bu parametrni tez va oson aniqlashga imkon beradigan, trantsendent ko’rinishga ega bo’lmagan, boshqa mualliflar va usullarda olingan ifodalar bilan taqqoslanganda ancha sodda bo’lgan yangi ifoda olindi. Olingan formulani oliy ta’lim muassasalarida bakalavrlar, magistrlarni o’qitishda va ilmiy tekshirish institutlarni ilmiy hodimlari uchun foydalanishga tavsiya qilish mumkin.

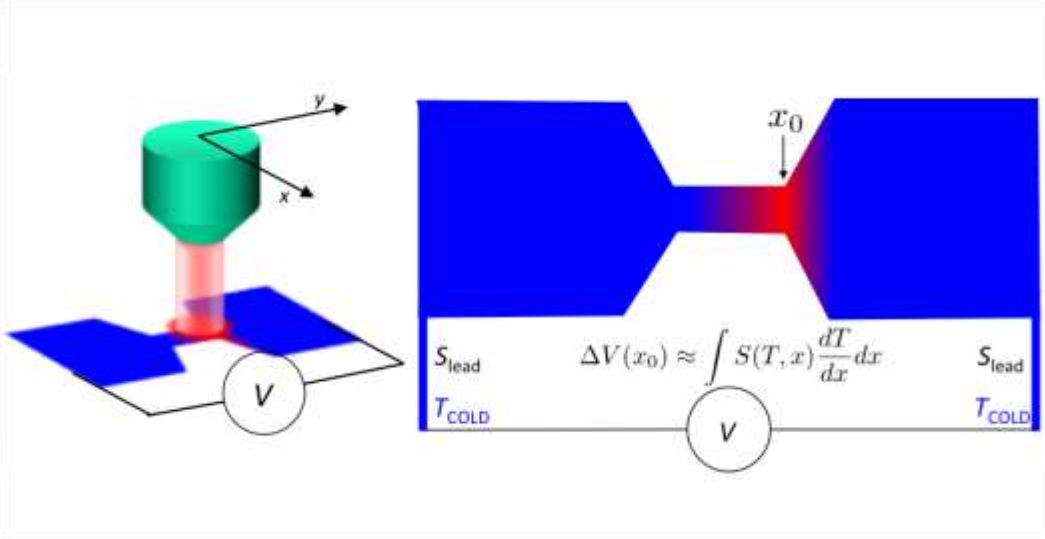
Foydalanilgan adabiyotlar

1. Farenbrux A., Bьyub R. Solnechnьe elementы (teoriya i eksperiment), M., “Energoatomizdat”, 1987, 278 s.
2. Amorfnьe poluprovodniki, pod red. M. Brodskiy, M. “Mir”, 1982, 419 s.
3. Aliev R., Ikramov R.G., Alinazarova M.A., Ismanova O.T. Influence of Temperature on Photocurrent of Amorphous Semiconductor-Based Solar Element. Applied Solar Energy, 2009, Vol.45, No.3, pp. 148-150.
4. Aliev R., Ikramov R.G., Ismanova O.T., Alinazarova M.A. Poluempiricheskoe uravnenie dlya temperaturnьx zavisimostey fotoelektricheskix parametrov a-Si:H solnechnьx elementov. Geliotexnika, 2011, №1, s. 61-64.

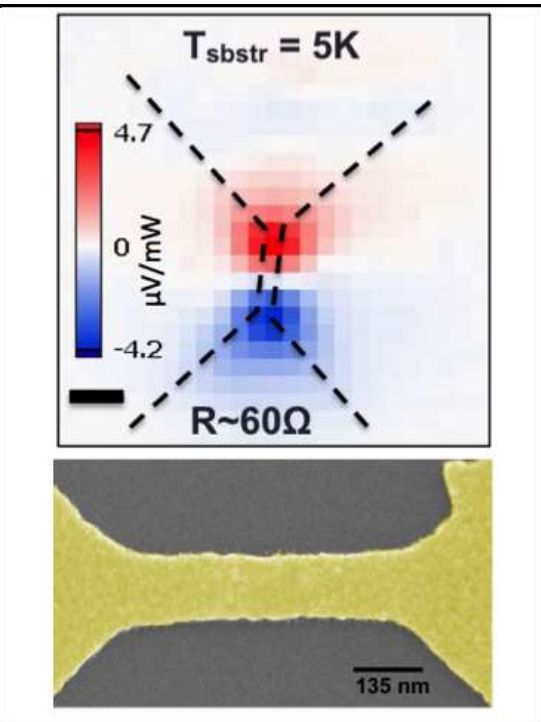
ФОТОТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ

М.О. Атажонов, М.А. Салохиддинова
Андижанский машиностроительный институт
тел: (91) 106-08-75 и (94) 435-90-17, e-mail: cool.atajonov@mail.ru

Введение. Возьмем стержень проводника и создадим на нем градиент температуры. Подвижные носители заряда будут иметь тенденцию диффундировать от горячего конца. Более того, будет чистый поток решеточных колебаний (фононов) от горячего конца. Эти фононы также могут рассеивать носители заряда — эффект, называемый фононным сопротивлением. Однако для изолированного стержня не может быть никакого результирующего тока, поэтому возникает градиент напряжения, так что дрейфовый ток уравновешивает тенденцию к диффузии. Это эффект Зеебека, а коэффициент Зеебека — константа пропорциональности между градиентом температуры и градиентом напряжения. Если вы соедините два материала с разными (известными) коэффициентами Зеебека, как показано на рисунке, вы получите термопару и сможете использовать генерируемое термоэлектрическое напряжение в качестве термометра.



Без учета фононного увлечения, коэффициент Зеебека зависит от конкретных свойств материала - знака носителей заряда и энергетической зависимости их проводимости (которая вобрала в себя зонную структуру материала и внешние факторы, такие как длина свободного пробега для рассеяние от примесей и границ). Из-за этой зависимости от внешних факторов коэффициентом Зеебека можно управлять посредством наноразмерного структурирования или изменения материалов. Использование граничного рассеяния в качестве параметра настройки длины свободного пробега позволяет создавать термопары, просто контролируя геометрию одного металла.



Заключение. Недавно мы использовали лазер нашего самодельного сканирующего рамановского микроскопа в качестве сканируемого источника тепла для определения фототермоэлектрического (ФТЭ) отклика наноструктур. Мы получили несколько интересных и неожиданных результатов. Фотоэдс разомкнутой цепи, возникающее при наноразмерных туннельных промежутках, может достигать 10 мВ из-за фототоков горячих электронов. Этот результат был опубликован в J. Phys. хим. лат. Хотя свойства металлов не очень подходят для сбора термоэлектрической энергии, мы думаем, что в таких системах есть много интересных возможностей для изучения.

Список использованной литературы.

1. Muhiddin Atajonov[1], S.J.Nimatov[1] , A.I.Rakhmatullaev[2] , A.B.Sadullaev[2]. Formalization of the dynamics of the functioning of petrochemical complexes based on the theory of fuzzy sets and fuzzy logic. AIP Conference Proceedings, Published 2023-01-05. DOI: 10.1063/5.0112403

2. Muhiddin Atajonov, Фото - термоэлектрический преобразователь плазмонного нанохол массива. Scientific and technical journal Machine Building Published 2022-12-22. volume 1. issue 5

3. Atajonov Muxiddin Odiljonovich. Plazmonli nanohol massivining foto-termoelektrik o’zgartkichi. scientific and technical journal machine building . - №5 (Махсус сон) I т 2022 йил web.andmiedu.uz , 2022-yil.

4. Atajonov Muxiddin Odiljonovich. Повышение эффективности фототермопреобразователей путем комбинирования устройств. АндМИ Республика илмий – амалий анжумани. 23-24 сентябр. - 23-24 сентябр, 2022 й. 2-том, 427-431 б., 2022-yil.

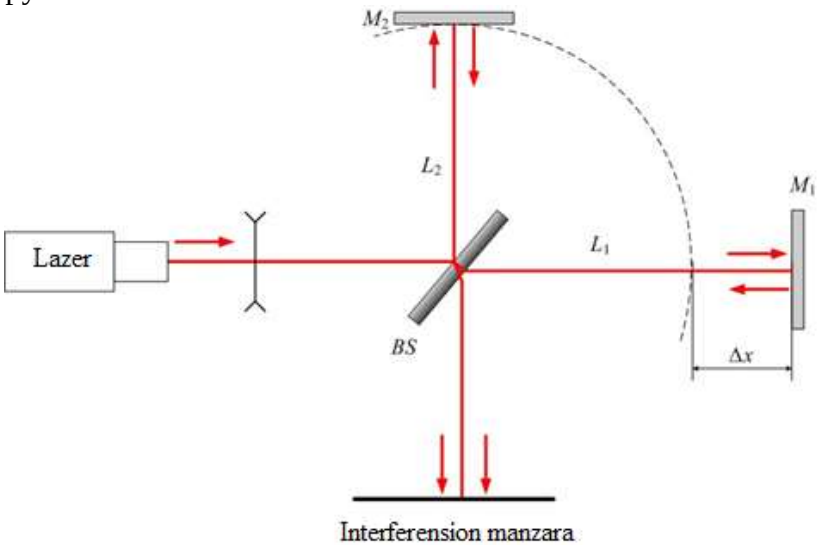
YARIMO’TKAZGICHLI LAZER DEFORMOGRAF YORDAMIDA KICHIK SILJISHLARNI QAYD QILISH.

G. Axmadjonova, A. Botirjonov, A. Nabiyev
Namangan davlat universiteti

Ma’lumki zilzila bo‘lishidan habar beruvchi ma’lumotlar turli usullar orqali olinib, ularning ish tamoyili turlicha fizik jarayonlarga asoslangan. Ayrimlari yer osti qatlamida tarqalayotgan tebranish to‘lqinlarini qayd qilishga tayansa, boshqalari seysmik zonalar yuqorisidagi ionosfera qatlamida radioto‘lqinlar o‘zgarishini qayd qilish orqali bilishni afzal ko‘rishadi. Aytish kerakki, yer osti silkinishi sabablari turlicha asosga ega bo‘lsada, barchasida ham eng avvalo deformatsion kuchlanishni uzilish jarayoni atom-molekulyar uzilishlardan boshlanib, juda kichik amplituda va chastota bilan boshlanishi fanda ma’lum.

Shuning uchun ham yer osti qatlamida tarqayotgan o‘ta kichik tebranishlarni qayd qilish usuli alohida o‘rin tutadi. Hozirgi kunda bunday tebranishlarni qayd qilishda lazer nurlari interferensiyasi yordamida yuqori aniqlikda tebranishni qancha ertaroq aniqlansa, hodisa ro‘y berguncha bo‘lgan vaqt oralig‘i ogohlantirishga etarli bo‘lishi mumkinligini e’tiborga olsak, bu boradagi har qanday urinish va izlanishlar doimo dolzarb va davlat tomonidan ma’qullanadigan ish hisoblanadi. Yuqoridagilardan kelib chiqib, biz ushbu ishimizda xuddi shunday o‘ta kichik tebranishlarni sezuvchi qurilmani yaratish uchun lazer deformograf yordamida interferensiyaga asoslangan qurilmandan foydalanishni taklif etamiz.

Hozirgi kunda fan yutuqlaridan foydalanib uni amaliyotda bemalol yaratish mumkin. Rasmda tasvirlangan yarimo’tkazgichli lazer defomograf quyidagi qismlardan iborat. Lazer, Maykelson interferometry, interferension manzarani intensivligini aniqlash imkonini beruvchi fotoelement, kompyuter



Fanda ma’lumki yer qimirlashidan oldin mikro o’lchamdagi to’lqinlar tarqaladi. Ya’ni yer po’stlog’ida mikroo’lchamdagi siljishlar vujutga keladi. Yer sirtiga maxkamlangan M1 va M2 ko’zgular yerda xosil bo’lgan siljishlar natijasida lazer nurini yo’llar farqi o’zgaradi. Bu o’zgarish interferension manzaraning intensivligini o’zgarishiga olib keladi. Interferension manzara fotoelementda o’zgaruvchan fototokni xosil qiladi. Maxsus programma yordamida zilzila haqida to’la ma’lumot olish mumkin.

Shunday qilib yuqorida aytilgan qurilma o‘ta kichik tebranishlarni qayd qilishga to‘la imkon beradi deb aytish mumkin.

Adabiyotlar.

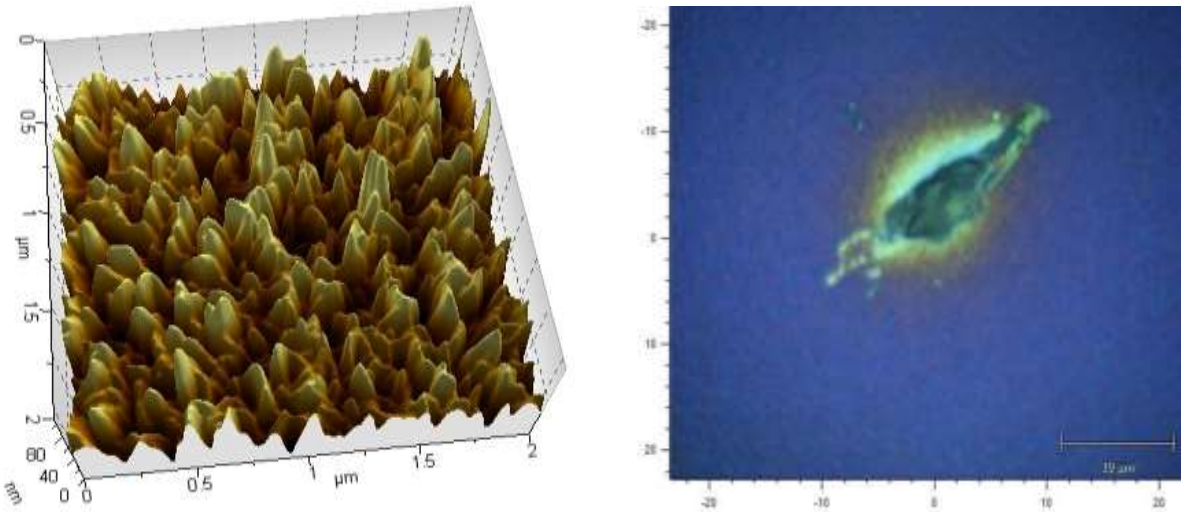
1. Landsberg G.S. Optika. – M.: Fizmatlit, 2003. – 848 b.
2. M.H.O`lmasova.«Fizika»3-kitobAkademik litseylar uchun o`quv qo`llanma Toshkent«O`qituvchi» 2004.

S60-ZnO GETROGEN TIZIMIGA LAZER OTJIGI TA’SIRI

V.O. Kuvondikov[1], G.A. Mirbabayeva[2], A.A. Egamberdiyev[2]
[1]U.A.Arifov nomidagi Ion-plazma va lazer texnologiyalari instituti
[2]Namangan Davlat Universiteti

Uglerod nanozarrachalari va metall oksidlari o‘rtasida fotoindutsirlangan zaryad almashinuvi energiyani o‘zgartiruvchi jarayon bo‘lib, yangi avlod organik fotovoltaik elementlar, sun’iy fotosintez tizimlari va yuqori samarali fotokimyoviy katalizatorlarning ishlashi uchun fizik asos bo‘lib xizmat qilishi mumkin [1]. Bu holat nafaqat ushbu materiallarning fotofizik va fotokimyoviy xususiyatlarining o‘ziga xosligi, balki ulardan nanostrukturaviy kompozitlarni yaratishda yuzaga keladigan qo‘shimcha imkoniyatlar bilan ham bog‘liqdir. Bunday kompozitlarni yaratish uchun eng istiqbolli interfeyslardan biri bu fulleren 60 (C60) va rux oksidi (ZnO) bo‘lib ularning quyidagicha sabablari mavjud: (i) C60 organik molekulalar bilan osongina supramolekulyar birikmalar hosil qiladi, bunda tarkibiy molekulalar orasidagi fotoindutsirlangan zaryadning ajralishi juda yuqori (~100%) kvant samaradorligiga ega va shu bilan birga, har bir C60 molekulasi 6 tagacha elektronlarni qabul qilishi mumkin [2]; (ii) ZnO, keng zonali yarimo‘tkazgich (3,37 eV) muhim ahamiyatga ega eksiton bog‘lanish energiyasiga (60 meV) va yuqori elektron o‘tkazuvchanlikka ega, fotovoltaik qurilmalar uchun shaffof elektrod sifatida istiqbolli materialdir va undan turli nano miqyosdagi morfologiyalar bilan zamonaviy texnologiyalar konstruksiyalarni shakllantirishga imkonini beradi [3].

Tadqiq qilingan namuna ya’ni, sirti nanostrukturaviy relefga ega bo‘lgan ~100 nm qalinlikli ZnO plyonkasi kvars shishiali taglikda ultratovushli sprey-piroliz metodi bilan o‘stirilgan hamda ular sirtining nanotuzilmali relefi tasviri olingan. ZnO plyonkasini tayyorlash bosqichlari va tafsilotlari, [4] adabiyotda batafsil ko‘rsatilgan. ZnO yupqa plyonkasini o‘stirish jarayonida, o‘stirishning fizik sharoitlari va texnologik rejimiga qarab sirt morfologiyasi va nasnostrukturaning xarakterli o‘lchamlari sezilarli darajada bir biridan fark kilishi mumkin.

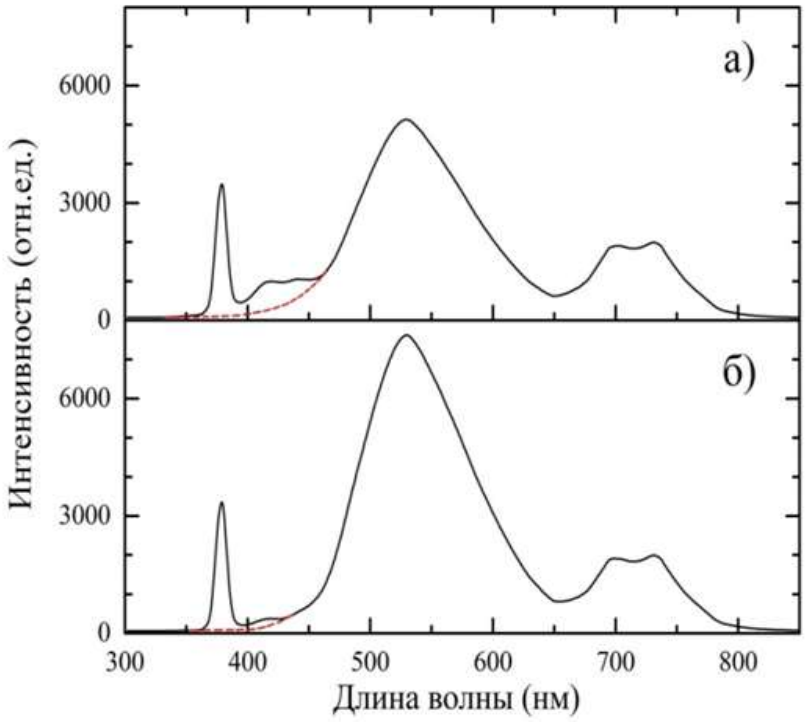


1-rasm. *ZnO plyonkasining ASM tasviri va mikrafotografiyasi*

Konsentrlangan UB lazer nurlanishlari tasirida ZnO plyonkasi sirti bilan S60 molekulalarining bog‘lanish imkonini va S60-ZnO interfeysida elektron bog‘ning hosil bo‘lishini o‘rganish uchun ZnO plyonka sirtiga S60 ning yupqa qatlami yotqiziladi. Buning uchun past konsentratsiyali toluolda 0,1 mg/ml S60 eritmasi tayyorlanadi. Unda S60 molekulalari va ZnO plyonka sirti qo‘shilishining shakllanishini murakkablashtiruvchi S60

molekulalari klasterlarining hosil bo‘lishi deyarli yo‘qotiladi. SHundan keyin, bu eritma distillangan suvda 0,4 M konsentratsiyagacha suyultiriladi va nazorat qilinuvchi temperatura va o‘sha ZnO plyonkasi o‘stirilgan [4] kameradagi sprey bosimida ZnO plyonka sirtiga purkaladi.

ZnO plyonkasi sirti relefi tasviri AKM Agilent 5500 yordamida olinib, bu tasvir balandliklar va chuqurliklar etarlicha zich joylashgan plyonkaning rivojlangan nanostrukturaviy relefini ko‘rsatadi. Tekshirilayotgan S60-ZnO plyonkasining fotolyuminessensiya spektrlari O‘zR FA IP va LT instituti bazasidagi Renishaw 2000 Raman spektrofotometrida (qo‘zg‘atuvchi nurlanish quvvati ≤10 mVt va to‘lqin uzunligi λ=325 nm) o‘lchandi.



2-Rasm. S60-ZnO geterogen tuzilmasining fotolyuminessensiya spektrlari

S60 qatlamni ZnO plyonkasiga yotqizish bilan hosil qilingan S60-ZnO tuzilmasida yuqori intensivli lazer nurlanish bilan uzoq nurlatilish evaziga fotolyuminessensiya spektrida o‘zgarishlar namoyon bo‘ldi. 2-rasmda S60-ZnO geterogen tuzilmasining fotolyuminessensiyasi spektrlari ko‘rsatilgan: a) – (λ=325 nm, 4 mVt quvvatli, nurlash vaqti 20 minut) lazer nurlanishi bilan nurlashgacha b) – nurlashdan keyingi S60-ZnO strukturalar. Bu spektrlarni taqqoslashlar shuni ko‘rsatadiki, S60 qatlamini ZnO plyonkasi sirtiga lazer nurlanishisiz sodda yotqizishda hosil qilingan S60-ZnO geterogen tuzilmada fotolyuminessensiya spektri ZnO plyonka va S60 qatlamlarning alohida o‘lchangan fotolyuminessensiya spektrlari yig‘indisini ifoda etadi.

Ko‘rilayotgan S60-ZnO geterogen tuzilmasi yuqori intensiv lazer nuri bilan nurlatilganida uning qizil fotolyuminessensiyasi va ZnO plyonkasi fotolyuminessensiyasining deyarli o‘zgarmas sathida S60 ning binafsha fotolyuminessensiyasining uch martalik tushishni yuzaga keltirdi (2 -rasm). S60 fotolyuminessensiyadagi bunday o‘zgarishlarni S60 molekulalarini ZnO plyonkasi sirti bilan qo‘shilishi bilan tushintirish mantiqiydir. Bunda yuzaga kelgan kuchli elektron S60-ZnO bog‘ elektronning uyg‘otilgan S60 S_2 holatidan ZnO o‘tkazuvchanlik zonasiga fotoindutsirlangan ko‘chish samaradorligini oshiradi, bunda S60 ning binafsha fotolyuminessensiyalari elektronlarning bunday ko‘chishi bilan raqobatlashuvchi jarayon kabi kamayadi. SHuni qayd qilish kerakki, pasayish S60 ning faqat

binafsha polosasidagina kuzatilib, bunda $S_1 \rightarrow S_0$ o‘tish yuzaga keltirgan qizil polosa hech qanday o‘zgarishga uchramaydi.

Xulosa sifatida aytish mumkinki, S60-ZnO getrogen tizimida samarali elektron bog‘lanish hosil bo‘lishining fizik mexanizmi λ=325 nm li lazer nurlanishida S60 ning fotooksidlanish va ZnO panjarali bunday radikallarning bundan keyingi bog‘lanishlariga asoslangan. Spektrning ko‘rish sohalarida ham lazer nurlanishi bilan fotooksidlash metall oksidlari nanozarralari sirtida yuqori samaradorlikka ega bo‘lishi mumkin. Bunda yuzaga kelgan S60 oksidi molekulalari ZnO panjarasida tuzilishi va kuchli elektron bog‘ni hosil qilishi mumkin bo‘lib, Ub nurni yutishda elektronlarni S60 uyg‘otilgan holatidan ZnO o‘tkazuvchanlik zonasiga samarali o‘tkazishni taminlaydi.

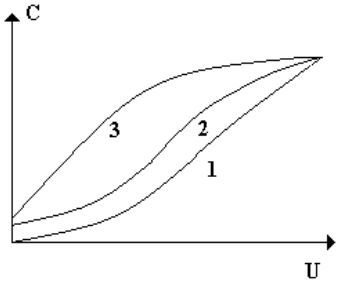
Foydalanilgan adabiyotlar:

1. Janotti A., Van de Walle C. G. Reports on progress in physics. – 2009. – Vol. 72. – №. 12. – pp. 126501.
2. Liu Y., Li Y., Zeng H. Journal of Nanomaterials. – 2013. – Vol. 2013.
3. Shalish I., Temkin H., Narayanamurti V. Physical Review B. – 2004. – Vol. 69. – №. 24. – S. 245401.
4. E. A. Zakhidov, V. O. Kuvondikov. et all. Journal of Applied Spectroscopy, Vol. 85, No. 1, March, 2018. pp. 73-78.

YARIMO’TKAZGICH-DIELEKTRIK CHEGARA SOHASINI ELEKTR XUSUSIYATLARINI O’RGANISH USULI.

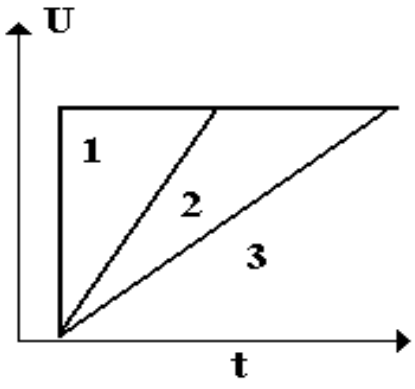
M.A. Ergasheva, X.D. Xoshimjonova
Namangan davlat universiteti

Yarimo’tkazgich-dielektrik chegara sohasini elektr xususiyatlarini o’rganish usuli (tekshirish) uchun qo’llaniladigan impul’s metodlarni yana bir ko’rinishi, metall-dielektrik-yarimo’tkazgich strukturaga qo’yilgan kuchlanish o’zgarishlarini turli tezliklarida o’lchangan sig’im-kuchlanish xarakteristikalariga asoslangan. Ushbu metodning asosida, strukturaga qo’yilgan kuchlanish o’zgarishining katta (yuqori) tezliklarida faqat asosiy tok tashuvchilar qo’yilgan kuchlanish o’zgarishiga (ulguradi) yetib yuradi degan faraz yotadi. SHu bilan birga, qo’yilgan kuchlanishning yetarli darajadagi kichik o’zgarish tezliklarida, sirt holatlari qayta zaryadlanishga ulguradi va ruhsat etilgan zonalar bilan o’zaro elektronlar almashadi. O’lchanayotgan sig’im miqdoriga asosiy bo’lmagan zaryad tashuvchilarning ta’sirini yo’qotish maqsadida o’zgaruvchan signal chastotasini yetarli darajada yuqori kattalikda olinadi. Haqiqatdan ham, qisqa (kichik) frontli imulьs kuchlanish tekshirilayotgan strukturaga qo’yilganda, imul’sning ko’tarilishi pasayishida sirt holatlari qayta zaryadlanishga ulgurmaydi. Bu sig’im kuchlanish xarakteristikasining gisterezis holati bo’yicha sirt holatlari zichligini aniqlash imkonini beradi. 1-rasmda, strukturaga qo’yilgan turli kuchlanish o’zgarishlari tezliklarida olingan metall-dielektrik-yarimo’tkazgich strukturaning imul’sli C-V xarakteristikalari ko’rsatilgan.



1-rasm. Metall-dielektrik-yarimo’tkazgich strukturaning impul’sli C-V xarakteristikalari.

Strukturaga qo’yilgan kuchlanishning o’zgarish tezligi (1-rasmda C(t) bog’lanishi ko’rsatilgan (1)) shunchalik yuqoriki (2-rasmda (1)-bog’lanish), bunda sirt holatlaridagi zaryadlar ham, asosiy bo’lmagan zaryad tashuvchilar ham kuchlanishning o’zgarishi vaqtida o’zgarishga ulgurmaydi. Strukturaga (2)-bog’lanish qo’yilgan kuchlanish o’zgarishi tezligi sezilarli kichik, shuning uchun, sirt holatlari qayta zaryadlanishga ulguradi, lekin, asosiy bo’lmagan zaryad tashuvchilar ulgurmaydi.



2-rasm. Strukturaga qo’yilgan kuchlanishning epyuri.

Taklif etilayotgan ushbu metod, struktura sig’imining ma’lum bir aniqlangan miqdorida, kuchlanish o’qi bo’ylab ikkita impul’s xarakteristikalari siljishlari kattaliklari bo’yicha sirt holatlarida joylashgan (X_{ZZ}) zaryad miqdorini aniqlazsh imkonini beradi. Sirt holatlarida joylashgan zaryadlar kattaligini quyidagi ifoda yordamida topish mumkin:

$$Q_{SS}(C) = C_O\,(U_1-U_2) \qquad (1)$$

Bu ifodada C_O metall-dielektrik-yarimo’tkazgich struktura dielektrik qatlami sig’imi, U_1,U_2 – S kattalikdagi sig’imga mos keluvchi kuchlanish miqdorlari. Sirt holatlar zichligining yarimo’tkazgich ta’qiqlangan zona kengligi bo’yicha taqsimoti quyidagi tenglik orqali ifodalanishi mumkin:

$$N_{SS}(\varphi_S)=\frac{1}{q^2}\frac{dQ_{SS}}{d\varphi_S} \qquad (2)$$

bunda: φ_S-sirt potentsiali, q –elektron zaryadi.(1) va (2) ifodalardan foydalanib, quyidagini olamiz

$$N_{SS}(C)=\frac{C_0}{q^2}\frac{d(U_2-U_1)}{d\varphi_S} \qquad (3)$$

So’ngra, (3) ifodani quyidagi ko’rinishda yozib:

$$N_{SS}(C)=\frac{C_0}{q^2}\left[\left(\frac{dC}{dU_1}\right)^{-1}-\left(\frac{dC}{dU_2}\right)^{-1}\right]\left(\frac{dC}{d\varphi_S}\right) \qquad (4)$$

Bunda: $\frac{dC}{dU_1}$ va $\frac{dC}{dU_2}$ - berilgan sig’im qiymatida 1 va 2 impul’s xarakteristikalar egriligi.Yarimo’tkazgichning ta’qiqlangan zona kengligi bo’yicha sirt holatlarining spektr taqsimotini aniqlovchi ifodaga ega bo’lamiz. dC/dU_1 va dC/dU_2 impul’s xarakteristikalarining egriligi, impul’s C-V xarakteristikalari kuzatilayotganda ostsilograf ekranida o’lchanish mumkin. Siljish kuchlanishlari o’zgarishining katta tezliklarida, sirt holatlaridagi zaryadlar kuchlanishning o’zgarishida o’zgarishga ulgurmaydi. Bu holda, siljish kuchlanishining o’zgarishi yarimo’tkazgich va dielektrik orasida ularning sig’imiga teskari prorortsional holatda taqsimlanadi.

FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR

1. С.И.Власов. Электрические методы измерения параметров полупроводниковых структур. Ташкент. «Университет». 2007. С.172 .
2. С.З .Зайнабидинов, С.И. Власов, А.А. Насиров Не равновесные процессы на границе раздела полупроводник-диэлектрик.. Ташкент. «Университет». 1995. С.112.
3. М.А.Эргашева, Д.З.Обидов. Общие понятии о скрытых границах раздела. Республика илмий-амалий конференцияси материаллари. Тошкент 2022 йил.

ОБРАЗОВАНИЕ ВАКАНСИОННЫХ ПОР В ОБЪЕМЕ КРЕМНИЯ ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Э.Х.Беркинов, Р.М.Турманова, Тургунов Н.А., Н.Б.Хайтимметов
Научно-исследовательский институт физики полупроводников и микроэлектроники, Ташкент, Узбекистан

Изучение вакансионной пористости, а также влияющих факторов процессу их формирования в полупроводниках является одной из актуальных задач современной микроэлектроники. При описании процессов диффузионного порообразования следует иметь в виду, что в реальных кристаллах равновесная концентрация вакансий является функцией пространственных координат вследствие наличия неоднородных упругих полей. Поскольку в окрестности некоторых источников вакансий - дислокаций и их скоплений, трещин и т. п., имеются сингулярные собственные упругие поля, дрейф вакансий в них приводит к значительному ускорению диффузионных процессов в области, где эти поля существенны. Кроме того, необходимо учитывать так же неоднородность пространственного распределения потоков избыточных вакансий, а также диффузионное взаимодействие пор [1-3].

При достаточно высоких температурах T>1000 ^{o}C зарождению и росту вакансионных пор диффузионного происхождения в значительной мере могут способствовать растягивающие напряжения, приложение которых уменьшает работу, производимую поверхностью при смещении вследствие укрупнения поры из-за присоединения к ней вакансий. Локальные искажения вокруг поры повышают химический потенциал вакансий в объеме кристалла, т. е. способствуют спеканию вакансий в пору. Наиболее мощными стоками вакансий являются поверхности уже имеющихся в образце пор и микротрещин. Образование зародышей пор значительно облегчено при наличии в образце локальных включений поверхностно-активных веществ. Особую роль в образовании и развитии пор играют дислокации. Согласно классическим представлениям, вокруг линии дислокаций могут возникать облака Коттрелла из вакансий, которые при достаточном пересыщении стабилизируются, конденсируясь в небольшие сферические каверны, располагающиеся вдоль дислокаций. Каверны возникают как на краевых, так и на винтовых дислокациях.

Возникновение и развитие пористости будет наиболее интенсивным в области максимального пересыщения решетки вакансиями, которая соответствует участку диффузионной зоны. На начальных стадиях диффузионного отжига преимущественный поток вакансий с изменением структурного состояния, в зависимости от характера и степени искаженности решетки, может измениться не только по значению, но и по направлению. Образовавшиеся диффузионные поры располагаются цепочкой параллельно плоскости контакта между компонентами образца, по мере продолжительности диффузионного отжига область наиболее интенсивного порообразования удаляется от плоскости исходного контакта.

Таким образом предполагается, что равновесная концентрация вакансий у поверхности малых пор больше, чем у больших, а следовательно, появляется поток вакансий от малых пор в матрицу и из матрицы к большим. В результате этого в объеме кремния формируются объемные вакансионные поры.

Список литературы:

1. Таланин В.И., Таланин И.Е. Кинетика образования вакансионных микропор и междоузельных дислокационных петель в бездислокационных монокристаллах кремния // ФТТ. 2010. том 52. вып. 9. С. 1751-1757.

2. Таланин В.И., Таланин И.Е. Диффузионная модель образования ростовых микродефектов: новый подход к дефектообразованию в кристаллах // ФТТ. 2016. том 58. вып. 3. С. 417-427.
3. Оджаев В.Б., Петлицкий А.Н., Плебанович В.И., Садовский П.К., Тарасик М.И., Челядинский А.Р. Взаимодействие атомов сурьмы с микропорами в кремнии // ФТТ. 2018. том 60. вып. 1. С. 22-24.

МИКРОСТРУКТУРА И КОМБИНАЦИОННЫЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА ТОНКИХ ПЛЕНОК Sb_xSe_y ПОЛУЧЕННЫХ ИЗ ОТДЕЛНЫХ ИСТОЧНИКОВ ИСТОЧНИКОВ Sb И Se ПРИ ПОНИЖЕННЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ ПОДЛОЖКИ

Т.М. Разыков[1,2] д.ф.м.н. проф., К.М. Кучкаров[1,2] д.ф.м.н. с.н.с., С. Музаффарова[2] д.ф.м.н. с.н.с., Б.А. Эргашев[1] PhD. с.н.с, Р. Т. Йулдошов[1] PhD., Д. Исаков[1], М. Махмудов[1], Р.Хуррамов

[1]Физико-технический институт НПО «Физика-Солнце»

[2]Научно-исследовательский институт физики полупроводников и микроэлектроники Национального университета имени Мирзо Улугбека

тел.: +99(871)235-41-03; e-mail: k.kuchkarov@mail.ru

Настоящее время исследователи мира уделяют особое внимание применению халькогенидных бинарных соединений Sb_2Se_3, Sb_2S_3 и твердых растворов $Sb_2(S_x,Se_{1-x})_3$ на их основе (химическая формула Sb_2X_3) в качестве поглощающего слоя для солнечных элементов [1,2].

В данной работе изучены морфологические и структурные свойства пленок Sb_xSe_y, полученных методом химически молекулярно-пучкового осаждения (ХМПО) от отдельных источников элементов сурьмы (Sb) и селен (Se) при температуре подложки 400℃.

Sb_2Se_3 методом ХМПО подробно описано в работе [3]. В качестве исходного материала, были использованы материалов Sb и Se полупроводниковой чистоты (99,999%), которые испарялись в потоке водорода при атмосферном давлении. Температурный интервал испарения материалов Sb и Se для выращивания пленок находился в пределах 900℃ для Sb, а для Se – 380÷470℃, температура подложки поддерживалась при 400℃. Для получения пленок Sb_2Se_3 стехиометрического состава менялось парциальное давление Se в паровой фазе во время процесса роста.

Морфологию поверхности исследовали с помощью сканирующего электронного микроскопа. На рис. 1 представлена морфология поверхности тонких пленок Sb_xSe_y различного состава, осажденные из отдельных источников Sb и Se при температуре подложки 400 °C. Все тонкие пленки Sb_xSe_y имели компактную морфологию поверхности. Размеры кристаллов пленок Sb_xSe_y, состоящих из стержней, находились в пределах 0,5÷8 микрон. Средние диаметры и длины стержней Sb_xSe_y, осажденных при отношениях Sb/Se - 0,66 и 0,7, были примерно одинаковыми при 0,5÷1 и 1÷4 мкм соответственно. При соотношении Sb/Se≈0,52 длина стержней составляла от 1 до 10 мкм, и большинство из них были параллельны подложке. При соотношениях Sb/Se≈0,76 и Sb/Se≈0,98 упорядоченное расположение стержней на основании нарушено, т. е. доли стержней, растущих параллельно и перпендикулярно основанию, почти равны. В тонких пленок Sb_xSe_y, полученных при соотношении 1,26, размер зерен уменьшился. По мере приближения отношения Sb/Se к стехиометрическому длинные стержни превращаются в более короткие и гладкие зерна.

Измерения рентгеноструктурного анализа проводились на пленках различных составов, осажденных при температуре подложки 400°C, для установления фазового состава и определения преимущественный ориентации слоев Sb_xSe_y.

Как показано на рис. 2, все дифракционные пики принадлежат орторомбической фазе Sb_2Se_3 (JCPDS 15–0861). Также с увеличением содержания Sb на пленках наблюдалось снижение интенсивности пика Sb_xSe_y. В частности, интенсивность пика преимущественной ориентации (061) упала до минимума. Полученные рентгенограммы

хорошо согласуются со стандартной картиной, что свидетельствует о хорошей кристалличности пленок, при этом никаких других фаз обнаружено не было.

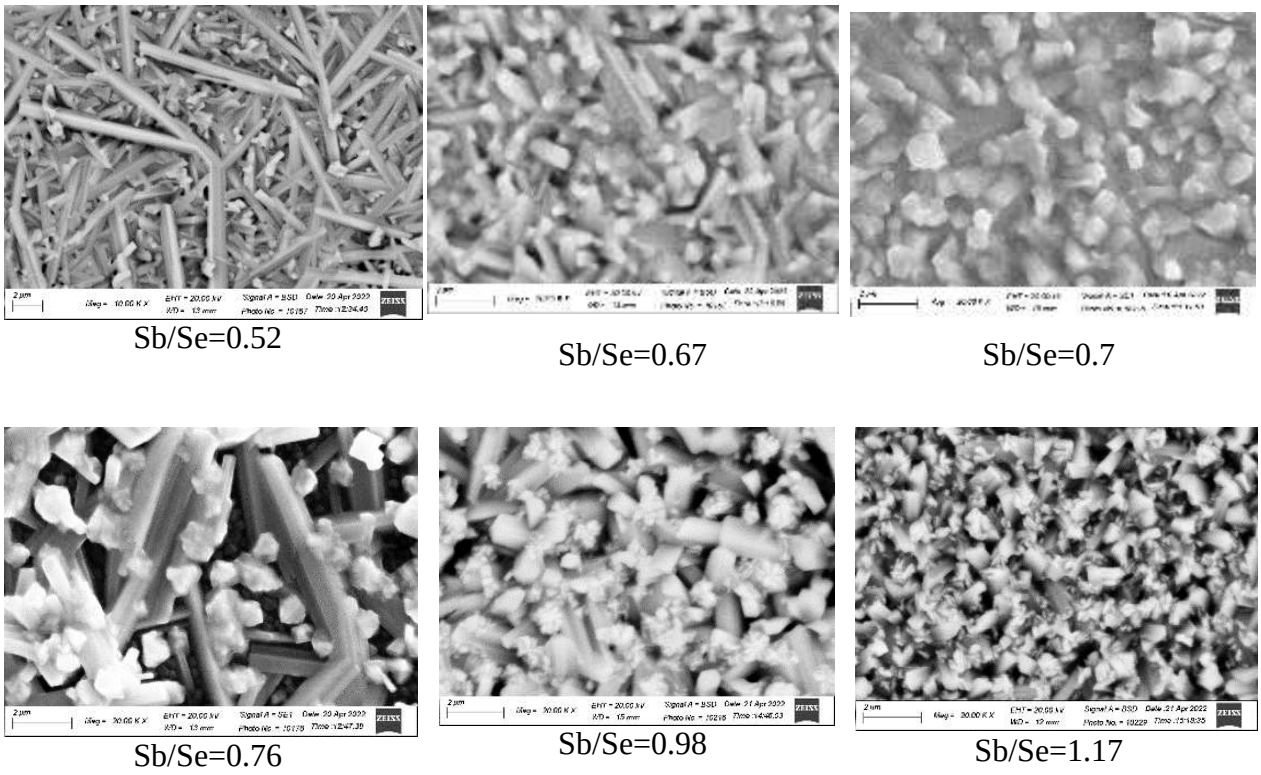


Рисунок 1 – Морфология поверхности тонких пленок Sb_xSe_y синтезированных при температуре подложки 400ºC с различными соотношением Sb/Se, полученная на сканирующем электронном микроскопе

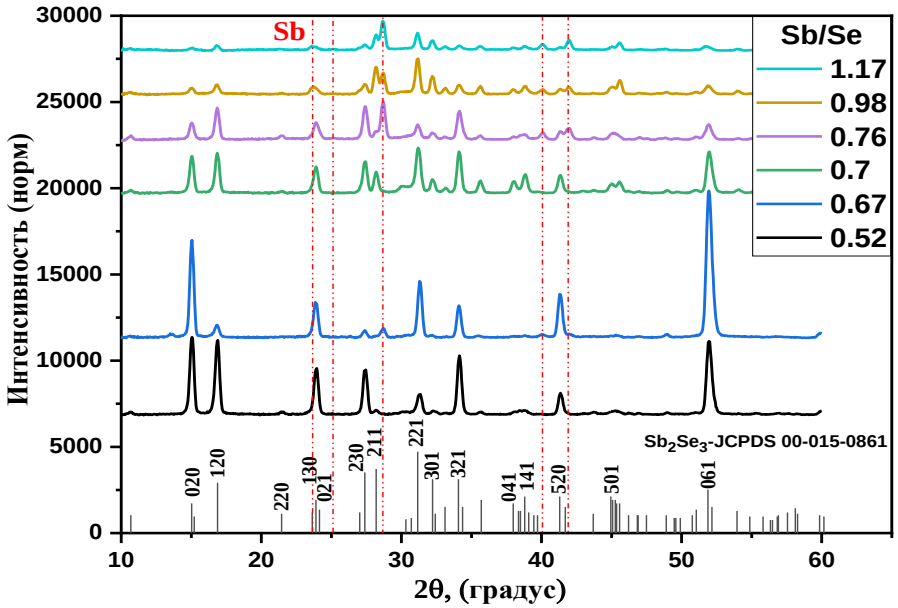


Рисунок 2 – Рентгенограммы пленок Sb_xSe_y различного состава, полученных при $T_{подл}$ =400°C

Для получения более подробной информации о структуре тонких пленок Sb_xSe_y, осажденных при различных соотношениях Sb/Se, были выполнены измерения комбинационного рассеяния, как показано на рис. 3. Как видно из рисунка, спектры комбинационного рассеяния имеют пики примерно при 80, 100, 126, 145 , 153, 190, 211, 237 и 441 см$^{-1}$. Для образцов тонких пленок с отношением Sb/Se≈0,52, 0,67, 0,7 и 0,76 наблюдаются сильные пики при 190 и 211 см$^{-1}$, соответствующие связям Sb-Se, и слабые пики при 100, 150, 365 см$^{-1}$. связанные со связями Sb-Sb, примесями Sb_2O_3. В тонких пленках с отношением Sb/Se≈ 0,98 и 1,17 слабые вторичные пики Sb-Sb сменяются сильным пиком.

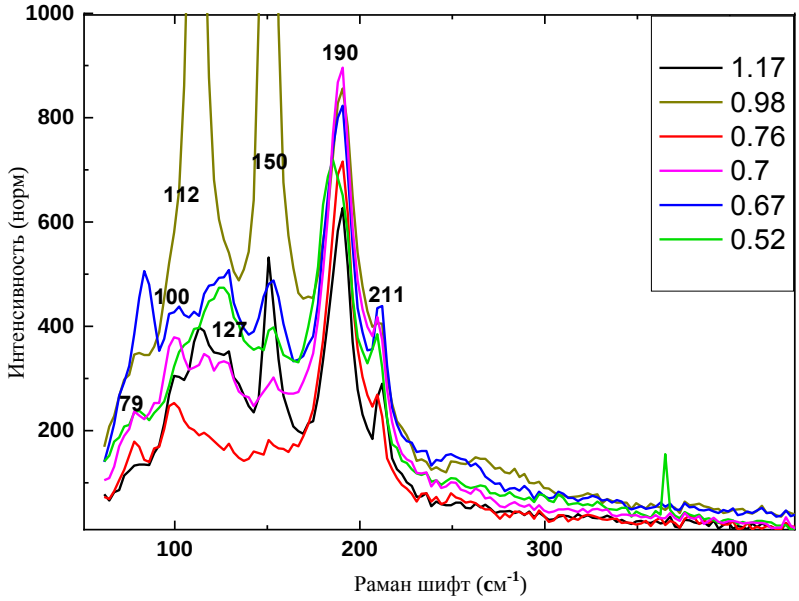


Рисунок 3 - Спектры комбинационного рассеяния образцов Sb_xSe_y, осажденных при различных соотношениях Sb/Se

Полученные результаты в дальнейшем позволяет получат тонкие пленки заданного состава и структуры для обеспечения максимальной эффективности солнечных элементов на их основе.

Литература

1. Xiaomin Wang, Rongfeng Tang, Chunyan Wu, Development of antimony sulfide–selenide $Sb_2(S,Se)_3$ -based solar cells. Journal of Energy Chemistry 27 (2018) 713–721.
2. V.L. Deringer, R.P. Stoffel, M. Wuttig, R. Dronskowski, Vibrational properties and bonding nature of Sb_2Se_3 and their implications for chalcogenide materials, Chem. Sci. 6 (2015) 5255–5262, DOI: 10.1039/c5sc00825e.
3. T.M.Razykov. Chemical molecular beam deposition of II-VI binary and ternary compound films in gas flow // Applied Surface Science, -1991, v.48/49, N1, pp.89-92.

ИССЛЕДОВАНИЕ КРАСНЫХ СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИХ ДИОДОВ НА ОСНОВЕ AlGaAs-GaAs

Ж.С. Абдуллаев, М.А. Мирзажанов
Ферганского филиала Ташкентского университета информационной технологии им.Мухаммада ал-Харезми
Email: jamoliddin196005@gmail.com

В данной исследование приведены результаты исследования процесса деградации промышленных светодиодов (СД) на основе $Al_xGa_{1-x}As{:}Te(x \succ 0,34) - Al_{0,34}Ga_{0,66}As{:}Zn\text{-}GaAs{:}Zn$ гетероструктур. Эпитаксиальные слои последовательно наращивались на подложки **p**+ - Ga As. Часть СД с мезаструктурой имела защитное покрытие из Si_3N_4.

Эти светодиоды получены методом жидкостнофазной эпитаксии.

При исследование деградационного процесса измерялись все основные электрические характеристики СД. Спектр лектролюминесценции (ЭЛ) исследованных СД содержал две полосы свечения: красную (К) $h\nu_m$ = 1,82 эВ с полушириной 0,06 эВ и инфракрасную (ИК) $h\nu_m$ = 1,39-1,4 эВ с полушириной 0,07 эВ. Исследования показали, что если в СД ИК полоса свечения имела максимум $h\nu_m$ = 1,39 эВ, то при деградации спектральное положение обеих полос не изменялось. Если же максимум ИК – полосы соответствовал 1,4 эВ , то в процессе деградации наряду с уменьшением величины обеих полос наблюдалось смещение ИК полосы свечения в длинноволновую сторону. При этом относительное изменение К – полосы было слабее, чем относительное изменение ИК – полосы.

Наблюдалось изменение интенсивности и а так же смещение ИК – полоы в длинноволновую сторону, которые происходит одновременно с ростом избыточного термотуннельного тока на обратной ветви вольт – амперной характеристики (ВАХ). Рост избыточного тока при наработке характеризует увеличение концентрации дефектов в области пространственного заряда (ОПЗ) p – n перехода, в то же время изменение интенсивности ИК полосы свидетельствует об увеличении концентрации дефектов на гетерогранице GaAs-AlGaAs.

В процессе исследовании обноружено, что чем значительное увеличивался избыточный ток, тем сильнее снижалась интенсивность ИК полосы, что позволяет считать эти процессы связанными. Это приводит к тому, что увеличение избиточного тока и снижение интенсивности ИК обусловлены одной причиной, а именно, релаксацией напряжений в гетеросистеме, сопровождающейся введением структурных дефектов в границе раздела $Al_{0,34}Ga_{0,66}As$ - $GaAs$ и $Al_{0,34}Ga_{0,66}As$ - $Al_xGa_{1-x}As (x>0,34)$. Известно, что увеличение в p – n – переходе плотности структурных дефектов приводит к росту избыточных токов на обратной ветви ВАХ. [1]

Для исследование изменений параметров глубоких центров (ГЦ) в процессе деградации светодиодов проводилось процесс деградация при пропускании через образцов прямого тока с плотностью I_g =16 А/см^2 при температуре 50^{o}C в течение 3000 часов. В определенных этапах деградации контролировалась интегральная эффективность свечения, спектры электролюминесценции, вольт - амперные и вольт - фарадные характеристики (ВФХ).

Кроме того, также измерялись параметры глубоких центров в активной области СД. Измерения проводилось методом релаксационной емкостной спектроскопии

глубоких уровней. известном в литературе как метод DLTS. В спектре DLTS обнаружено восемь пиков, соответствующих ловушкам для основных носителей (ОН) – дырок, и один пик связанный с ловушками для неосновных носителей (НН) – электронов, в активном р – слое СД. По температурным зависимостям положения максимумов указанных пиков от постоянной времени перезарядки глубоких центров было определено их энергетическое положение и сечения захвата носителей. Концентрация ГЦ оценивалась по величине сигнала DLTS.

Для того, чтобы судить о пространственной локализации центров, измерения их концентрации проводились при различных обратных смещениях на диоде, соответствующих различной ширине, области пространственного заряда (ОПЗ).

Для анализа кинетики деградации исследованных СД, процесс деградации условно разделяется на периоды (интервалы А – Б, Б – С и С – Д), соответствующие характерным изменения параметров СД при наработке.

1. В период А – Б эффективность свечения основной К – полосы электролюминесценции $(W_k = k\eta_o I_n \eta_k)$ практически не изменяется. При этом на ВАХ наблюдается увеличение прямого и обратного туннельно – термических и терморекомбинационного токов. Одновременно растет ток на участке, где доминировал термоэмиссионная компонента, что свидетельствует об увеличении доли рекомбинационного тока и снижении коэффициента инжекции.

В тех светоизлучающих диодах, у которых на участке А – Б рекомбинационный ток не возрастал – величина W_k оставалась постоянной и в спектре DLTS наблюдалось увеличение концентрации только ловушек H_3 и H_4и снижение число ловушек H_1 и Е. В тех СД, у которых на участке А – Б рекомбинационный ток значительно возрастал и падала величина W_k, одновременно с ростом числа ловушек H_3 и H_4 в спектре DLTS увеличилась концентрация центров H_7и H_8.

Известно, что процесс рекомбинационно – стимулированного размножения структурных дефектов в материале A^3B^5 сопровождается рождением вакансий. Авторы работ [2], с дефектом V_{Ga}в $Al_{0,32}Ga_{0,68}As$ связывают отрицательно заряженную дырочную ловушку с энергетической глубиной $0{,}64 \pm 0{,}01$ эВ. Это значение удовлетворительно согласуется с энергией ионизации обнаруженной нами дырочной ловушки H_7.

2. В период Б – С деградации W_k обусловлена снижением объемной квантовой эффективности свечения η_k при постоянной величине токов на ВАХ. В спектре DLTS сигнала в это время происходит уменьшение числа ловушек H_3, H_4 и рост концентрации центров Е, H_5 и H_6.

Участок Б – С процесса деградации СД мы связываем со снижением внутреннего квантового выхода К – полосы свечения в активном р – области диода.

3. Наконец, на участке С – Д наработки скорость снижения объемной эффективности свечения уменьшается. В то же время на прямой и обратной ветвях ВАХ вновь начинают расти туннельно – термический и рекомбинационный токи, а в спектре DLTS сигнала увеличивается концентрация цент №ров H_3, H_7, H_8 и снижается число электронных ловушек Е. В период наработки С – Д изменение всех характеристик аналогично изменениям, происходящим на участке А – Б деградации СД.

Описанная кинетика снижения эффективности свечения СД при деградации становится понятной, если предположить, что в период Б – Д деградации СД обусловлена диффузией подвижных примесей или деффектов из удаленных от р – n

перехода областей гетероструктуры, а имеено, высоколегированной GaAs. Легкоподвижными (донорными) дефектами в GaAs являются, как известно, междоузельные атомы Zn. Диффузия последных через активную область, вероятно, приводит к росту концентрации сложных примесных комплексов – центров рекомбинации H_5 и H_6, возможно, образующихся из ловушек H_3 и H_4.

Происходящее одновременно некоторое увеличение числа электронных ловушек Е близких по параметрам к известным донорным центрам в $Al_xGa_{1-x}As$ свидетельствует в пользу сделанного предположения о диффузии из подложки при наработке доноров. В свою очередь возрастание в p – n переходе концентрации доноров вновь приводит к размножению там структурных дефектов, сопровождающемся ростом туннельно – термических и рекомбинационных токов (участок С – Д) и одновременно увеличением концентрации ловушек H_3, H_7 и H_8.

Литература

1. Торчинская Т.В., Бройловский Е.Ю., Мирзажонов М.А. и др. Избыточные токи и структурные дефекты в In Ga As : Si светодиодах. // ФТП. – 1984.-Т.18, №8. –С. 1397-1402.

2. Saxena Ashok K. Photoconductity storage in $Ga_{1-x}Al_xAs$ alloys of low temperature // Solid. State Electr. – 1982 – v.25, N 2. – P. 127 -131.

3. Торчинская Т.В., Коган Л.М., Шейнкман М.К., Водовазова Н.Л., Абдуллаев Ж.С. Способ изготовления полупроводниковых светоизлучающих диодов № 46524971/25 (25945) от 13 декабря 1988г.

4. Абдуллаев Ж.С., Мирзажанов М.А. «Исследование процесса деградации и долговечности светодиодов». «Все науки» Международный научный журнал. №5 стр 115. Сентябрь 2022 г.

ТЕХНОЛОГИЯ ПОЛУЧЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛЁНОЧНОГО ТЕРМОГЕНЕРАРОРА

Д. К. Юлдашалиев, Я. Усмонов, Т.А. Ахмедов, Б.Х. Каримов
Ферганского Государственного Университета

Эффект Зеебека (термо-ЭДС) используется для преобразования тепловой энергии в электрическую. Перенос тепла электрическим током (эффект Пельтье) лежит в основе действия твердотельных охлаждающих и термостатирующих устройств. Термоэлектрические преобразователи энергии обладают уникальными сочетаниями конструктивных и эксплуатационных характеристик, таких, как отсутствие движущихся деталей, рабочих жидкостей и газов, высокая надёжность, возможность эксплуатации в течение нескольких лет без обслуживания или при минимальном периодическом обслуживании и др.

Эти достоинства определяют многообразие использования термогенераторов в качестве источников электропитания, главным образом для автономных систем - в космосе, в труднодоступных районах суши и моря и, т. п. Термоэлектрические холодильники и термостаты применяются в приборостроении, ИК-технике, медицине, биологии, бытовой технике. Широк также спектр применения термоэлектрических приборов в измерительной технике, термометрии, пирометрии, электроизмерениях и.т.д.

Многие задачи, которые практика ставит перед разработчиками термоэлектрических устройств, могут быть успешно решены с применением плёночных термогенераторов (ПТГ). Очевидное достоинство ПТГ - возможность принципиально увеличить число элементов при сохранении объема преобразователя, а при необходимости создавать микроминиатюрные устройства. На основе ПТГ могут быть изготовлены малогабаритные источники питания, слаботочные микрохолодильники и термостаты, высокочувствительные и достаточно малоинерционные датчики температуры и теплового потока и т. п. Вакуумная технология существенно упрощает процесс сборки и сокращая длительность изготовления термогенераторов, позволяет сочетать в единой конструкции и изготавливать в едином технологическом цикле элементы и схемы радио - и оптоэлектроники с термоэлектрическими устройствами.

Результаты физических и технологических исследований, конструкторских разработок были достигнуты значительные успехи в области плёночных термоэлектрических преобразователей.

К настоящему времени доказано принципиальная возможность создания ПТГ с энергетическими характеристиками, близкими к объёмных, разработка технология массового их изготовления, создан ряд прибором на их основе. Новые термоэлектрические датчики температуры и лучистого потока обладают на порядок более высокой чувствительностью.

Успехи, достигнутые в создании высокоэффективных ПТГ, несомненно приведут к широкому их техническому применению, что в свою очередь потребует дальнейшего развития физических и технологических исследований, расширения фронта конструкторских разработок. В связи этим является актуальным разработать технологию получения ПТГ и новых конструкторских разработок, также исследовать электро и теплофизические свойств.

Рабочим веществом в современных термоэлектрических преобразователях служат полупроводники, выбор и оптимизация свойств которых базируются на теории, развитой академиком А.Ф.Иоффе. Качество материала характеризуется термоэлект-

рической эффективностью $z = \alpha^2 \sigma/\chi$, где α - коэффициент термо-ЭДС, σ и χ их - удельные электро и теплопроводности. Чем выше значение безразмерного параметра *zT (T*- рабочая температура), тем больше КПД термогенератора.

Технология получения плёночного термогенератора основана на термическом испарении полупроводниковых материалов в вакууме или в атмосфере различных газов.

Технологический режим получения плёночного термогенератора зависит от большого числа параметров, таких как температура испарителя и подложки, толщина плёнки, состав и давление остаточных газов в вакуумной камере, условия термической и химической обработки плёнок после напыления. При этом каждому полупроводниковому материалу соответствует свой оптимальный режим и часто небольшие отклонения от него даже по одному из параметров приводят к исчезновению термоэффекта в изготовляемых плёнках. По этому разработка технология получения плёночного термогенератора из того или иного материала требует проведения большой экспериментальной работы, большого количества пробных напыления при последовательном варьировании нескольких технологических параметров, их сочетаний и нахождения параметров, специфичных для получения тармоэффекта на плёнках из данного полупроводникового материала.

Нами разработана технология получения термогенератора с материалов Bi-Sb.

Плёночные термогенераторы получались напылением полупроводникового материала из тигеля в вакууме ~10^{-5} мм рт.ст. на различные подложки (алюминий, мед, латунь железо, слюда, сапфир и керамика) нагретые от 20-250°С и расположенные под углом 90° по направлению молекулярного пучка.

Разработан оптимальный режим и подобрана подложка для плёночного термогенератора на основе Bi-Sb.

Полученные термогенераторы генерирует 60 мА и 50 мВ при температуре 200-250^0 С.

Расширяется фронт конструкторских разработок и исследуется электро и теплофизические свойства полученных термогенераторов на основе Bi-Sb.

Литература

1. Лайнер Д.И. и др. Термоэлектрические свойства полупроводников. - М: АНСССР, 1963.

2. Берченко М.А и др. Электронная обработка материалов. - Кишинев,1975.

3. Набиев МБ., Усмонов Я., Атакулов Ш.Б., Онаркулов К.Э. Легирующая добавка для термоэлектрического материала п - типа тройного сплава $B1_2Te_3$- $B1_23e_3$. - Вестник ФерГУ, 2012, вып. № 2.

4. ЮлдашалиевД.К, Усмонов.Я, Ахмедов, Б.Х.Каримов. Получение и исследование термоэлектрических материалов под давлением инертного газа для термопреобразователя. Наука и мир. Международный научный журнал, г. Волгоград.№ 1 (89), 2021,том 1С.30-35.

5. ЮлдашалиевД.К, Усмонов.Я, Ахмедов,Б.Х.Каримов. Исследование физических параметров термоэлектрических материалов Bi_2Te_3-Sb_2Te_3.Наука и мир. Международный научный журнал, г. Волгоград.№11 (99), 2021.

MUNDARIJA

1	Kremniyli fotoelektrik p-n-strukturalarga temperaturaning ta’siri	J. Ziyoitdinov, SH. Tadjibaeva, U. Karimberdiev, M. Abduqaxxorova	4
2	Оптоэлектронное устройство контроля влажности хлопка–сырца	Г. Кулдашов, Ж. Болтабоев.	6
3	Loyiha ishlarini tashkil etish metodikasi	Sh.R. Qo‘qonboyeva	9
4	Monokristall kremniyga legirlangan marganesning kislorod konsentratsiyasiga ta’siri	M.O. Tursunov	12
5	Atmosfera qatlamalarida kuzatiladigan turli optik hodialar.	M.M. Sobirov, D.Sh. Tursunboyeva.	14
6	Qo'rg'oshin xalkogenidlari asosidagi yarimo’tkazgichli fotorezistorlarni elektrik xossalri.	O.O. Mamatkarimov, B.X. Quchqarov, B.M. Baxromov S.T. G’ofurov	17
7	Elektr stansiyalari va ularning ahamiyati	S.Q. Bekniyozov, O.D. O’rinova, D.I. Kamalova	21
8	Исследование время переходных характеристик гетероструктурных фотоприемников на основе теллурида кремния	Р.Р. Кабулов, С.Ю. Герасименко, Н.Р. Хамидова, А.З. Абдурасулов, Л.У. Шухратова	23
9	Amorf yarimo‘tkazgichlarning fundamental yutilish sohasi spektrlari	R.G‘. Ikramov, M.A Nuriddinova, X.A. Mo‘minov, O.T. Xolmirzayev, B.Q. Sultonov	26
10	Uch kalsiy alyuminatda elektr o‘tkazuvchanlik	J.R. Nematullayev	29
11	Статистические токи в psi–nsi$_{1-x}$sn$_x$ ($0 \le x \le 0.04$) – структур, при комнатных условиях	X.M. Мадаминов	31
12	The effective role of temperature in improving the electrical conductivity and thermopower of n-pbte films	S.M. Otajonov, T. Akhmedov, K.Botirov, N.Yunusov	33
13	Sb_2 Se_3 asosida tayyorlangan yupqa qatlamli quyosh elementlarida foydali ish koeffitsientining qalinlikga bog‘liqligini aniqlash	M. Bekchanov, R. Raximboyev, K. Yakubov, R. Bazarbayev, D. Qurbanov, S. Karajanov	36
14	Diskret fure o‘zgartirish yordamida aydar-arnasoy ko‘li tizimi tasvirining raqamli modelini ishlab chiqish	N.A. Qarshiboyev	39
15	2D o‘lchamdagi p-n-o‘tishli diod VAX ning yorug’lik quvvatiga bog’liqligi	M.G. Dadamirzaev, M.O. Qosimova, A.S. Maxmudov	43
16	Особенности структур $p-por-Si/p-c-Si$ и механизм токопереноса	У.С.Бобохўжаев, М.А.Усманов, И.Ш.Вохобжонов, Г.М.Умаржонова	47
17	Planar fotoqarshiliklar	A. Baxtiyorov	51
18	Kremniyli quyosh panellarining fotoelektrik hususiyatlariga mexanik kuchlanishning ta’siri	S. Bakirova, B. Rashidov, J. Qahhorov, A. Kurbanov	55
19	Gidrogenizasiyalangan amorf yarimo‘tkazgichlardagi	R.G. Ikramov,	58

	d^0 nuqson va nuqsonlarda yutilish spektrlari	M.A Nuriddinova, B.Q. Sultonov, O.T. Xolmirzayev, J.R. Nematullayev.	
20	Kremniyga binar kirishmalar kiritilganda kuzatiladigan optik hodisalar	M.R. Xamroboyev	60
21	Kremniy sirtida o’stirilgan marganits silisid yupqa plyonkalarining termoeletrik va optik xossalari	M.T. Нормурадов, K.T. Довранов, X.T. Давранов, X.A. Туракулов, И. Дониерова	63
22	Quyosh elementlari asosidagi shaffof materiallar	M.R. Xamroboyev	67
23	Yarimo’tkazgichlarda hajmiy foto eyuk ning hosil bo’lishi. Dember hodisasi.	S.M. Zaynolobidinova, D.A. Rashidova	69
24	Shaffof quyosh elementlarini modellashtirish orqali optimallashtirish	Sh.Sh. Qahramonova	71
25	Atmosfera muhitida organik quyosh elementlarining fotoelektrik parametrlarining o‘zgarishi	N.M. Sobirova, M.H. Imomov	74
26	Ko‘ndalang kvantlovchi magnit maydonidagi kvant o‘rali yarimo‘tkazgichlarda energetik holatlar zichligi ossillyatsiyalariga haroratning ta’siri	U.I. Erkaboyev, J.I. Mirzayev	76
27	Qutblangan yorug’likning xira va izatrob muxitlarda ko’chirilishida,sochilishi tufayli neytral nuqtalarni xosil bo’lishi.	M.M. Sobirov, G.M. Qo’ziboyeva, I.M. Usmonov	79
28	Оптические характеристики широкозонных полупроводников $linbo_3$ И $linbo_3$:Fe	З.Т. Азаматов, М.А. Йулдошев, Н.Н. Базарбаев, А.Б. Бахромов	81
29	O‘lchashda qo‘llaladigan optoekektron siljish o‘zgartirgichlari tahlili	R.A. Nurdinova, A.X. Rajabov	85
30	Eruvchanlik va germaniy taglikda $(Ge_2)_{1-x}(GaAs)_x$ qattiq eritmalarni olish texnalogiyasini o’rganish	Q.A. Yo’ldashev, A.A. Abdullayev	87
31	Metal atomlari bilan modifikatsiyalangan si(111)√3×√3-bi va si(111)√3×√3-au sirtini qayta tiklashning tuzilishi va xususiyatlari.	O.O. Mamatkarimov , B.X. Quchqarov, M.O. Turg’unov	89
32	Quyosh panellarining samaradorligiga tashqi omillarning ta’sirini o‘rganish borasida olib borilayotgan tadqiqotlar	L. Raximova, K. Yakubov, R. Bazarbayev, T. Erjanov	93
33	Quyosh panellarining samaradorligini oshirishda al_2o_3 qoplamasidan foydalanish istiqbollari	N. Matyusupova, K. Yakubov, D. Qurbanov, R. Bazarbayev, Karajanov	95
34	Экспериментальная установка для получения термоэлектрических материалов	Д. К. Юлдашалиев, Я.Усмонов, Т.А. Ахмедов, Б.Х. Каримов	97
35	Yarimo’tkazgichlarning noyob xossalari	I.A. Muminov, M. Muminova	100
36	Kremniydagi Ge_xSi_{1-x} binar birikmalarning optik xususiyatlari.	N.F. Zikrillaev, B.A. Abdurahmonov, G.A. Kushiyev, Sh.I. Hamroqulov, O.B.Tursunov, Y.A. Abduganiyev	102
37	Влияние факторов, снижающих кпд идеального фотоэлектрический преобразователь и уменьшение	Н.Б. Аббосова	105

	оптических потерь на отражение.		
38	Вклад автоэлектронной эмиссии в формировании тока газоразрядной ячейки с полупроводниковым электродом	З. Хайдаров, Н. Аскаров	108
39	Газоразрядной ячейка с фотоприемником на основе монокристалла теллурида кадмия.	З.Хайдаров, З.Иброхимов	110
40	Ик - спектроскопия кремния, легированных Скандием и иттрием при выращивании	Далиев Х.С., Хамиджонов И.Х., Норкулов Ш.Б.	113
41	InP asosdagi ba’zi yarimo’tkazgich qattiq qotishmalar va ularning amaliyotda qo’llanilishi	Sh.K. Ismailov, D.M. Sapaeva	115
42	Основные характеристики ионной имплантации и геттерирования	И. Исмоилов	119
43	Исследования стабилизации электрофизических свойств в компенсированном кремнии при облучении γ-квантами	М.Ю. Ташметов, Ш.А. Махмудов, А.А. Сулаймонов, А.К. Рафиков	122
44	Amorf gidrogenizatsiyalangan kremniy pardalarini fotoelektrik o’tkazuvchanligi.	S.Z. Zaynobidinov, U.S. Boboxo’jaev, M.A. Usmanov, A.B. Nabiyev, A.A.Botirjonov	126
45	Magnit maydoni ta’siridagi kichik o’lchamli yarimo’tkazgichlarda kombinatsiyalangan holatlar zichligi ostsillyatsiyalarini hisoblash	U.I. Erkaboyev, N.A. Sayidov, S.I. G’ayratov	130
46	Состояние атомов легирующих элементов в решетке кремния	Р.М. Жалалов, К.М. Файзуллаев, А.М. Саматов	133
47	Kremniyda kirishma atomlarning diffuziyasi va eruvchanligi	R.M. Jalalov, K.M. Fayzullayev, A.M. Samatov	136
48	Светодиоды на основе полупроводникового соединения *GaSb*	О. Кулдашов, У. Бекчанов	138
49	Lazer nurlari bilan shlov berilgan monokristall kremniyning katodolyuminesentsiya spektri	R.I. Abdullayev, M. Mamirov, M. Ismatullaeva, S. Mamadaliev	141
50	Структурные и морфологические свойства тонких пленок Sb_2S_3 полученных при различных температурах подложки	Т.М. Разыков, К.М. Кучкаров, С. Музаффарова, Б.А. Эргашев, Р. Т. Йулдошов, Д. Исаков, М. Пиримматов, М. Махмудов, Р.Хуррамов	144
51	Monokristall kremniyning fotoelektrik xossalariga lazer nurlarinishlarining ta’siri	A. Turayev, M. Mamirov, M. Ismatullaeva, S. Mamadaliev	147
52	Фотоэлектрические свойства *n*-GaAs-*p*-$(GaAs)_{1-x}(Ge_2)_x$ гетероструктур	А.Й. Бобоев, Д.П. Абдурахимов, А. Тураев, М. Мамиров, М. Исматуллаева, С. Мамадалиев	149

53	Вольтамперная характеристика гетероструктуры n-ZnO/p-si в фотогальваническом режиме	Х.Ж. Мансуров, Б. Гуломов, М.У. Жумаева, М. Мамиров, М. Исматуллаева, С. Мамадалиев	153
54	Фотоэлектрические свойства гетероструктур *n*-Zno/*p*-Si	Х.Ж. Мансуров, Б. Гуломов М.У. Жумаева, М. Мамиров, М. Исматуллаева, С. Мамадалиев	156
55	Vaqt o‘tishi bilan organik quyosh elementlaridagi optik parametrlarining o‘zgarishi	M.H. Imomov, N.M. Sobirova, F.N. Husanova	159
56	Fraktsion zaryadlangan kvazi zarralar	B.D. Mamadaliyev	161
57	Bipolyar va maydon tranzistorlarining xarakteristikalarini multisim dasturida o‘rganish	B.U. Aliyev, S.O. Hasanbayeva, S.B. Shernazarova.	162
58	Quyosh elementlarini foydali ish koeffitsientini xaroratga bog’lanishi	R.M. Jalolov, O.T. Ismanova, N.N. Tilovaddinova, Sh.A. Azimova, K.Q. Rustamova, M.F. Axmadjonova.	165
59	Фототермоэлектрические эффекты	М.О. Атажонов, М.А. Салохиддинова	168
60	Yarimo’tkazgichli lazer deformograf yordamida kichik siljishlarni qayd qilish.	G. Axmadjonova, A. Botirjonov, A. Nabiyev	170
61	S60-ZnO getrogen tizimiga lazer otjigi ta’siri	V.O. Kuvondikov, G.A. Mirbabayeva, A.A. Egamberdiyev	172
62	Yarimo’tkazgich-dielektrik chegara sohasini elektr xususiyatlarini o’rganish usuli.	M.A. Ergasheva, X.D. Xoshimjonova	175
63	Образование вакансионных пор в объеме кремния при высоких температурах	Э.Х.Беркинов, Р.М.Турманова, Тургунов Н.А., Н.Б.Хайтимметов	177
64	Микроструктура и комбинационные рассеяние света тонких пленок Sb_xSe_y полученных из отделных источников источников Sb и Se при пониженных температурах подложки	Т.М. Разыков, К.М. Кучкаров., С. Музаффарова, Б.А. Эргашев, Р. Т. Йулдошов, Д. Исаков, М. Махмудов, Р.Хуррамов	179
65	Исследование красных светоизлучающих диодов на основе AlGaAs-GaAs	Ж.С. Абдуллаев, М.А. Мирзажанов	182
66	Технология получение и исследование плёночного термогенерарора	Д. К. Юлдашалиев, Я. Усмонов, Т.А. Ахмедов, Б.Х. Каримов	185