



Gulmurza ABDURAXMONOV,
O'zMU Fizika fakulteti professori
E-mail: gulmirzo@mail.ru
Muhriddin TURSUNOV,
O'zMU Fizika fakulteti tayanch doktoranti
Avazbek DEXQONOV,
O'zMU Fizika fakulteti tayanch doktoranti

Toshkent Davlat Texnika universiteti professori, texnika fanlari doktori D. Toshmuhamedova taqrizi asosida

STATE OF RuO₂ NANOPARTICLES IN SILICATE-DOPED GLASS

Annotation

In this article, at a temperature above 700 K, the specific resistance ρ and thermoEMF coefficient S of Alloyed silicate glass (LSG) increase sharply, reach a maximum, and then decrease. It was assumed that such changes of ρ and S could be the result of structural transitions in the crystal remains of the ligature. The purpose of this work is to test this assumption in an experiment. For this, the structure of the ligature and LSG was studied using X-ray diffraction at temperatures of 300, 773, 993 and 1123 K and the obtained results were analyzed.

Key words: lead-silicate glass, alloying, ruthenium dioxide, elementary cell, resistivity, thermoEMF, X-ray diffraction, nanocrystals, structural transitions.

СОСТОЯНИЕ НАНОЧАСТИЦ RuO₂ В СИЛИКАТНОМ СТЕКЛЕ

Аннотация

В данной статье при температуре выше 700 К удельное сопротивление ρ и коэффициент термоЭДС S легированного силикатного стекла (ЛСГ) резко возрастают, достигают максимума, а затем уменьшаются. Предполагалось, что такие изменения ρ и S могут быть результатом структурных переходов в кристаллических остатках лигатуры. Цель данной работы – проверить это предположение в эксперименте. Для этого структуру лигатуры и ЛСГ изучали методом рентгеновской дифракции при температурах 300, 773, 993 и 1123 К и анализировали полученные результаты.

Ключевые слова: свинцово-силикатное стекло, легирование, диоксид рутения, элементарная ячейка, электросопротивление, термоЭДС, рентгеновская дифракция, нанокристаллы, структурные переходы.

RuO₂ NANOZARRACHALARINING LEGIRLANGAN SILIKAT SHISHADAGI HOLATI

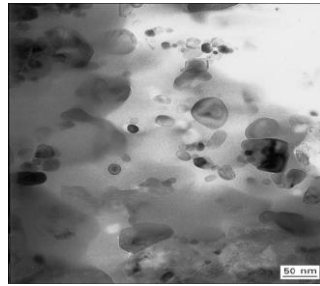
Annotatsiya

Ushbu maqolada 700 K dan yuqori temperaturada Legirlangan slikt shisha (LSSh) ning solishtirma qarshiligi ρ va termoEYuK koeffitsienti S keskin oshib, maksimumga chiqadi va keyin kamayadi. ρ va S ning bunday o'zgarishlari ligaturaning kristall qoldiqlaridagi struktura o'tishlari oqibati bo'lishi mumkinligi taxmin qilindi. Mazkur ishning maqsadi - bu taxminni tajribada sinash. Buning uchun ligaturaning va LSSh ning tuzilishi 300, 773, 993 va 1123 K temperaturalarda rentgen nurlari difraksiyasi yordamida o'rganildi va olingan natijalar tahlil qilindi.

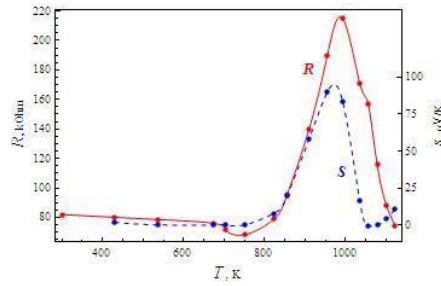
Kalit so'zlar: qo'rg'oshin-silikat shisha, legirlash, ruteniy dioksidi, elementar yacheyka, solishtirma qarshilik, termoEYuK, roentgen nurlari difraksiyasi, nanokristallar, struktura o'tishlari.

Kirish. Legirlangan qo'rg'oshin-silikat shisha (LSSh) qalin qatlamli rezistorlar, fizikaviy va kimyoviy ta'sirlar datchiklari hamda elektr isitgichlar sifatida uzoq yillar davomida keng qo'llanib kelayapti. Shunga qaramasdan LSSh ning hali o'rganilmagan jihatlari bor. Masalan, silikat shishani legirlaganda ligatura zarrachalari shishaning ichida qisman kristall holda qolib ketadi (1-rasm) [1]. Adabiyotlarda bu qoldiq kristallar zaryad tashuvchilarning lokallashuvi markazlari bo'ladi va LSSh ning elektr o'tkazuvchanligi Mott mexanizmi (o'zgaruvchan masofaga sakrash) orqali bo'ladi, - degan faraz ko'p muhokama qilindi [2], ammo tajribada tasdiqlanmadi.

Ikkinchi tomondan, 700 K dan yuqori temperaturada LSSh ning solishtirma qarshiligi ρ va termoEYuK koeffitsienti S keskin oshib, maksimumga chiqadi va keyin kamayadi (2-rasm) [3]. ρ va S ning bunday o'zgarishlari ligaturaning kristall qoldiqlaridagi struktura o'tishlari oqibati bo'lishi mumkinligi taxmin qilindi. Mazkur ishning maqsadi - bu taxminni tajribada sinash. Buning uchun ligaturaning va LSSh ning tuzilishi 2-rasmdagi xos temperaturalar – 300, 773, 993 va 1123 K da rentgen nurlari difraksiyasi yordamida o'rganildi.



1-rasm. Legirlangan silikat shisha tuzilishining elektron mikroskopdagi tasviri



2-rasm. RuO₂ bilan legirlangan 2SiO₂-PbO tarkibli shishada solishtirma qarshilik ρ va termoEYuK koeffitsienti S ning temperaturabo'ylab o'zgarishi [3].

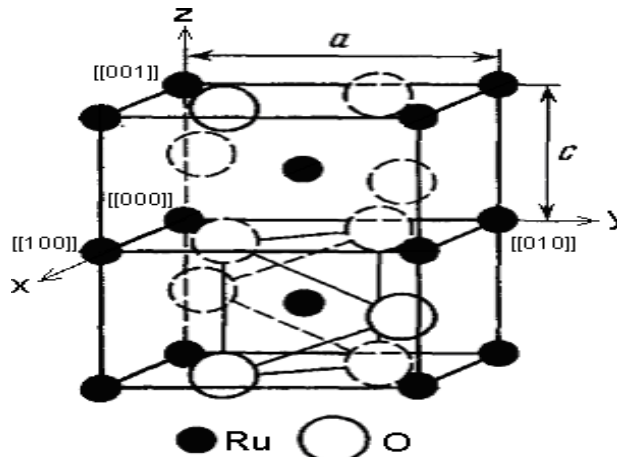
Adabiyotlar tahlili va metodologiyasi. Silikat shishani legirlashda ko'p ishlatiladigan eng oddiy ligatura RuO₂ bo'lib, uning kimyoviy va fizikaviy xossalari ancha keng o'rganilgan [3]. RuO₂ ning elementar yacheykasi rutil turida (tetragonal) bo'lib (3-rasm), uning parametrlari

1-jadvalda keltirilgan [3], issiqlikdan kengayish koeffitsienti (IKK $\alpha = (\Delta L/L)/\Delta T$) anizotropik (xona temperaturasida a o'qi yo'nalishida $+140 \cdot 10^{-7} \text{ K}^{-1}$, c yo'nalishida $-32 \cdot 10^{-7} \text{ K}^{-1}$), ammo monoton emas (4-rasm) [4], va 2SiO₂-PbO tarkibli shishaning izotropik koeffitsienti ($70 \cdot 10^{-7} \text{ K}^{-1}$) dan ancha farq qiladi.

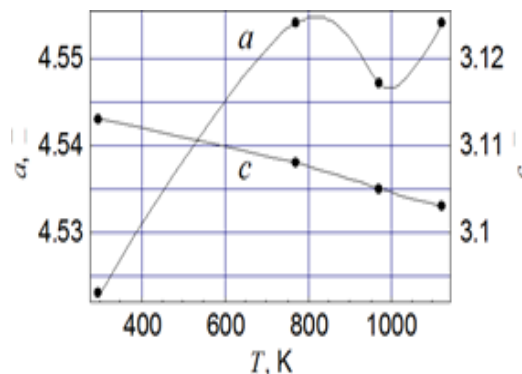
1-jadval

RuO ₂ ning elementar yacheykasi o'lchamlari		
Yacheyka o'lchami, A		
a = b	c	a/c
4,51±0,02	3,11±0,02	0,690

RuO₂ ning yana bir o'ziga xos jihati – yumshoqligi – Young moduli 24-27,5 GPa [5, 6], holbuki silikat shishada bu xossa 48-83 GPa [7].



3-rasm. RuO₂ ning elementar yacheykasi



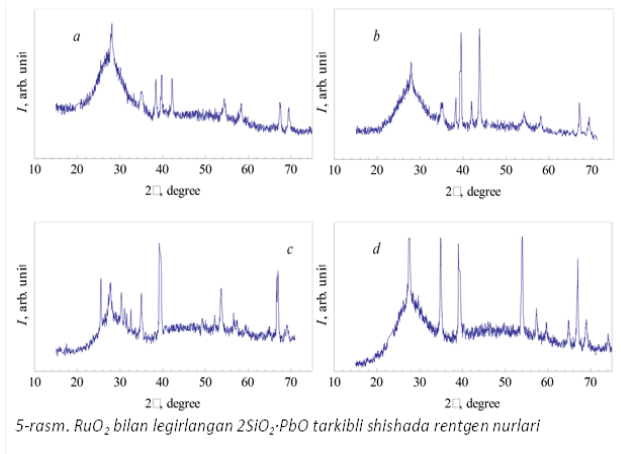
4-rasm. RuO₂ kunkunlarining issiqlikdan kengayish koeffitsientining a va c yo'nalishlarida temperatura bo'ylab o'zgarishi

Masalaning yana bir jihati shunda-ki, odatda ligaturaning hajmi shishaninghajmidan bir necha marta kam bo'ladi. Shunga ko'ra LSSh ning ichida RuO₂ qoldiqlariga shishaning mexanik ta'siri ostida bu qoldiqlar deformatsiyalangan (a yo'nalishda siqilgan, c yo'nalishda cho'zilgan) bo'lishi lozim. Ammo bu mavzuda adabiyotlarda ma'lumot yo'q, shu sababdan RuO₂ qoldiqlarining shisha ichidagi holati tajribada aniqlash lozim.

Natijalar. Yuqorida biz legirlangan silikat shishada ligatura zarrachalarining kristal qoldig'i bo'lishi va bu qoldiqning issiqlikdan kengayish koeffitsienti (IKK) shishanikidan farq qilishi tufayli zarrachalar deformatsiyalangan holatda bo'lishi lozimligini ko'rsatilgan. Bu keltirilgan fikrlarni isbotlash uchun RuO₂ bilan (10 vazn %) legirlangan 2SiO₂:PbO (massasi bo'yicha 33 % SiO₂, 67 % PbO) tarkibli shisha kukunlarida 300, 773, 973 va 1123 K temperaturalarda rentgen nurlarining difraksiyasini o'rgandik (5-rasm). Rentgenogrammalar O'zbekiston geologiya va mineral resurslar komitetining Mineral resurslar institutida Simens firmasining D500 rentgen difraktometriida Anton Paar HTK16N yuqori temperatura kamerasida olindi.

$$\frac{1}{d_{hkl}^2} = \frac{h^2 + k^2}{a^2} + \frac{l^2}{c^2}$$

2-jadvalda rentgenogrammalardagi RuO₂ ga xos bo'lgan asosiy maksimumlarning joylashuvi va nisbiy intensivligi va taqqoslash uchun RuO₂ monokristallarining ASTM (21-1172) kartotekasidan olingan xos chiziqlari keltirilgan. RuO₂ ning tetragonal elementar yacheykasi parametrlari $a = b$ va c tekisliklar aro masofa d_{hkl} dan [2] da keltirilgan formula orqali hisoblandi (6-rasm). Bunda biz rentgenogrammalardagi eng intensivligi katta kristallografik tekisliklarga mos maksimumlardan foydalandik.

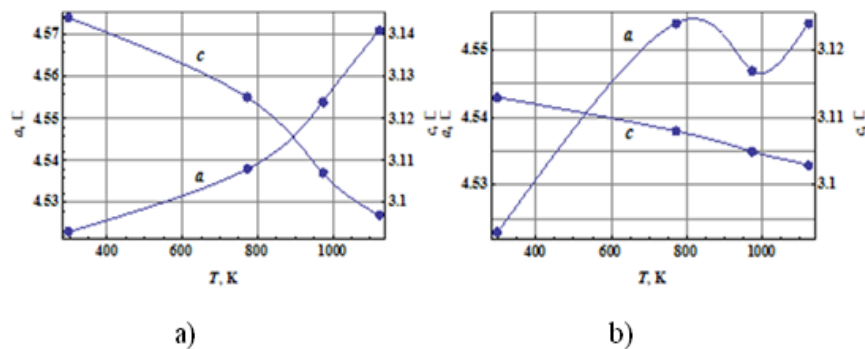


6-rasmning a) va b) ni solishtirganda ko'ramizki, legirlangan shisha tarkibidagi ligatura nanozarrachalarining IKK si keskin o'zgargan: a yo'nalishida elementar yacheyka kengayishi monoton tusga kirdi, c yo'nalishida IKK deyarli 2,5 baravar oshdi.

2-jadval.

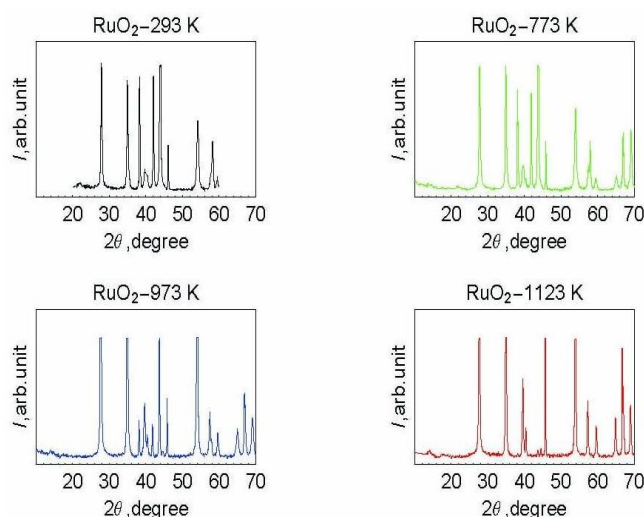
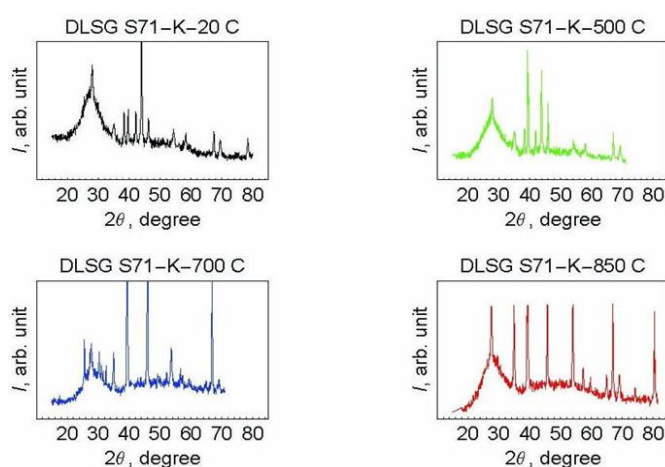
RuO ₂ monokristallarining ASTM (21-1172) kartotekasidagi chiziqlari									
d, Å	3,17	2,550	2,245	2,17	2,05	1,685	1,586	1,552	1,420
l/10	100	50	10	4	1	30	9	4	5
hkl	110	101	200	111	210	211	220	002	310

Izoh. Birinchi satrda ASTM (21-1172) bo'yicha eng intensiv maksimumlarajratilgan



6-rasm. Erkin RuO₂ (a) va RuO₂ bilan legirlangan S71-K shishaning panjara

Muhokama. Ma'lumki, siqilish deformatsiyasida yarim o'tkazgichlar va metallarning o'tkazuvchanligi ortadi. Shuning uchun, legirlangan silikat shishaning o'tkazuvchanligi, agar u bir-biri bilan bevosita aloqada bo'lgan RuO₂ zarralaridan iborat cheksiz klaster bo'ylab 800K < T < 1123 K temperatura oralig'ida amalga oshirilgan bo'lsa, haroratning oshishi bilan o'q bo'ylab birlik panjara doimiysining pasayishi kuzatiladi. Demak, Shisha va RuO₂ ning issiqlikdan kengayish koeffitsientlarining farqi legirlangan shishadagi RuO₂ qoldiq zarrachalariga kuchli mexanik ta'sir ko'rsatadi.

7a-rasm. Erkin RuO₂ ning rengenogrammalari7b-rasm. RuO₂ bilan legirlangan S71-K shishaning rengenogrammasi

Yuqoridagi erkin RuO₂ ning rengenogrammalari hamda RuO₂ bilan legirlangan S71-K shishaning rengenogrammasida bir biridan sezilarli farq qiladigan spektrlarni ko'rishimiz mumkin.

Xulosa. RuO₂ nanozarrachalarining legirlangan silikat shishadagi holatini o'rganishda rentgen nurlar difraksiyasi yordamida olingan natijalar orqali taxlil qilindi. Bunda legirlangan shisha tarkibidagi ligatura nanozarrachalarining Issiqlikdan kengayish koefitsienti (IKK) keskin o'zgarib: 1) a yo'nalishida elementar yacheyka kengayishi monoton tusga kirdi; 2) c yo'nalishida IKK deyarli 2,5 baravar oshdi. RuO₂ bilan legirlangan 2SiO₂·PbO tarkibli shishada solishtirma qarshilik ρ va termoEYuK koefitsienti S ning temperatura bo'ylab o'zgarishi hamda uning rentgen nurlari sochilishining turli temperaturalardagi (293, 773, 973 va 1123 K) rengenogrammalari olindi.

Erkin RuO₂ va RuO₂ bilan legirlangan S71-K shishaning panjara konstantalarining haroratga bog'liqligi o'rganildi. Shisha va RuO₂ ning issiqlikdan kengayish koefitsientlarining farqi legirlangan shishadagi RuO₂ qoldiq zarrachalariga kuchli mexanik ta'sir ko'rsatadi.

REFERENCES

1. T. Bekmurodov, X. Mardonova (Chorieva), G. Abduraxmanov // RIAK-15 ilmiy-amaliy anjumani, Toshkent, 22-23 aprel 2022. Anjuman materiallari
2. Г.Б. Бокий, М.А. Порай-Кошиц. Рентгеноструктурный анализ. – Москва, изд-во МГУ, 1964. – 488 с. С. 321.
3. Morten B., Masero A., Prudenziati M., Manfredini T. Evolution of ruthenate- based thick film cermet resistors // J.Phys.D: Ap.Ph., 1994, 27
4. Abdurakhmanov G. Electrical conduction in doped silicate glass (thick film resistors). In: New Insights into Physical Sciences. V. 4, 47-71. London- Hooghly, Book Publishers International, 2020
5. Звягинцев О. Е., Колбин Н. И., Рябов А. Н., Автократова Т. Д., Горюнов А. А. Химия рутения. Под ред. Звягинцева О. Е. - М.: Наука, 1965. – 300 с.
6. Fletcher J. M. et al. / Magnetic and other studies of ruthenium dioxide and its hydrate // J. Chem. Soc. a, 1968, pp. 653-657.

Nigina ALIMOVA,
O‘zbekiston Milliy universiteti tayanch doktoranti, PhD
Ta’lat AXUNOV,
O‘zbekiston Milliy universiteti AAFK mudiri, f.m.f.d
Dilshod BEKOV,
O‘zbekiston Milliy universiteti tayanch doktoranti
Otabek BURXONOV,
O‘zRFA Astronomiya instituti bo‘lim boshlig‘i

O‘zRFA AI professori, f-m.f.d K.Mirtojieva taqrizi asosida

PHOTOMETRY OF THE GRAVITATIONALLY LENSED QUASAR GRAL J024848.7+191331

Annotation

We presents the results of a photometric research of the four-component of the gravitational lensed quasar GRAL J024848.7+191331, which was observed at the Maidanak Observatory in 2021-2022. The light curves of the system and individual components are shown; there are no signs of microlensing. The values of time delay between the three main pairs of object components are calculated.

Key words: Gravitational lens quasar: GRAL J024848.7+191331.

ФОТОМЕТРИЯ ГРАВИТАЦИОННО – ЛИНЗИРОВАННОГО КВАЗАРА GRAL J024848.7+191331

Аннотация

В статье представлены результаты фотометрического исследования четырехкомпонентного гравитационно – линзированного квазара GRAL J024848.7+191331, наблюдавшегося в обсерватории Майданак в 2021-2022 гг. Показаны кривые блеска системы и отдельных компонентов, признаки микролинзирования отсутствует. Рассчитаны значения времен задержек между тремя основными парами компонентов объекта.

Ключевые слова: Гравитационно – линзированный квазар: GRAL J024848.7+191331.

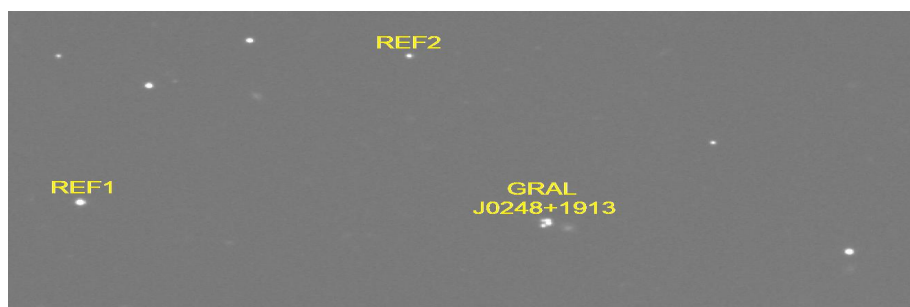
GRAL J024848.7+191331 NOMLI GRAVITATSION LINZALANGAN KVAZARNING FOTOMETRIYASI

Annotatsiya

Maqolada Maydanak observatoriyasida 2021-2022 yillar davomida kuzatilgan to‘rt komponentli GRAL J024848.7+191331 nomli gravitatsion linzalangan kvazarning fotometrik tadqiqoti natijalari keltirilgan. Butun sistemaning hamda uning alohida komponentlarining ravshanlik egri chiziqlari ko‘rsatilgan. To‘rttala komponentning ko‘rinma ravshanligi teng darajada o‘zgarib turganligi va bu mikrolinzalanishning (hech bo‘lmaganda kuchliligi) yo‘qligini ko‘rsatib o‘tdik. Obektning komponentlari uchta asosiy juftligi o‘rtasidagi kechikish vaqtlarining qiymatlarini hisoblab topildi.

Kalit so‘zlar: Gravitatsion linzalangan kvazar: GRAL J024848.7+191331.

Kirish. Gravitatsion linzalanish hodisasi Koinotdagi moddaning taqsimoti va miqdorini, linzalovchi jismlardagi massani, nurlanish manbasining tuzilishi kabi astrofizik va kosmologik muammolarni o‘rganishda noyob vosita sifatida qaraladi. Shunda gravitasion linzalangan kvazarlar (GLK) alohida o‘rin tutadi, chunki bunday sistemalarda Koinot mashtabidagi obyektlar ishtirok etadi. Bu yo‘nalishda sezilarli natijalarga erishish uchun ma‘lum bo‘lgan gravitatsion linzalangan kvazarlarning har birini uzluksiz va batafsil o‘rganish talab etiladi. Shu sababli so‘nggi paytlarda turli kuzatuv loyihalari, masalan GRAL, GAIA, SDSS va boshqalar doirasida kuzatib topilgan yangi GLKlar soni doimiy ravishda ortib bormoqda [1-6]. Shular orasida to‘rt komponentli GLKlar alohida o‘rin tutadi, chunki ular kamida uchta juftlik orasidagi kechikish vaqtlarining mustaqil kattaliklarini beradi. Bunday obektlarga misol sifatida yaqinda topilgan GLK GRAL J024848.7+191331 (1-rasm) ko‘rsatsa bo‘ladi. Ushbu maqolada biz obektning 2 yillik optik monitoringi davomida olingan ravshanlik egri chiziqlarini va komponentlar o‘rtasidagi kechikish vaqtini kuzatuv orqali topilgan qiymatlarini keltirdik.



1-Rasm. GRAL J024848.7+191331 GLKning R filtdagi tasviri. 2021-yil 05-mayda AZT-22 teleskopida olingan.

Maydon o'lchami 3.45×1.73 yoy minut.

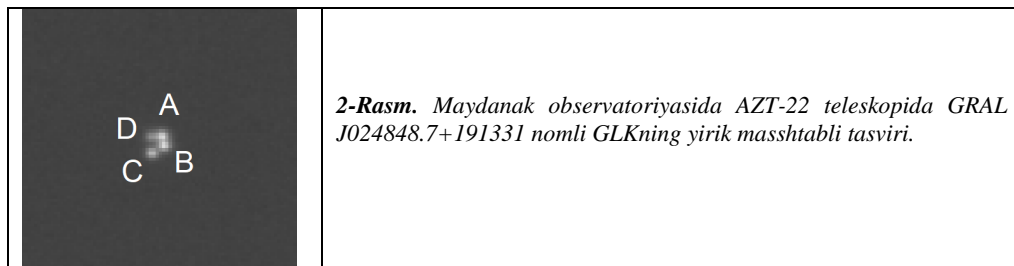
Mavzuga oid adabiyotlarning tahlili. GRAL J024848.7+191331 nomli kvazar 2018-yilda turli tadqiqot guruhlari tomonidan topilgan yangi ob'ekt. Bu manba birinchi marta F. Ostrovski va b. maqolasida GLKlar nomzodlarining ro'yxatida paydo bo'lgan [3]. Bundan tashqari, bu ob'ekt deyarli bir vaqtning o'zida L. Delchambre va b. hamda A.J. Shajib va b. tomonidan o'rganilgan [4, 5]. Birinchi L. Delchambre va b. [4] *Gaia DR2* ma'lumotlari bazasidan kuzatuv ma'lumotlarini avtomatik qidiruvi asosida gravitatsion linzalar nomzodlari ro'yxatini tuzishdi va to'rt komponentli gravitatsion linzali sistemalar uchun 15 ta yangi nomzodni topdilar. Mavhum tasvirlar orasidagi burchak masofasi 6 yoy sekunddan kam edi. Ular orasida tadqiqot ob'ektimiz $\Delta\theta = 1.67$ yoy sekundiga teng bo'lgan o'lchami bilan o'rtacha joyni egallaydi. Linzalangan kvazarning ekvatorial koordinatalari quyidagicha: to'g'ri chiqish $\alpha = 02^h48^m48^s.73$ va og'ish $\delta = +19^\circ13'30''.85$. Ushbu GLK endi topilgan vaqtda linzalangan komponentlarning ko'rinma ravshanligi $m_A = 19^m.88$, $m_B = 20^m.41$, $m_C = 19^m.91$ va $m_D = 20^m.13$ bo'lgan.

Shu paytning o'zida A.J. Shajib va b. [5] Habbli kosmik teleskopidan olingan kuzatuv ma'lumotlarni tahlil qilish orqali 13 ta linzalangan sistemani keng ko'lamli modellashtirishni amalga oshirdi. Ularning fikriga ko'ra, bu tizimdagi linzalangan galaktikani elliptik shaklidagi massa taqsimotiga ega bo'lgan Sersik modeli bilan ifodalash mumkin. Ularning hisob-kitoblariga ko'ra, manba va linzalangan galaktikaning qizilga siljishi mos ravishda 0.5 va 2 ga teng. Eng muhimi, ular linzalangan komponentlarning uchta juftligi o'rtasidagi kechikish vaqtlarining nazariy qiymatlarini topishdi. Ular taklif qilgan qiymatlar quyidagicha edi: $\Delta t_{AB} = 2.7 \pm 0.2$ kun, $\Delta t_{AC} = 20.0 \pm 2.0$ kun va $\Delta t_{AD} = -5.9 \pm 0.4$ kun.

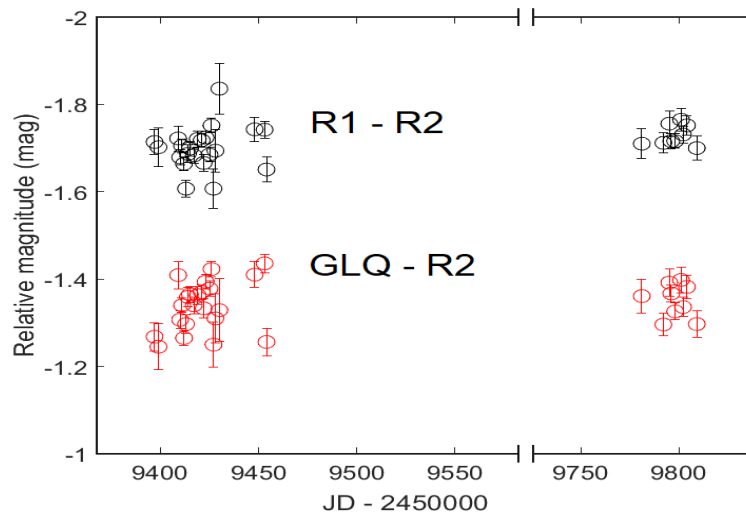
Nihoyat, 2020 yilda D. Stern va b. [6] jamoasi ushbu ob'ektni boshqa 12 GLK bilan birga ko'rib chiqdi. *Gaia* kosmik teleskopidan olingan astrometrik ma'lumotlar va optik ravshanlik egri chiziqlarini birlashtirgan holda, yigirmadan ortiq yangi GLK tasdiqlandi, shu jumladan to'rtta mavhum tasvirga ega bo'lgan kvazar. Yutisish chiziqlarining fon tizimini topib, ular linzaning qizilga siljishini $z_d = 1.037$ deb, yangilangan qiymatini berdilar, chunki bu chiziqlar linzalovchi galaktika bilan bog'liq bo'lishi mumkin. Ushbu ob'ekt boshqa izlanuvchilar tomonidan o'rganilmagan, ayniqsa uning fotometrik monitoringi o'tkazilmagan. Shu sababli, ushbu tizimdagi kechikish vaqtini nazariy baholashni kuzatish orqali tekshirish dolzarb vazifadir.

Tadqiqot metodologiyasi. 2-rasmda GRAL J024848.7+191331 GLKning to'rtta komponentining katta masshtabdagi tasvirlari ko'rsatilgan. Ko'rinib turibdiki, komponentlar bir-biriga juda yaqin joylashgan. Agar ular orasidagi burchak masofasi 1.7" dan oshmasligini hisobga olsak, bu tizim shu turdagi boshqa GLK larga o'xshaydi. Bunga misol qilib GLK H1413+117 ni misol qilsa bo'ladi [7]. Shunda ular nafaqat konfiguratsiyasi, balki manba va linzalarning qizilga siljishlari bilan ham bir birini eslatadi. Shunday qilib, bizning sistemamizdagi kechikish vaqti, ko'rsatilgan holatda bo'lgani kabi, bir necha haftadan oshmasligi kerak.

Raqamli tasvirlarni dastlabki va fotometrik qayta ishlash IRAF dasturlar to'plami yordamida amalga oshirildi. Linzalovchi galaktikaning yorqinligi juda past bo'lganligi sababli yorqinlikning umumiy taqsimotidagi hissasi ahamiyatsizdir va uni fotometrik hisobga olmasa ham bo'ladi.



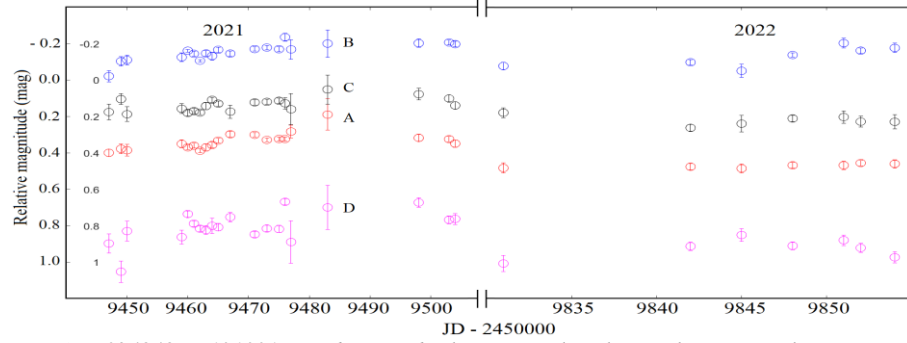
Avval biz sistemaning umumiy ravshanlik egri chizig'ini hosil qildik (3-rasm). Ko'rinib turibdiki, manba-kvazar ikki fasl davomida yorqinligini sezilarli o'zgartirmagan, birinchi mavsumda faqat mahalliy o'zgarishlar ko'rinib tushadi. Shunda 2021 yilda sistemaning ko'rinma ravshanligi taxminan 0.15m kattalikga oshganini ko'ramiz. Biroq, nuqtalarning tarqalganligi bu trendni ma'lum darajada yashiryapti.



3-rasm. GRAL J024848.7+191331 GLKning umumiy holdagi hamda tayanch yulduzning 2021-2022 yillar uchun R-filtrdagi ravshanlik egri chiziqlari. Bu yerda va keyinchalik ravshanlik egri chiziqlarida gorizontol o'q bo'ylab Julian kunlaridagi kuzatish vaqti, vertikal o'q bo'ylab esa

nisbiy ravshanlik ko'rsatilgan.

Keyin tizimning yorqinligi o'zgarimas bo'lib qoladi. Bu alohida komponentlarning yorqinligi juda sust o'zgarishini ko'rsatadi.



4-Rasm. GRAL J024848.7+191331 GLKdagi manba-kvazarning linzalangan komponentlarining R-filtrdagi ravshanlik egri chiziqlari.

Komponentlarning ravshanlik egri chiziqlari (4-rasm) DAOPHOT/IRAF dasturi yordamida olingan [8,9]. Ko'rinib turibdiki, yorqinlik o'zgarishining amplitudasi kichik, taxminan 0.2^m kattalikni tashkil qiladi. Shu bilan birga, komponentlar bir-biridan farq qilishi yaqqol ko'rishimiz mumkin. Shuni ham ta'kidlash mumkinki, ushbu kuzatish davrida mikrolinzalash ta'siri juda past, sezilarli emas. Shu asosida biz mavhum komponentlar orasidagi kechikish vaqtlarini hisoblab ko'rishimiz mumkin.

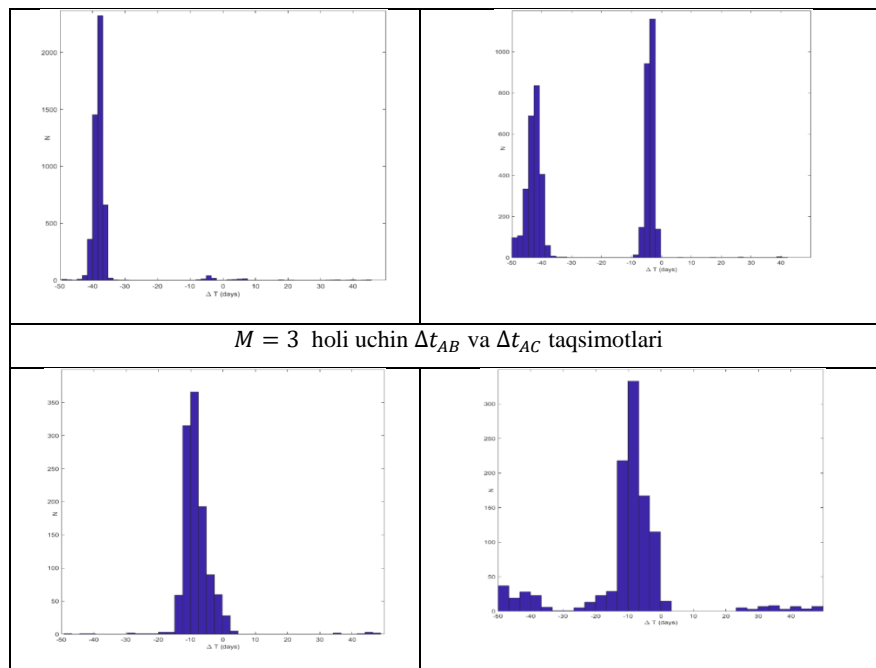
Tahlil va natijalar. GRAL J024848.7+191331 ning to'rtta linzalangan komponentning ravshanlik egri chiziqlarini asos qilib, biz komponentlarning uchta juftligi orasidagi Δt_{AB} , Δt_{AC} va Δt_{AD} kechikish vaqti qiymatlarini o'lchadik. Shuda biz faqat 2021 yilgi ma'lumotlarga e'tibor qaratdik, chunki 2022 yilda kuzatuvlar kam bo'lgan va nuqtalar orasidagi katta intervallar noaniqlikni yanada oshishiga olib keladi. Birinchi bosqichda biz Monte-Karlo usuli asosida har bir komponent uchun 5000 ta sintetik egri chiziq hosil qildik. Keyingi bosqichda biz bo'sh oraliqlarni to'ldirish uchun har bir ravshanlik egri chizig'ini interpolyatsiyaladik. Bunda biz Fur'ye qatorlari bilan interpolyatsiyalash usulidan foydalandik:

$$m_{im,F}(t) = a_0 + \sum_{i=1}^M \left(a_i \cos \frac{2\pi i t}{T_0} - b_i \sin \frac{2\pi i t}{T_0} \right).$$

Bu yerda M – Fur'ye qatorining darasi, t – vaqt, a_i, b_i – yoyilish koeffitsiyentlari, T_0 – Fur'ye davri. Ko'rsatilgan qatorlar bilan interpolyatsiyalashda biz $M = 3$ va $M = 4$ hollarni qaradik. Ushbu yondashuvlarni yuqoridagi sintetik ravshanlik egri chiziq'larga qo'llash orqali biz kechikish vaqtining eng ehtimol bo'lgan qiymatlarini oldik. Ravshanlik egri chiziqlari orasidagi korrelyatsiya hammaga ma'lum bo'lgan χ^2 usuli yordamida hisoblanadi [10,11].

Komponentlar juftliklari	Δt kun	Δm yulduz kattaligi
Δt_{AB}	-8.1 ± 6	-0.262 ± 0.011
Δt_{AC}	-11.6 ± 2.3	-0.221 ± 0.010
Δt_{AD}	-8.0 ± 3.8	0.545 ± 0.012

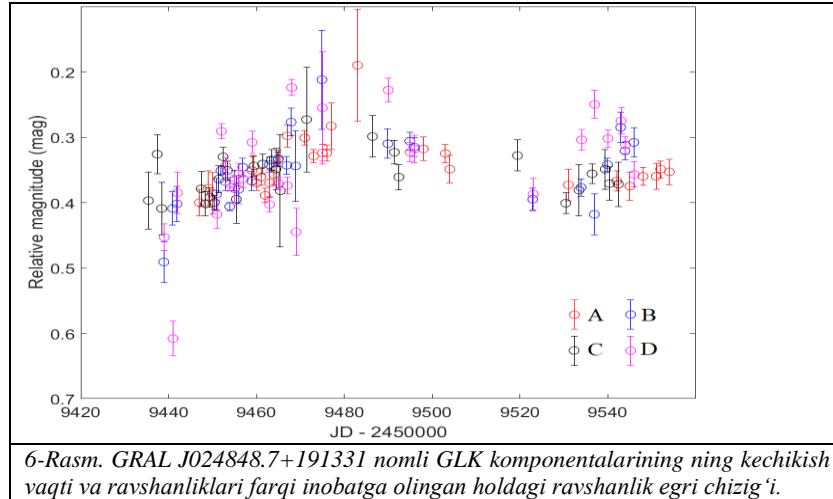
Kechikish vaqtining taqsimlanishi qaralayotgan yoyilishning darajasiga bog'liq bo'lib chiqdi. Qidirilayotgan qiymatni topish uchun biz kechikish vaqtning gistogrammalarida asosiy va ikilamchi cho'qqilarning muhimligiga e'tibor berdik. Shunda $M = 4$ gi cho'qqilar ko'p hollarda yagona yoki to'liq ustunlik qildi. Shuning uchun aynan shu vaziyatdagi natijalarni biz eng ehtimol qiymatlar deb oldik.



$M = 4$ holi uchun Δt_{AB} va Δt_{AC} taqsimotlari

5-rasm. $M = 3$ va $M = 4$ qiymatlar orasida kechikish vaqtining tipik taqsimoti

5-rasmda mumkin bo'lgan qiymatlar orasida kechikish vaqtining tipik taqsimoti ko'rsatilgan. Jadvalda turli juftliklar uchun gistogrammalarning o'rtacha qiymatlari va o'rtacha kvadrat og'ishlari ko'rsatilgan. O'rganilayotgan sistema etarlicha kompakt va linzalangan komponentlar orasidagi masofa 1 yoy sekundga teng bo'lganligi sababli, kutilganidek, kechikish vaqti bir – bir yarim haftaga to'g'ri keladi. Shunga o'xshash tizimlar uchun bunday qiymatlarni avval ham topganmiz, masalan, Q2237+030, H1413 + 117, B1422+237 [7,12,13].



6-Rasm. GRAL J024848.7+191331 nomli GLK komponentalarining ning kechikish vaqti va ravshanliklari farqi inobatga olingan holdagi ravshanlik egri chizig'i.

6-rasmda GRAL J024848.7+191331 nomli GLKdagi manba-kvazarning umumlahtirilgan ravshanlik egri chizig'i ko'rsatilgan. Ko'rinib turibdiki, 2021-2022 yillardagi kuzatuvlar davrida sistemaning ko'rinma yorqinligi 0.25^m gacha bo'lgan amplituda bilan o'zgarib borgan: birinchi davrda yorqinlik oshadi, keyingi yil taxminan bir xil bo'lib qoladi. Komponentalarning ravshanlik egri chiziqlarida mikrolinzalanişning aniq belgilari topilmadi.

Xulosa va takliflar. Maqolada 2021-2022 yillar davomida Maydanak observatoriyasida kuzatilgan to'rt komponentli GRAL J024848.7+191331 nomli gravitatsion linzalangan kvazarning fotometrik tadqiqoti natijalari keltirilgan. Butun sistemaning hamda uning alohida komponentalarining ravshanlik egri chiziqlari ko'rsatilgan. Umuman olganda, sistema o'zgaruvchanlikning o'rtacha amplitudasini ko'rsatdi, ammo alohida komponentlar ancha faolroq, 0.25^m kattalikgacha o'zgargan.

To'rttala komponentning ko'rinma ravshanligi taxminan teng darajada o'zgarib turdi, bu mikrolinzalanişning (hech bo'lmaganda kuchliligi) yo'qligini ko'rsatadi.

Biz komponentlarning uchta asosiy juftligi o'rtasidagi kechikish vaqtlarining eng ehtimolli qiymatlarini hisoblab topdik. Ular taxminan 1 – 1.5 haftaga teng ekanligi aniqlandi. Ushbu qiymatlar [5]-maqolada ushbu miqdorlarning ilgari topilgan nazariy qiymatlariga mos keladi va o'lichov xatolari doirasida tasdiqlaydi.

ADABIYOTLAR

1. J.-F. Claeskens, J. Surdej. *Astronomy & Astrophysics Review*, 10, 263–311 (2002).
2. P. Schneider, J. Ehlers, E. Falco. *Gravitational lenses. Astronomy and Astrophysics Library*, pp. XIV, 560 (1993).
3. F. Ostrovski, R.G. McMahon, A.J. Connolly, C.A. Lemon, et al. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 465, 4325–4334 (2017).
4. L. Delchambre, A. Krone-Martins, O. Wertz, C. Ducourant, L. Galluccio et al. *Astronomy & Astrophysics*, 622, A165 (2019)
5. A. J. Shajib, S. Birrer, T. Treu, M.W. Auger, A. Agnello, et al. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 483, 5649–5671 (2019)
6. D. Stern, S.G. Djorgovski, A. Krone-Martins, D. Sluse, et al., *The Astrophysical Journal*, 921, 42 (2020).
7. T. Akhunov, O. Wertz, A. Elyiv, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* 465, 3607 (2017)
8. D. Tody, *Proc. SPIE*, 627, 733 (1986)
9. D. Tody, 1993, in *ASP Conf. Ser. 52, Astronomical Data Analysis Software and Systems II*, ed. R. J. Hanisch, R. J. V. Brissenden, & J. Barnes (San Francisco, CA: ASP), 173
10. E.R. Gaynullina, R.W. Schmidt, T. Akhunov, O. Burkhonov, S. Gottlöber, K. Mirtadjieva, S.N. Nuritdinov, I. Tadjibaev, J. Wambsganss, L. Wisotzki. *Astronomy & Astrophysics* 440, Issue 1, 53-58 (2005).
11. R. Gil-Merino, L. Wisotzki, J. Wambsganss. *Astronomy & Astrophysics* 381, 428 (2002).
12. V. Vakulik, R. Schild, V. Dudinov, S. Nuritdinov, V. Tsvetkova, O. Burkhonov, and T. Akhunov. *A&A* 447, 905–913 (2006).
13. T.A. Ахунув. *Узбекский физический журнал* 20, 275-282 (2018)



УДК: 524.3-13; 524.33-56-13

Ренат ГАЙСИН,

Астрономический институт АН РУз, младший научный сотрудник

E-mail: renat@astrin.uz

Ривкат КАРИМОВ,

Астрономический институт АН РУз, младший научный сотрудник

Отабек БУРХОНОВ,

Астрономический институт АН РУз, заведующий лабораторией «Галактическая астрономия», старший научный сотрудник

Баходир ХАФИЗОВ,

Астрономический институт АН РУз, младший научный сотрудник

Рецензент Заведующий кафедрой Астрономии и астрофизики НУУз Т. Ахунов

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МОМЕНТОВ МИНИМУМОВ ЗАТМЕННО-ПЕРЕМЕННОЙ ЗВЕЗДЫ ZTF-J235103.06+615610.6

Проведены удаленные наблюдения затменно-переменной звезды типа W Большой Медведицы ZTF-J235103.06+615610.6 с помощью автоматизированного телескопа АМТ-1 Майданакской астрономической обсерватории. Определены 19 новых моментов минимумов, построена диаграмма (O-C), уточнены линейные эфемериды системы.

Ключевые слова: фотометрия, переменные звезды, кратные системы, моменты минимумов, эфемериды.

TUTILUVCHI-O'ZGARIVCHAN ZTF-J235103.06+615610.6 YULDUZINING MINIMUM MOMENTALARI ANIQLASH

Maydanak astronomik observatoriyasining AMT-1 avtomatlashtirilgan teleskopi yordamida Katta Ayyiq yulduz turkumining W tipidagi ZTF-J235103.06+615610.6 tutiluvchi-o'zgarivchan yulduzining kuzatuvlari masofadan turib amalga oshirildi. Minimumlarning yangi 19 ta momenti aniqlandi, O-C diagrammasi tuzildi, tizimning chiziqli efemeridlari aniqlashtirildi.

Kalit so'zlari: fotometriya, o'zgaruvchan yulduzlar, bir nechta tizimlar, minima momentlari, efemeridlar.

DETERMINATION OF THE TIMES OF MINIMA OF AN ECLIPSING VARIABLE STAR ZTF-J235103.06+615610.6

Remote observations of the W Ursa Major type eclipsing variable star ZTF-J235103.06+615610.6 were carried out using the AMT-1 automated telescope of the Maidanak Astronomical Observatory. 19 new times of minima were determined, a (O-C) diagram was constructed, linear ephemerides of the system were refined.

Key words: photometry, variable stars, multiple systems, minima moments, ephemerides.

Введение. Наблюдения моментов минимумов в системах затменно-двойных звезд, последующее отслеживание их изменений позволяют качественно улучшить знания о таких системах, уточнить их параметры и находить возможные периодические эволюционные изменения, происходящее в них. В этом отношении такие наблюдения дают важную информацию для будущих, более глубоких и детальных исследований.

Литературный обзор. В данной работе представлены новые моменты минимумов затменно-двойной системы ZTF-J235103.06+615610.6. ($RA=23^h51^m03.06^s$ $DEC=+61^{\circ}56'10.6''$) типа EW Большой Медведицы, обнаруженной в рамках широкоугольного астрономического обзора неба в 2018 году на 48-дюймовом телескопе Шмидта Паломарской обсерватории в Калифорнии, США, ZTF (Zwicky Transient Facility) [1-3]. ZTF – это обзор за всем видимым северным небом, охватывающий площадь от 25 000 до 30 000 квадратных градусов, телескопом с полем зрения 47 квадратных градусов в g- и r-полосах. Предельная медианная звездная величина (в r-полосе) $\sim 20,6^m$ при экспозиции 30 секунд [1]. Данный объект идентифицирован как источник 2012779695347439232 в каталоге Gaia DR3 [4], TIC470738547 в каталоге TESS [5], обозначен как затменно-двойная звезда KISOJ235103.06+615610.6 в каталоге KISOGP [6]. По данным ZTF период переменности данного объекта составляет 0.270036 суток или 6.480864 часов.

Методология исследования. В нашей работе наблюдения этой переменной звезды проводились удаленно на автоматизированном телескопе АМТ-1 Майданакской астрофизической обсерватории Астрономического института АН РУз [7] в период с 26 августа по 04 сентября 2021 года, включительно (см. Таблица 1). АМТ-1 – это 50-см. телескоп с скорректированной оптической системой Ричи-Кретьена, оснащенный ПЗС приемником Apogee Alta-U16M (2K×2K) и набором светофильтров. Наблюдения объекта проводились с использованием светофильтра R. Карта поля с отмеченным объектом представлена на рисунке 1. Для предварительной обработки данных использовался программный пакет обработки астрономических изображений IRAF [8].

Фотометрия и анализ построенных кривых блеска объекта проводились с использованием программы VaST [9] – программном инструменте для поиска переменных объектов на серии астрономических изображений. VaST позволяет проводить поиск периодических сигналов методом Лафлера-Кинмана [10] – давно известный эффективный метод анализа временных рядов, опробованный его авторами на цефеидах или звездах типа RR Лирь. Далее проводилась работа с кривыми блеска (устранение трендов, нормализация кривых блеска, удаление очевидных систематических вариаций) для их последующего анализа с целью определения моментов минимумов.

Для определения моментов минимумов использовался метод, предложенный в работе [11], основанный на наборе феноменологических моделей кривых блеска затменно-переменных звезд описываемых посредством суммы

специальных аналитических функций с малым количеством параметров, которые позволяют аппроксимировать изучаемые кривые блеска с точностью более 1%.

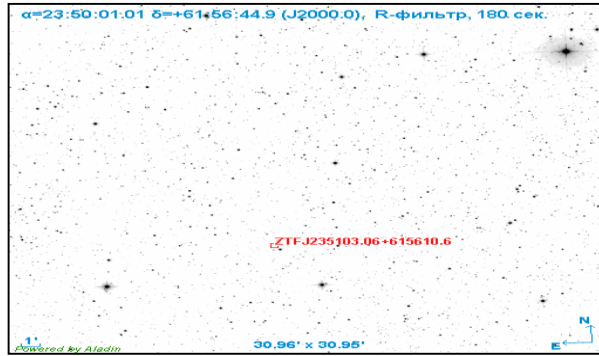


Рисунок –1. Откалиброванное цифровое изображение (негатив) участка неба, полученное на телескопе АМТ-1 Майданакской астрофизической обсерватории (МАО), с отмеченным на нем объектом ZTF-J235103.06+615610.6.

Таблица – 1. Информация о проведенных наблюдениях объекта ZTF-J235103.06+615610.6.

Дата	Фильтр	Время экспозиции	Время начала наблюдений (HJD)	Время окончания наблюдений (HJD)	Количество кадров
2021-8-26	R	180	2459453.22893	2459453.50182	57
2021-8-27	R	180	2459454.13780	2459454.46422	50
2021-8-28	R	180	2459455.13064	2459455.50486	43
2021-8-29	R	180	2459456.16695	2459456.50013	44
2021-8-30	R	180	2459457.13985	2459457.49042	44
2021-8-31	R	180	2459458.14366	2459458.50633	44
2021-9-01	R	180	2459459.12698	2459459.49846	46
2021-9-02	R	180	2459460.13559	2459460.50005	60
2021-9-03	R	180	2459461.14181	2459461.50876	49
2021-9-04	R	180	2459462.12748	2459462.50306	56

Наблюденные моменты минимумов приведены в табл.2. В столбцах 1 и 2 таблицы указаны гелиоцентрические Юлианские даты минимумов и ошибки их определений, в третьем столбце указан тип минимумов (первичный – I, вторичный – II). Типы минимумов были определены в соответствии с эфемеридой, опубликованной командой ZTF:

$$\text{Min. I HJD} = 2458282.965 + 0.270036 * E$$

Эта эфемерида использовалась для определения эпох и построения (O-C) диаграммы [12] (см. Рис.2).

Анализ и результаты. Наши знания об изменениях периодов в тесных двойных системах в основном базируются на анализе их (O-C)-диаграмм. Метод O-C (наблюдаемое минус вычисленное) является классическим методом изучения изменений периода переменных звезд. Диаграммы (O-C) сравнивают наблюдаемое время максимальной яркости O с расчетным временем C, предполагая известный постоянный период. Основной целью построения и анализа (O-C) диаграмм является поиск периодических и знакопеременных изменений периода, причиной которых являются движение аписид или наличие третьего тела в системе. В ином случае, отсутствие периодических изменений периода и наличие линейных трендов на диаграммах (O-C) свидетельствует о необходимости корректировки линейных эфемерид системы, и уточнения нулевой эпохи и периода. Важным при построении и последующем анализе (O-C) диаграмм является качество наблюдательного материала и охватываемый ими временной интервал. Поскольку эта система была открыта относительно недавно, для неё отсутствуют временные ряды, полученные другими авторами, и позволяющие определить большее количество экстремумов для построения более информативной диаграммы (O-C). В данной работе для расчета линейных эфемерид использовались только моменты минимумов определенные по наблюдениям, полученным нами на Майданакской обсерватории (см. Таблицу 2), поскольку наблюдения, проведенные в рамках обзора ZTF, были получены с низкой скважностью, что не позволяет определить моменты минимумов по их наблюдениям. Поскольку на (O-C) диаграмме прослеживается положительный наклон, моменты минимумов представленные здесь были пересчитаны методом наименьших квадратов для уточнения линейных эфемерид системы:

$$\text{Min. I HJD} = 2458282.965(9448) + 0.270037(17) * E$$

Фазовая кривая блеска ZTF-J235103.06+615610.6, свернутая с уточненным периодом по данным наших наблюдений, представлена на рисунке 3.

Таблица – 2. Моменты минимумов затменно-переменной звезды ZTF-J235103.06+615610.6.

Минимум	Ошибка	Тип	Минимум	Ошибка	Тип
2459453.2973531	0.0018331	I	2459459.2473593	0.0007638	I
2459453.4412383	0.0015043	II	2459459.3764935	0.0022829	II
2459454.2509121	0.0016155	II	2459460.1974655	0.0021037	II
2459454.3837761	0.0013075	I	2459460.3238655	0.0021876	I
2459455.3251102	0.0019905	II	2459460.4635567	0.0023902	II
2459456.2698647	0.0026944	I	2459461.2701300	0.0020813	II
2459456.4156002	0.0027255	II	2459461.3969187	0.0022929	I
2459457.2202415	0.0024403	II	2459462.2074433	0.0028942	I
2459457.3535556	0.021359	I	2459462.3517233	0.0016298	II
2459458.3092784	0.0011662	II			

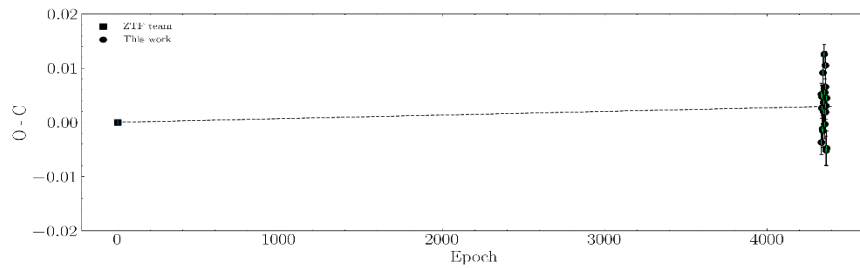


Рисунок –2. Диаграмма (O-C) затменно-переменной звезды ZTF-J235103.06+615610.6.

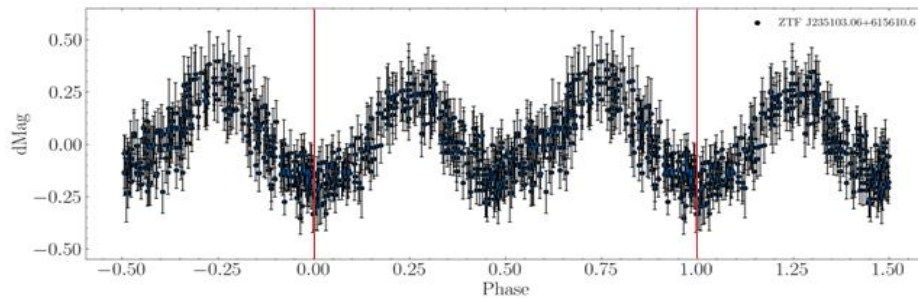


Рисунок –3. Фазовая кривая блеска ZTF J235103.06+615610.6.

Заключение. Проведенные нами оптические наблюдения на телескопе АМТ-1 Майданакской астрофизической обсерватории Астрономического института АН РУз в период с 26 августа по 04 сентября 2021 года и уточненный по ним период изменения блеска показали, что полученное значение периода совпадает со значением, определенным группой ZTF в пределах ошибок. На основе проведенных нами фотометрических наблюдений затменно-переменной звезды ZTF-J235103.06+615610.6, определены новые моменты минимумов. Как уже было сказано выше, поскольку наблюдения, проведенные в рамках обзора ZTF, были получены с низкой скважностью, они не позволили определить моменты минимумов по их наблюдениям. Наше исследование заполнило один из пробелов по доступным данным этой звездной системы. Анализ (O-C) диаграммы показал, что в ZTF-J235103.06+615610.6 прослеживается положительный наклон, что косвенно может свидетельствовать о необходимости коррекции известной по обзору ZTF начальной нулевой эпохи. Используя апробированную аналогичными исследованиями методику нами уточнены линейные эфемериды, нулевая эпоха и период.

ЛИТЕРАТУРА

1. Chen X. et al. The Zwicky Transient Facility Catalog of Periodic Variable Stars // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 2020. Vol. 249. P. 18.
2. Bellm E.C. et al. The Zwicky Transient Facility: Surveys and Scheduler // *Publ. Astron. Soc. Pac.* 2019. Vol. 131. P. 068003.
3. Bellm E.C. et al. The Zwicky Transient Facility: System Overview, Performance, and First Results // *Publ. Astron. Soc. Pac.* 2019. Vol. 131. P. 018002.
4. Gaia Collaboration et al. Gaia Data Release 3. Summary of the content and survey properties // *Astron. Astrophys.* 2023. Vol. 674. P. A1.
5. Stassun K.G. et al. The Revised TESS Input Catalog and Candidate Target List // *Astron. J.* 2019. Vol. 158. P. 138.
6. Ren F. et al. Eclipsing Binary Populations across the Northern Galactic Plane from the KISOGP Survey // *Astron. J.* 2021. Vol. 161. P. 176.
7. Ehgamberdiev S. Modern astronomy at the Maidanak observatory in Uzbekistan // *Nat. Astron.* 2018. Vol. 2. P. 349–351.
8. IRAF 2.17.1 [Electronic resource] // IRAF Community Distribution. URL: <https://iraf-community.github.io/>.
9. Sokolovsky K.V., Lebedev A.A. VaST: A variability search toolkit // *Astron. Comput.* 2018. Vol. 22. P. 28–47.
10. Laffler J., Kinman T.D. An RR Lyrae Star Survey with the Lick 20-INCH Astrograph II. The Calculation of RR Lyrae Periods by Electronic Computer. // *Astrophys. J. Suppl.* 1965. Vol. 11. P. 216.
11. Mikulášek Z. Phenomenological modelling of eclipsing system light curves // *Astron. Astrophys.* 2015. Vol. 584. P. A8.
12. Sterken C. The O-C Diagram: Basic Procedures. 2005. Vol. 335. P. 3.



УДК: 621.315.592

Канатбай ИСМАЙЛОВ,

Профессор Каракалпакского государственного университета, д.ф.-м.н

E-mail: kanatbay.ismailov@gmail.com

Ерназар КОСБЕРГЕНОВ,

Старший преподаватель Национального государственного университета, PhD

Рецензент: доцент Ташкентского государственного университета, PhD Ш. Ибодуллаев

THERMAL STABILITY OF ELECTRICAL PARAMETERS OF NICKEL-DOPED SILICON DURING GROWTH

Annotation

In this paper it is shown that the introduction of nickel atoms in the process of silicon crystal growth allows to obtain a material with stable electro physical parameters in the process of thermal annealing in a wide range of temperatures 450...1050 °C and durations ($t=0.5...25$ hours). This is the most cost-effective way to create a material for semiconductor devices and solar cells with stable parameters.

Keywords: silicon, thermal donor, nickel, alloying, thermal stability.

ТЕРМИЧЕСКАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ КРЕМНИЯ, ЛЕГИРОВАННОГО НИКЕЛЕМ ПРИ ВЫРАЩИВАНИИ

Аннотация

В данной работе показано, что введение атомов никеля в процессе выращивания кристалла кремния позволяет получить материал со стабильными электрофизическими параметрами в процессе термоотжига в широком интервале температур 450...1050 °C и длительностях ($t=0,5...25$ час). Это наиболее экономически эффективный способ создания материала для полупроводниковых приборов и солнечных элементов со стабильными параметрами.

Ключевые слова: кремний, термодонор, никель, легирование, термостабильность.

O‘STIRISH JARAYONIDA NIKEL BILAN LEGIRLANGAN KREMNIY ELEKTR PARAMETRLARINING HARORATGA STABILLIGI

Annotatsiya

Mazkur ishda, kremniy kristalining o'sishi jarayonida unga nikel atomlarining kiritilishi 450...1050 °C haroratlarda va $t = 0,5...25$ soat davomiylikdagi termik ishlov berishda elektrofizik parametrlari stabil qoladigan material olish imkonini berishi ko'rsatilgan. Bu stabil parametrlarga ega yarimo'tkazgichli qurilmalar va quyosh batareyalari uchun material yaratishning eng tejamkor usuli hisoblanadi.

Kalit so'zlar: kremniy, termodonor, nikel, legirlash, termik barqarorlik.

Введение. Процесс изготовления полупроводниковых приборов на основе кремния, включающий в себя различные термические обработки, сопровождается многочисленными изменениями его электрофизических свойств. Тем не менее, к полученным полупроводниковым приборам предъявляются жесткие требования по стабильности их параметров.

Введением различных примесей можно не только изменить природу термических дефектов (ТД), но и улучшить термическую стойкость кремния. В работе [1] исследовано влияние низкотемпературного отжига на электрические, оптические и структурные свойства кремния, легированного никелем (*Si-ЛН*) диффузионным методом. Показано, что при термообработках в интервале температур 300...500 °C электрические свойства *Si-ЛН* практически остаются стабильными достаточно длительное время.

В работе [2] показано, что атомы никеля в кремнии в основном находятся в электронейтральном состоянии и формируют различные виды кластеров. Установлено что в составе кластерах наблюдается достаточно высокие концентрации атомов кислорода, а также быстро диффундирующих атомов (Fe, Cu, Cr).

На основе полученных результатов авторы [2,3] утверждали, что термостабильность электрофизических параметров кремния при диффузионном легировании связана с геттерирующими свойствами кластеров атомов никеля, а именно с геттерированием кислорода (который приводит к генерации ТД в процессе термообработок кремния в процессе изготовления приборов). Данное предположение подтверждается в работах [4,5], где установлено, что дополнительное легирование кремния никелем существенно влияет на эффективность кремниевых фотоэлементов. Результаты этих и других работ [6,7] показывают, что легирование кремния никелем диффузионным методом является наиболее эффективным способом, обеспечивающим термостабильность электрофизических параметров кремния при термообработках в широком интервале температур, а также при длительном времени термоотжига.

Однако такой способ (диффузионное легирование кремния никелем) улучшения параметров и термостабильности кремния требует ряда дополнительных технологических операций, таких как: напыление никеля (или химическое осаждение никеля), высокотемпературный диффузионный отжиг, а также механическая обработка и химическая очистка до и после диффузии никеля, а самое главное при этом необходимо обрабатывать каждую кремниевую пластину. Все эти операции существенно усложняют технологию изготовления приборов на основе кремния.

В связи с этим стоит обратить внимание на исследование кремния, легированного никелем при выращивании кристалла (*Si-ЛНВ*). Легирование кремния никелем при выращивании кристалла позволяет получить большие слитки монокристаллического кремния, равномерно легированные никелем с необходимой концентрацией по всему объему без дополнительных операций и затрат. Поэтому целью данной работы являлось изучение влияния термообработки на электрофизические свойства *Si-ЛНВ*.

Изготовление образцов и методы исследования.

Для проведения исследований в качестве исходного материала, был использован монокристаллический Si, полученный методом Чохральского *p*-типа проводимости, удельным сопротивлением $\rho \sim 70$ Ом·см, диаметром $d \sim 76$ мм, легированный атомами никеля во время роста кристалла. Концентрация кислорода в этих материалах составляла $N_{O_2} \sim (5 \dots 6) \cdot 10^{17}$ см⁻³. Все приведенные данные были получены из паспорта материала, завода изготовителя. Использование такого материала (*p*-типа, с концентрацией $p \sim 2 \dots 3 \cdot 10^{14}$ см⁻³) диктовалось тем, чтобы более четко определить влияние ТД, генерирующихся при термообработке кремния концентрация которых могут достичь $\sim 10^{15}$ см⁻³ [9-10]. Из этих слитков были изготовлены образцы размером $1,3 \times 5 \times 10$ мм³. Электрические параметры образцов измерялись методом эффекта Холла.

Для контроля использовали материал без никеля с удельным сопротивлением $\rho \sim 40$ Ом·см (*p*-типа), который отжигали в тех же температурных режимах, что позволяло оценить реальную скорость генерации ТД.

Результаты и обсуждение

1. Влияние низкотемпературного отжига.

Кинетике накопления кислородных ТД в кремнии в процессе низкотемпературного отжига посвящено огромное число работ [8-12]. Температурные дефекты в кремнии в зависимости от кинетики образования, концентрации и природы можно разделить на несколько групп. Одна из групп – низкотемпературные термодоноры, то есть кремнекислородные комплексы типа SiO₄, образующиеся при низкотемпературных термообработках $T = 300 \dots 500$ °C [8-9].

Для изучения влияния низкотемпературных термообработок на свойства *Si-ЛНВ* образцы подвергались отжигу при $T = 450$ °C различной продолжительности времени на воздухе. Отжиг проводился в несколько этапов (длительности этапов показаны в *таблице 1*). Каждый этап отжига завершался охлаждением на воздухе и с последующим химической очисткой. После каждого этапа термоотжига, электрические параметры образцов определялись методом эффекта Холла. В *табл. 1* показаны электрические параметры образцов *Si-ЛНВ*, а также контрольных образцов. Концентрация ТД рассчитывали по формуле $N_{ТД} = p_0 - p_{то}$, где $N_{ТД}$ — концентрация термодоноров, $p_{то}$ - концентрация дырок в образце после термообработки, p_0 - концентрация дырок в образце до термообработки. Как показали результаты исследований (*табл. 1*) не зависимо от длительности термообработки электрические параметры образцов *Si-ЛНВ* практически сохраняют свои исходные значения (с максимальным отклонением ~ 5 %). В тоже время параметры контрольных образцов существенно меняются с увеличением времени термообработки, а при времени отжиге более 12 часов меняется тип проводимости, то есть образцы приобретают *n* – тип проводимости с удельным сопротивлением $\rho \sim 6.6 \cdot 10^3$ Ом·см, что соответствует результатам работ [10-12].

Таблица 1

Изменение электрических параметров в контрольных образцах и в *Si-ЛНВ* после термообработки при 450°С

Время отжига, час	Параметры образцов					
	Контроль			<i>Si-ЛНВ</i>		
	Тип	ρ , Ом·см	$N_{ТД}$, см ⁻³	Тип	ρ , Ом·см	$N_{ТД}$, см ⁻³
Без отжига	<i>p</i>	40	-	<i>p</i>	70	-
1	<i>p</i>	55	$1.2 \cdot 10^{13}$	<i>p</i>	73.6	$1.2 \cdot 10^{13}$
3	<i>p</i>	10^2	$1.58 \cdot 10^{13}$	<i>p</i>	70.9	$2.5 \cdot 10^{13}$
6	<i>p</i>	$5.5 \cdot 10^2$	$3.68 \cdot 10^{13}$	<i>p</i>	71.8	$2.9 \cdot 10^{13}$
9	<i>p</i>	$3.6 \cdot 10^3$	$1.3 \cdot 10^{14}$	<i>p</i>	70.3	$2.9 \cdot 10^{13}$
12	<i>p</i>	$7.9 \cdot 10^3$	$2.8 \cdot 10^{14}$	<i>p</i>	69.6	$3.3 \cdot 10^{13}$
15	<i>n</i>	$6.6 \cdot 10^3$	$4.7 \cdot 10^{14}$	<i>p</i>	68.9	$3.5 \cdot 10^{13}$
20	<i>n</i>	$2.5 \cdot 10^3$	$7.15 \cdot 10^{14}$	<i>p</i>	71	$3.73 \cdot 10^{13}$
25	<i>n</i>	$2.3 \cdot 10^3$	$8.36 \cdot 10^{14}$	<i>p</i>	74	$3.8 \cdot 10^{14}$

Примечание. После изменения типа проводимости контрольного образца, концентрация ТД в контрольных образцах определялась по формуле $N_{ТД} = p_0 + p_{то}$.

Полученные результаты убедительно показывают, что образцы *Si-ЛНВ* действительно обладают высокой термостабильностью, то есть в них генерация термодоноров практически подавляется полностью.

2. Влияние температурного отжига в области $T = 530 \dots 1050$ °C

Ещё один тип термических дефектов, сильно влияющий, на параметры кремния называется высокотемпературным или закалочным, он образуется с участием быстро диффундирующих примесей [8-12]. Для изучения влияния никеля на образование термозакалочных дефектов, образцы отжигались в интервале температур $T = 530 \dots 1050$ °C и завершался быстрым охлаждением со скоростью около 200 °C/сек.

В *табл. 2* показаны электрические параметры образцов как *Si-ЛНВ*, так и параметры контрольных образцов отожженных при идентичных условиях после отжига при температурах 530, 850, 1050 °C. После каждого этапа термоотжига проводились химические обработки образцов и измерялись электрические параметры эффектом Холла. Как видно из *табл. 2* электрические параметры образцов *Si-ЛНВ* во всех термоотжигах сохраняют не только тип проводимости, но и величину электрических параметров, в отличие от контрольных образцов, в которых электрические параметры существенно изменяется, доходя до смены типа проводимости материала. Полученные данные позволяют сделать вывод, что даже при высокотемпературных отжигах, наличие никеля, введенного в процессе выращивания монокристалла кремния, обеспечивает стабильность электрических параметров материала, то есть генерация закалочных дефектов подавляется примесью никеля.

Таблица 2

Изменение электрических параметров в контрольных образцах и в *Si-ЛНВ* после отжига

Время отжига, час	Температура отжига, °C	Параметры образцов	
		Контроль	<i>Si-ЛНВ</i>

Без отжига	-	Тип	ρ , Ом·см	Тип	ρ , Ом·см
1	550	p	40	p	70
15	550	p	60	p	71,1
1	850	n	$5.6 \cdot 10^3$	p	77
1	850	p	$2 \cdot 10^3$	p	73,4
1	1050	n	10^3	p	77,8

Заключение.

Результаты эксперимента показывают, что введение атомов никеля при выращивании кристаллов кремния позволяет получить материал со стабильными электрическими параметрами не только при низкотемпературных (450 °C) обработках, но и отжиге в области температур 530...1050 °C.

Полученные результаты эксперимента показывают, для получения кремния со стабильными электрофизическими параметрами в широком интервале ($T=450...1050^\circ\text{C}$) температур термообработок наиболее эффективным методом является легирование кремния никелем в процессе выращивания с концентрацией никеля $N \geq 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Это позволяет создать приборы и солнечные элементы на основе такого материала технологически доступно, с минимальными затратами, и с высокой воспроизводимостью. Также следует отметить, что при этом основная часть введенных атомов никеля (99,99 %) в решетке кремния находятся в электронейтральном состоянии. Это означает, что введение атомов никеля в кремний при выращивании кристалла, не влияет на основные параметры монокристаллического кремния, необходимого для использования в электронной промышленности и в производстве кремниевых фотоэлементов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бахадырханов М.К. Исследование физических явлений в кремний, компенсированном элементами переходной группы железа и возможности его использования в полупроводниковой электронике//дис. на соиск. ученой степени доктора физико-математических наук. – Ташкент: 1982. С. 479.
2. Бахадырханов М.К., Исмаилов Б.К. Геттерирующие свойства кластеров атомов никеля в решетке кремния//Приборы. 2020. №6, С. 44-48.
3. Исмаилов К.А., Исмаилов Б.К., Зикриллаев Х.Ф., Илиев Х.М., Ковешников С.В., Абдурахманов Б.А., Аюпов К.С. Перестройка кластеров атомов никеля в кремнии// Винниця: Матеріали VI міжнародної науково-практичної конференції. 2018. С. 200-202.
4. Бахадырханов М.К., Исамов С.Б., Кенжаев З.Т., Ковешников С.В. Изучение влияния легирования никелем кремниевых солнечных элементов с глубоким p-n-переходом// Письма в ЖТФ. 2019. Т. 45. Вып. 19. С. 3-6.
5. Бахадырханов М.К., Кенжаев З.Т. Оптимальные условия легирования никелем для повышения эффективности кремниевых фотоэлементов// ЖТФ. 2021. Вып. 6. С. 981-987.
6. Асташенков А.С., Бринкевич Д.И., Петров В.В. Свойства кремния, легированного примесью никеля методом диффузии// Доклады БГУИР 2008 № 8 (38). С. 37-43.
7. Талипов Ф.М., Бахадырханов М.К. Влияние никеля на образование термодоноров в монокристаллах кремния// ФТП.1990. Т. 24. Вып. 12. С. 2202-2203.
8. Батавин В.В., Кочина Э.А., Сальник З.А. О механизме образования термодоноров в содержащем кислород кремнии//ФТП. 1985. Т. 19. Вып. 4. С. 692-696.
9. Бабич В.М., Блецкан Н.И., Венгер Е. Ф. Кислород в монокристаллах кремния// -Київ: Інтерпрес ЛТД. 1997. С. 240.
10. Воронков В.В., Воронкова Г.И., Батунина А.В., Головина В.Н., Мильвидский М.Г., Гуляева А.С., Тюрина Н.Б., Арапкина Л.В. Генерация термодоноров в кремнии: влияние собственных межузельных атомов// ФТП. 2000. Т. 42. Вып. 11. С. 1969-1975.
11. Yutaka Y., Guido L. Defects and Impurities in Silicon Materials// -Japan: Springer. 2015. pp. 273-341.
12. Вабищевич Н.В., Бринкевич Д.И., Просолович В.С. Кислородные преципитаты и формирование термодоноров в кремнии// ФТП. 1998. Вып. 6. С. 712.



УДК: 537.534.8

Амин МАЛЛАЕВ,

Директор Национального центра подготовки педагогов новых методов Кашкадарьинской области, доцент

E-mail: mallayev1964@mail.ru

Бахром ЭГАМБЕРДИЕВ,

Профессор Федерального государственного бюджетного высшего образовательного учреждения Национального исследовательского университета «МЭИ» в г. Ташкенте

Шохрух САЙФУЛЛОЕВ,

Национальный университет Узбекистана имени Мирзо Улугбека, PhD

НИИ физики полупроводников и микроэлектроники УзМУ, Под редакцией с.н.с., Ж.Ж.Хамдамов

ВЛИЯНИЕ ОТЖИГА НА КРИСТАЛЛИЧЕСКУЮ СТРУКТУРУ ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЯ, ЛЕГИРОВАННОГО ИОНАМИ КОБАЛЬТА

Аннотация

Приводятся результаты исследования профилей распределения имплантированных атомов **кобальта** в кремнии в зависимости от дозы облучения и температуры отжига методом резерфордовского обратного рассеяния (РОР). Полученные результаты хорошо согласуются с аналогичными данными полученными методами вторично-ионной масс спектроскопии (ВИМС). Изучены влияния термического отжига на распределения **кобальта** и в частности кислорода. Доказано, что при определенных условиях термической обработки и дозах облучения на поверхности монокристалла образуются так называемые эпитаксиальные силициды, которые могут играть роль проводящих слоев или металлических покрытий. Отмечена возможность использования метода РОР для анализа как концентрационного распределения легирующих примесей, так и взаимодействия примесей.

Ключевые слова: имплантация, кобальт, эпитаксиальный слой, термический отжиг, профиль распределения, доза облучения, резерфордовское обратное рассеяние, вторично-ионная масс спектроскопия.

EFFECT OF ANNEALING ON THE CRYSTAL STRUCTURE OF THE SURFACE OF SILICON DOPED WITH COBALT IONS

Annotation

The paper reports results of the study of the distribution profiles of implanted iron and cobalt atoms in silicon as a function of the radiation dose and annealing temperature that was performed by applying the Rutherford backscattering spectroscopy (RBS). The effects of thermal annealing on the distribution of iron, cobalt, and in particular oxygen were studied. The authors strongly suggest that under certain heat treatment conditions and by applying specific radiation doses, the so-called epitaxial silicides will build on the surface of a single crystal, which can play the role of conducting or metal layers. One could consider the RBS method for analysis of both the topological distribution of dopants and the interaction of impurities.

Key words: impurities, profiles, influence, thermal annealing, implanted atoms, thin layers, depth, radiation doses.

КОБАЛТ ИОНЛАРИ БИЛАН ИОН ИМПЛАНТАТСИЯЛАНГАН КРЕМНИЙ СИРТНИНГ КРИСТАЛ ТУЗИЛИШИГА ТОБЛАШНИНГ ТА'СИРИ

Аннотация

Мақолада кремнийда имплантация қилган темір ва кобальт атомларининг тарқалиш профилларини радиация дозаси ва тавланish haroratiga qarab o'rganish natijalari haqida ma'lumot berilgan, bu esa Ruterford qaytaruvchi spektroskopiya (RBS) yordamida amalga oshiriladi. Termik tavlanişning temir, kobalt va ayniqsa kislorodning tarqalishiga ta'siri o'rganildi. Mualliflar ma'lum issiqlik bilan ishlov berish sharoitida va ma'lum nurlanish dozalarini qo'llash orqali epitaksial silitsidlar deb ataladigan yagona kristall yuzasida o'tkazuvchan yoki metall qatlamlar rolini o'ynashi mumkinligini qat'iy tavsiya qiladi. Dopantlarning topologik taqsimotini va aralashmalarning o'zaro ta'sirini tahlil qilish uchun RBS usulini ko'rib chiqish mumkin.

Kalit so'zlar: Kirishmalar, profillar, ta'sir, termik toblanish, implantatsiya qilingan atomlar, yupqa qatlamlar, chuqurlik, nurlanish dozalari.

Введение. Для совершенствования кремниевой технологии в микроэлектронике весьма важным является развитие исследований в области двумерного и трехмерного построения интегральных схем (ИС), направленных на повышение быстродействия полупроводниковых приборов при уменьшении размеров активных элементов, улучшения характеристик контактов и локальных межсоединений.

Научная актуальность проблемы исследования процесса дефектообразования скрытых слоев переходных металлов, полученных ионным легированием в кремниевых подложках, определяется необходимостью более глубокого понимания основных процессов, происходящих во время формирования этих структур. С практической точки зрения эти исследования актуальны, прежде всего, в связи с возможностью формирования гетероструктур Si/CoSi₂/Si, пригодных для применения в качестве локальных контактов и межсоединений в трехмерных системах металлизации, а также в качестве современных быстродействующих приборов, таких как, например, транзисторы с «проницаемой» или металлической базой.

Возможность детального исследования системы Si-CoSi₂ может служить моделью для изучения

дефектообразования других переходных металлов в кремнии, а также для исследования границы раздела фаз силицид металла/кремний, в связи с ее достаточно простым способом получения и изучения.

Методы исследования. Имплантация кремния ионами кобальта использовалась для создания силицидов металлов [1–3]. Композиционные материалы на основе магнитных нанокластеров находят применение при разработке новых элементов хранения информации [4]. Силициды металлов используются также в качестве материалов для контактов и межсоединений элементов интегральных микросхем.

Ионная имплантация в зависимости от дозы и энергии облучения приводит к существенному изменению состава, структуры и свойств полупроводниковых материалов. В этом отношении монокристаллы кремния, легированные ионами Co с энергией $E=20\div 50$ кэВ представляют особый интерес, так как при низких дозах облучения ($D\leq 10^{15}$ ион/см²) могут создавать электроактивные центры с большой концентрацией, которые невозможно получить методом термодиффузии, при высоких дозах ионов образуются силициды металлов с новыми физическими свойствами. В частности, пленки силицидов $CoSi_2$ имеют кубическую решетку и обладают очень маленькими удельными сопротивлениями ($\rho\approx 30\div 50$ мкОм·см), вследствие чего являются весьма перспективными в создании СВЧ-транзисторов с металлической и проницаемой базой. Однако, такие пленки в настоящее время получают методами молекулярно лучевой эпитаксии (МЛЭ) и твердофазного эпитаксии (ТФЭ). Подробное описание установки МЛЭ и методов очистки содержится в работе [5]. Получение скрытых проводящих пленок силицидов Co методом ионной-имплантации и исследования их физико-химических, электрофизических и структурных свойств пока ещё находятся в стадии развития.

Были проведены экспериментальные исследования концентрационных профилей распределения атомов **кобальта**, имплантированных в кремний с энергией $E_0=40$ кэВ с вариацией дозы облучения в интервале $10^{15}\div 10^{17}$ ион/см². В качестве исходного материала использован кремний марки КДБ с удельным сопротивлением $\rho=10$ Ом·см., исследования проводились использованием методов вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС), дифракция быстрых электронов на отражение (ДБЭ), Резерфордского обратного рассеяния (РОР).

Имплантацию ионов **кобальта** в кремний осуществляли на установке ИЛУ-3 при энергии ионов 40 кэВ вдоль кристаллографической оси (100, 111) при постоянной плотности ионного тока, равной 50 мкА/см². Профиль распределения **кобальта** в кремнии измеряли на вторично-ионной масс-спектрометрической установке LAS-2200 фирмы "Riber" и на установке, описанной в удельное сопротивление образцов измеряли четырех зондовым методом.

Результаты и их обсуждение. На рис. 2. представлены спектры обратного рассеяния ионов He^+ с энергией 40 кэВ от монокристалла Si (111), имплантированного ионами Co^+ с дозой $10^{15}\div 10^{17}$ ион/см². Проведены исследования образцов кремния имплантированных ионами кобальта при различных условиях (различные дозы), как непосредственно после имплантации, так и после проведенной термообработки. Результаты эксперимента в виде спектров РОР, представлены ниже. Видно, что пик характерный для Co начинает появляться при дозе $D\approx 10^{15}$ ион/см², что кобальт заглоблен, максимум распределения находится примерно на расстоянии 120 нм, что не плохо согласуется с данными полученными с помощью ВИМС.

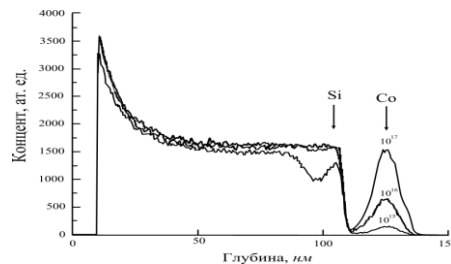


Рис. 2. Спектры РОР ионов He^+ на монокристалле Si, легированного ионами Co с энергией 40 кэВ с дозой облучения $10^{15}\div 10^{17}$ ион/см².

Установлено, что с ростом дозы увеличивается пик соответствующий рассеянию ионов гелия на кобальте, а также изменение формы спектра (уменьшение выхода рассеяния на матрице) на глубине залегания примеси. После термического отжига $1000^\circ C$ в течение 30 мин. профиль распределение кобальта заметно сужается и концентрация в центре распределения увеличивается. При этом концентрация кобальта в области широкого максимума составляла 30÷35 ат %. В этих слоях преимущественно образовывались соединения типа $CoSi_2$. Одновременно, резкое понижение спектра для кремния указывает на заметный отжиг радиационных дефектов в кремнии. На всех спектрах после отжига на спектре кремния видны маленькие пики - это кислород. По всей видимости, при термической обработке был недостаточно хороший вакуум, вследствие чего на образцах появилась окись кремния SiO_2 .

На рис. 3 показаны профили распределения для тока 50 мкА, которого, как мы видели из экспериментальных спектров достаточно для процесса самоотжига. Здесь же показаны профили для того же образца, но после отжига с температурой $1000^\circ C$. Очень хорошо видно, что образовался слой дисилицида кобальта.

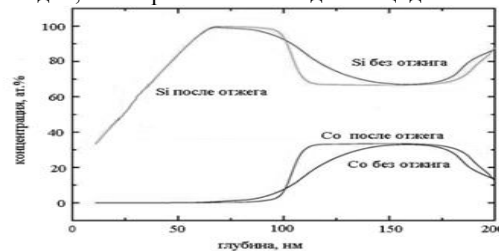


Рис. 3. Профили распределения Co в Si с энергией 40 кэВ и дозой 10^{17} ион/см² до и после отжига.

Иная картина наблюдается на рис.4. представлены спектры обратного рассеяния ионов He^+ с энергией 40 кэВ от монокристалла Si (111), имплантированного ионами Co^+ с дозой $1\cdot 10^{17}$ ион/см². Видно, что пик характерной для Co

начинает появляться при дозе $D \approx 10^{15}$ ион/см². Одновременно исследовались кристаллическая структура поверхности и электрофизические свойства ионно-легированных слоев.

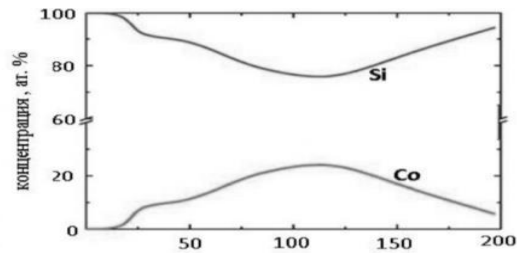


Рис. 4. Профили распределения Co в Si с энергией 40 кэВ и дозой 10^{17} ион/см².

Видно, что кобальт заглублен, максимум распределения находится примерно на расстоянии 120 нм, что не плохо согласуется с данными полученными с помощью ВИМС. Видно, тоже, что дозы и плотности тока еще не достаточно для образования CoSi₂.

Одновременно исследовались кристаллическая структура поверхности и электрофизические свойства ионно-легированных слоев. На рис.5 представлены электронные картины, полученные от поверхности Si до и после ионного легирования, а также после термической обработки при разных температурах.

Как видно из рисунка, в случае чистого кремния электронная картина имеет сплошной и равномерный вид, так как образцы были шлифованы и полированы (рис.5.а). После ионного легирования в зависимости от дозы облучения и типа ионов электронная картина существенно меняется. Вид картины от гладкой поверхности переходит к картине шероховатой или матовой (рис.5.б.).

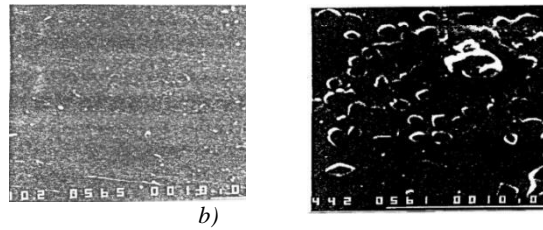


Рис. 5. Электронно – микроскопическая картина поверхности чистого кремния (а) и поверхности ионно-легированной Co⁺ (б).

Температурный отжиг сильно влияет на состояние имплантированных образцов. При малых значениях дозы облучения и термическом отжиге, в случае Co до 800^oC существенных изменений электронной картины не происходит. При температуре 800^oC и выше на картине наблюдаются некоторые окантованные области, характерные для монокристаллов.

Результаты этих экспериментов доказывают, что сложные поверхностные процессы зависят от температуры и дозы легирующих примесей [3-4]. Совершенно иные результаты получаются при легировании кремниевых образцов большими дозами [5-6]. На рис.6 представлены электронные картины поверхности кремния, легированного ионами Co с дозой 10^{17} ион/см² после отжига при температуре 950^oC. Как видно из рисунка, окантованные области как бы слились, образуя сплошной слой в виде монокристалла с большим количеством дефектов.

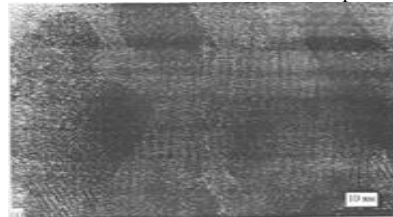


Рис. 6. Микрофотография поверхности кремния, легированного ионами Co⁺ с дозой 10^{17} ион/см² после термического отжига при 950^oC.

Дальнейшее повышение температуры отжига до 1100^oC приводит к существенному изменению состояния поверхности. Электронная картина переходит от “эпитаксиальной” до аморфной поверхности (рис.7).



Рис. 7. Микрофотография поверхности кремния, легированного ионами Co⁺ с дозой 10^{17} ион/см² после термического отжига при температуре 1100^oC.

Эти изменения относятся не только к структуре, но и к составу поверхности [6-11]. Заметно уменьшаются по амплитуде пики легирующих элементов, что свидетельствует о разложении силицидных слоев и частичному испарению легирующих примесей.

Заключение. Исследования показали, что ионное легирование сильно влияет на структуру поверхности в зависимости от дозы и энергии ионов. После легирования поверхность становится шероховатой. На эту структуру сильно влияет температурный отжиг. При температуре выше 800⁰С на поверхности образуются некоторые окантованные области, характерные для монокристалла.

Определены оптимальные условия получения кремния, ионно-имплантированного Со, позволяющие сохранить исходные параметры образцов, как при ионной имплантации, так и при термообработке в интервале температур 300÷1200⁰С. Установлено, что при прогреве образцов, легированных дозой 10¹⁵ ион/см², активация наблюдается при температуре 650⁰С. В процессе термообработки при Т=750⁰С концентрация электроактивных атомов кобальта в Si увеличивается до (2-5)·10¹⁵ см⁻³, что в 4÷5 раз больше, чем при диффузионном легировании. Увеличение температуры отжига выше 1200⁰С приводило к резкому уменьшению концентрации электроактивных примесей.

Показано, что изменение полученной дозы меняет глубину залегания и толщину слоев дисилицида кобальта. Варьируя дозу можно изменять глубину залегания и толщину слоя CoSi₂. Под влиянием высокотемпературного отжига происходит значительное уменьшение выхода альфа-частиц рассеянных на кремнии и кобальте на спектрах каналирования POP, что указывает на то, что большинство радиационных дефектов устраняется и происходит улучшение кристалличности структуры имплантированного слоя.

ЛИТЕРАТУРА

1. I. Goldfarb, CoSi₂ surface phase separation into self-assembled lateral multilayers // Appl. Phys. Lett. - 82. - P. 1185-1187. - 2003
2. Эгамбердиев Б.Э., Холлиев Б.Ч., Маллаев А. С., Зоирова М. Э., Эшонхонов А. "Получение пленок CoSi₂/Si (100) и анализ их морфологии и стехиометрии методами молекулярно-лучевой, твердофазной и реактивной эпитаксии" ЭОМ, Молдова, 2007, №1, С.88-92.
3. K. Sakamoto, T. Maeda, and M. Hasegawa. Growth of epitaxial CoSi₂ for contacts of ultra-thin SOI MOSFETs // Thin Solid Films. - 369. - 2000. - С.240-243.
4. Эгамбердиев Б.Э., Маллаев А. С. Кремниевые силицидные структуры на основе ионного легирования. Т.: изд. «Наука и технология» 2019г. 168с.
5. Egamberdiev B.E., Holliev B.Ch., Mallaev A.S., Zoirova M.E., Eshonkhonov A., Preparation of CoSi₂/Si (100) films and analysis of their morphology and stoichiometry by molecular beam, solid-state and reactive epitaxy // EOM, Moldova, 2007, No. 1, P.88-92.
6. B.E. Egamberdiev, A.T. Rakhmanov, A.S. Mallaev, A.A. Rashidov The electron-spectroscopic Investigations of the epitaxial CoSi₂ films on silicon // International Journal of Advanced Research in Science, Engineering and Technology 2018, vol.5, Issue 1.p.5050-5053.
7. K. Raian, L.M. Hsiung, J.R. Jimenez, L.J. Schowaller, K.V. Ramanathan, R.D. Thompson, S.S. Iyer. Microstructural stability of epitaxial CoSi₂/Si(001) interfaces. // J. Appl. Phys. 1991. V. 70. No. 9. P. 4853 - 4856.
8. Rangelov G., Augustin P., Stober J., Th. Fauster. Initial stages of epitaxial CoSi₂ formation on Si(100) surfaces. // Phys. Rev. B. 1994. V. 49. No. P. 7535-7542.
9. Karpenko O.P., Yalisove S.M. CoSi₂ heteroepitaxy on patterned Si(100) substrates. // J. Appl. Phys. 1996. V. 80. No. 11. P. 6211 - 6218.
10. Ikegami H., Ikeda H., Zaima S., Yasuda Y.. Thermal stability of ultrathin CoSi₂ films on Si(100)-2x1 surfaces. // Appl. Surf. Sci. 1997. V. 117/118. P. 275 - 279.
11. R.T. Tung. A novel technique for ultrathin CoSi₂ layers: oxide mediated epitaxy. // Jpn. J. Appl. Phys. 1997. V. 36. Part 1, No. 3b. P. 1650 - 1654.



UDK: 524.7

Аббас ОМОНОВ,

Базовый докторант Национального университета Узбекистана

E-mail: abbosomonov998@gmail.com

Жахонгир ГАНИЕВ,

Старший преподаватель Национального университета Узбекистана

Фарход БОТИРОВ,

Преподаватель Национального университета Узбекистана

Сабир ТУРАЕВ,

Докторант Национального университета Узбекистана

УзРФА Институт астрономии проф. По отзывам К.Миртаджиевой

ЎЗGRAVITATSIALANOVCHI DISKSIMON TIZIMLARDA LOPSAIDAL STRUKTURALAR UCHUN N=7; m=1 TEBRANISH GARMONIKASI BEQARORLIGI TAHLILI.

Аннотация

Ўзгравитатсиялановчи дисксимон тизимларда лопсаидал структураларнинг paydo bo'lishi pulsatsiyalanuvchi nostatsionar disksimon model yordamida o'rganildi. Azimutal to'liq soni $m=1$, radial to'liq soni $N=7$ tebranish garmonikasi uchun, nostatsionar dispersiyon tenglamalarning (NDT) analogini hosil qilindi va ularni sonli usulda olingan yechimlari orqali kritik diagrammalar olindi va beqarorlik turi aniqlandi.

Kalit so'zlar: galaktika: - lopsaidal, akkretsiya, evolyutsiya, materiya, model: -superpozitsiya, kritik, izotrop, pulsatsiya, amplituda, aylanish.

INSTABILITY ANALYSIS OF N=7; m=1 OSCILLATION HARMONICS FOR LOPSIDED STRUCTURES IN SELF- GRAVATING DISK-LIKE SYSTEMS

Annotation

The occurrence of lopsided structures in self-gravitating disk-like systems was studied by means of a pulsating non-stationary disk-like model. Azimuthal wave number $m=1$, radial wave number $N=7$ for oscillation harmonics, creating an analogue of non-stationary dispersion equations (NADR) and through their numerical solutions, critical diagrams were obtained and the type of instability was determined.

Key words: galaxy: -lopsided, accretion, evolution, matter, model: -superposition, critical, isotropic, pulsation, amplitude, rotation.

АНАЛИЗ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ГАРМОНИК КОЛЕБАНИЙ N=7; m=1 ДЛЯ ЛОПСАЙДАЛЬНЫХ СТРУКТУР В САМОГРЕВАЮЩИХ ДИСКООБРАЗНЫХ СИСТЕМАХ

Аннотация

Возникновение лопсайдальных структур в Самогравитирующие дискообразных системах изучалось с помощью пульсирующей нестационарной диско подобной модели. Азимутальное волновое число $m=1$, радиальное волновое число $N=7$ для гармоник колебаний, создание аналога нестационарных дисперсионных уравнений (НАДУ) а через их численные решения получены критические диаграммы и определен тип неустойчивости определенный.

Ключевые слова: галактики: - лопсайдальной, аккреция, эволюция, материя, модель: - суперпозиция, критическая, изотропная, пульсация, амплитуда, вращение.

Введение. Наблюдения Болдуин и его соавторов показали асимметрию в распределении нейтрального водорода в галактиках, которую они назвали «lopsided» [1]. Лопсайдальность - это явление, при котором ядро галактики смещается от ее геометрического центра, а распределение массы асимметрично вдоль большой оси. Это может привести к неасимметричному возмущению гравитационного потенциала и скоростного поля галактики. Лопсайдальность наблюдается примерно в 30% спиральных галактик, как в звездном, так и в газовом компонентах. Лопсайдальность является длительным процессом, который оказывает значительное влияние на эволюцию галактик. Ее можно увидеть в распределении нейтрального водорода, звезд, темной материи и яркости [2-4]. Различные механизмы лопсайдальных структуры, такие как приливное взаимодействие со спутником (но также наблюдается и без него), аккреция спутников (галактик) или газообразного вещества и т.д.), неустойчивости отдельных мод возмущений, были изучены авторами [5-10]. В этой работе для лопсайдальных моды $N=7; m=1$ на фоне модели нестационарной пульсирующей дискообразных составную модель был получен аналог НАДУ и получены критические диаграммы для различных значений параметра суперпозиции.

1. Основные формулы и соотношения.

Мы составили составную модель, используя принципа линейной суперпозиции.

$$\Psi_s(r, v_r, v_\perp, t) = (1 - v) \left\{ \frac{2\sigma_0}{\pi} \left(2r^2 v_\perp^2 + \left(1 - \frac{r^2}{\Pi^2} \right) (1 - \Pi^2 v_\perp^2) - \Pi^2 (v_r - v_a)^2 \right) \right\}$$

$$\chi \left(\left(1 - \frac{r^2}{\Pi^2} \right) (1 - \Pi^2 v_{\perp}^2) - \Pi^2 (v_r - v_a)^2 \right) \left\{ \frac{\sigma_0}{2\pi\sqrt{1 - \Omega^2}} \left[\frac{1 - \Omega^2}{\Pi^2} \left(1 - \frac{r^2}{\Pi^2} \right) - (v_r - v_a)^2 - (v_{\perp} - v_b)^2 \right] \chi(R - r) \right\} + v \left\{ \frac{\sigma_0}{2\pi\sqrt{1 - \Omega^2}} \left[\frac{1 - \Omega^2}{\Pi^2} \left(1 - \frac{r^2}{\Pi^2} \right) - (v_r - v_a)^2 - (v_{\perp} - v_b)^2 \right] \chi(R - r) \right\} \quad (1)$$

Здесь параметр суперпозиции v изменяется в диапазоне $0 \leq v \leq 1$. Причем $\Pi(t) = \frac{1 + \lambda \cos \psi}{1 - \lambda^2}$, время $t = \frac{\psi + \lambda \sin \psi}{(1 - \lambda^2)^{3/2}}$. Здесь принята следующая нормировка $\pi^2 G \sigma_0 = 2R_0$ ($R_0 = 1$), параметр Ω представляет вращение диска ($0 \leq \Omega \leq 1$), а χ -функция Хэвисайда. Компоненты скорости $v_a = \frac{\lambda r \sin \psi}{\sqrt{1 - \lambda^2 \Pi^2}}$, $v_b = \frac{\Omega r}{\Pi^2}$, амплитуда пульсаций диска в радиальном направлении $\lambda = 1 - (2T/U)_0$, а диапазон ее изменения: $0 \leq \lambda \leq 1$.

2. Неустойчивость лопсайдальной моды для составной модель.

Поскольку нас в первую очередь интересует режим неустойчивости, приводящий к возникновению лопсайдальной структуры, ниже мы сформулировали нестационарное дисперсионное уравнение (НАДУ) на фоне структурной модели (1) для режима колебаний с азимутальным волновым числом $m=1$ и радиальным волновым числом $N=7$.

$$\Lambda \zeta_r(\psi) = - \frac{35}{1024(1 + \lambda \cos \psi)^{12}} \{ v I_{17}^*(\psi) + (1 - v) A(\psi) \} (\lambda + \cos \psi)^{6-\tau} \sin^{\tau} \psi, \quad (2)$$

$$\tau = \overline{(0 - 6)}$$

Используя принцип линейной суперпозиции, были построены критические диаграммы для значений параметра суперпозиции $v=0, 0.25, 0.5, 0.75$.

Здесь:

$$I_{17}^*(\psi) = \{ -429(\Omega^6 - \frac{24}{13}\Omega^4 + \frac{144}{143}\Omega^2 - \frac{64}{429})s^6b^6 - 3069(\Omega^4 - \frac{432}{341}\Omega^2 + \frac{368}{1023})s^4b^4c^2 - 2115(\Omega^2 - \frac{104}{141})c^4b^2s^2 - 275c^6\} \zeta_0(\psi) + \{ 2574(\Omega^2 - 3)(\Omega^4 - \frac{16}{13}\Omega^2 + \frac{48}{143})b^6s^5c + 12276(\Omega^4 - \frac{667}{341}\Omega^2 + \frac{296}{341})s^3b^4c^3 + 4230(\Omega^2 - \frac{53}{47})c^5sb^2 \} \zeta_1(\psi) - \{ 3069(\Omega^4 - \frac{432}{341}\Omega^2 + \frac{368}{1023})s^6b^8 + 6435(\Omega^6 - \frac{368}{65}\Omega^4 + \frac{5586}{715}\Omega^2 - \frac{2128}{715})s^4b^6c^2 + 18414(\Omega^4 - \frac{2236}{1023}\Omega^2 + \frac{2581}{2046})s^2b^4c^4 + 2115(\Omega^2 - \frac{104}{141})c^6b^2 \} \zeta_2(\psi) + \{ 12276(\Omega^4 - \frac{667}{341}\Omega^2 + \frac{296}{341})s^5b^8c + 2145(\Omega^6 - \frac{399}{65}\Omega^4 + \frac{6723}{715}\Omega^2 - \frac{3229}{715})s^3b^6c^3 + 3069(\Omega^4 - \frac{667}{341}\Omega^2 + \frac{296}{341})c^5b^4s \} \zeta_3(\psi) - \{ 2115(\Omega^2 - \frac{104}{141})s^6b^{10} + 18414(\Omega^4 - \frac{2236}{1023}\Omega^2 + \frac{2581}{2046})s^4b^8c^2 + 6435(\Omega^6 - \frac{368}{65}\Omega^4 + \frac{5586}{715}\Omega^2 - \frac{2128}{715})s^2b^6c^4 + 3069(\Omega^4 - \frac{667}{341}\Omega^2 + \frac{296}{341})c^6b^4 \} \zeta_4(\psi) + \{ 2574(\Omega^2 - 3)(\Omega^4 - \frac{16}{13}\Omega^2 + \frac{48}{143})b^6c^5s + 12276(\Omega^4 - \frac{667}{341}\Omega^2 + \frac{296}{341})s^3c^3b^8 + 4230(\Omega^2 - \frac{53}{47})s^5cb^{10} \} \zeta_5(\psi) - \{ 275(\frac{39}{25}\Omega^6 - \frac{72}{25}\Omega^4 + \frac{432}{275}\Omega^2 - \frac{64}{275})c^6b^6 + 3069(\Omega^4 - \frac{432}{341}\Omega^2 + \frac{368}{1023})s^2b^8c^4 + 2115(\Omega^2 - \frac{104}{141})c^2b^{10}s^4 + 275b^{12}s^6 \} \zeta_6(\psi) + i \{ 2574(\Omega^4 - \frac{16}{13}\Omega^2 + \frac{48}{143})s^5b^5c \Omega + 1980(\Omega^2 - \frac{8}{11})c^3b^3s^3\Omega + 270\Omega c^5bs \} \zeta_0(\psi) + \{ 2574(\Omega^4 - \frac{16}{13}\Omega^2 + \frac{48}{143})s^6b^7\Omega - 12870(\Omega^4 - \frac{22}{13}\Omega^2 + \frac{96}{143})c^2b^5s^4\Omega - 2970(\Omega^2 - \frac{21}{22})c^4b^3s^2\Omega - 270c^6b\Omega \} \zeta_1(\psi) - \{ 12870(\Omega^4 - \frac{22}{13}\Omega^2 + \frac{96}{143})cb^7s^5\Omega + 25740(\Omega^4 - \frac{25}{13}\Omega^2 + \frac{135}{143})c^3b^5s^3\Omega + 5940(\Omega^2 - \frac{21}{22})c^5b^3s\Omega \} \zeta_2(\psi) + \{ 1980(\Omega^2 - \frac{8}{11})b^7s^4\Omega + 25740(\Omega^4 - \frac{24}{13}\Omega^2 + \frac{127}{143})c^2b^5s^2\Omega + 1980(\Omega^2 - \frac{8}{11})b^3c^4\Omega \} (bs-c)(bs+c) \zeta_3(\psi) - \{ 5940(-\frac{13}{6}\Omega^4 + \frac{11}{3}\Omega^2 - \frac{16}{11})c^5b^5s\Omega + 25740(\Omega^4 - \frac{25}{13}\Omega^2 + \frac{135}{143})c^3b^7s^3\Omega + 5940(\Omega^2 - \frac{21}{22})b^9s^5c\Omega \} \zeta_4(\psi) + \{ 270(-\frac{143}{15}\Omega^4 + \frac{176}{15}\Omega^2 - \frac{16}{5})c^6b^5\Omega + 12870(\Omega^4 - \frac{22}{13}\Omega^2 + \frac{96}{143})c^4b^7s^2\Omega + 5940(\Omega^2 - \frac{21}{22})b^9s^4c^2\Omega + 270s^6b^{11}\Omega \} \zeta_5(\psi) - \{ 270(\frac{143}{15}\Omega^4 - \frac{176}{15}\Omega^2 + \frac{16}{5})c^5b^7s\Omega + 1980(\Omega^2 - \frac{8}{11})b^9c^3s^3\Omega + 270b^{11}s^5c\Omega \} \zeta_6(\psi)$$

$$A(\psi) = \{ \frac{53}{32}s^6b^6 - \frac{1905}{16}s^4b^4c^2 + \frac{1005}{2}c^4b^2s^2 - 275c^6 \} \zeta_0(\psi) + \{ -\frac{3969}{16}b^6s^5c + \frac{9945}{4}s^3b^4c^3 - 2655c^5sb^2 \} \zeta_1(\psi) - \{ \frac{1905}{16}s^6b^8 - \frac{127755}{32}s^4b^6c^2 + \frac{70875}{8}s^2b^4c^4 - \frac{1005}{2}c^6b^2 \} \zeta_2(\psi) + \{ \frac{9945}{4}s^5b^8c - \frac{103935}{32}s^3b^6c^3 + \frac{9945}{16}c^5b^4s \} \zeta_3(\psi) - \{ -\frac{1005}{2}s^6b^{10} + \frac{70875}{8}s^4b^8c^2 - \frac{127755}{32}s^2b^6c^4 + \frac{1905}{16}c^6b^4 \} \zeta_4(\psi) + \{ -\frac{3969}{16}b^6c^5s + \frac{9945}{4}s^3c^3b^8 - 2655s^5cb^{10} \} \zeta_5(\psi) - \{ \frac{53}{32}c^6b^6 + \frac{1905}{16}s^2b^8c^4 - \frac{1005}{2}c^2b^{10}s^4 + 275b^{12}s^6 \} \zeta_6(\psi)$$

$$b=1-\lambda, \quad s=\sin\psi, \quad c=\lambda+\cos\psi.$$

Мы построили критические диаграммы для различных ($v=0, 0.25, 0.5, 0.75$) значений параметра суперпозиции на основе решений нестационарного дисперсионного уравнения (НАДУ) численно.

1. При параметре суперпозиции $v=0$ составную модель (1) переклещается на анизотропную модель на скоростной диаграмме, но поскольку в анизотропной модели параметр вращения равен $\Omega=0$, мы получили критические значения вириальной параметр. При значениях вириального параметра $0 \leq |2T/U| \leq 0.599, 0.629 \leq |2T/U| \leq 0.668$ в нашей модели анизотропного диска появлялись области динамической неустойчивости.

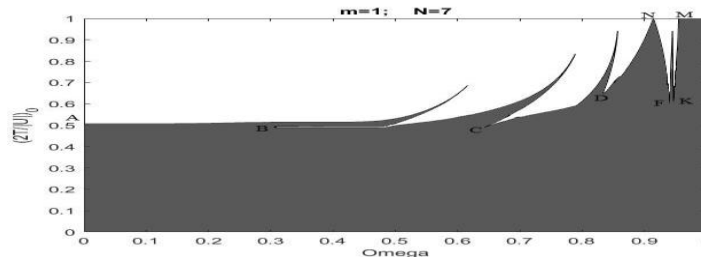


Рис. 1. Критическая зависимость начального вириального отношения от параметра вращения в составной модель (1) для моды возмущения $N=7, m=1$. Экстремальные точки находятся при $N=0.914, M=0.955$.

2. С параметром суперпозиции $\nu=0.25$ построена критическая диаграмма с использованием решений НАДУ, полученных на фоне составную модель (1) (рис.1). При значении ($\Omega=0, 0 \leq |^2T/U| \leq 0.507$) возникла область динамической неустойчивости. Зоны колебательной неустойчивости формировались при значениях вириального параметра ($|^2T/U|=0.493, 0.490, 0.723, 0.585, 0.604$), если значения параметра вращения ($\Omega=0.307, 0.642, 0.833, 0.941, 0.947$) равны. Он оказался равным по значениям параметра крайних точек ($\Omega=0.914, 0.955$).

3. С параметром суперпозиции $\nu=0.5$ построена критическая диаграмма с использованием решений НАДУ, полученных на фоне составную модель (1) (рис.2). Динамическая неустойчивость и колебательно-неустойчивые поля формировались при значениях вириального параметра ($0 \leq |^2T/U| \leq 0.378, 0.399 \leq |^2T/U| \leq 0.403$) при параметре вращения $\Omega=0$.

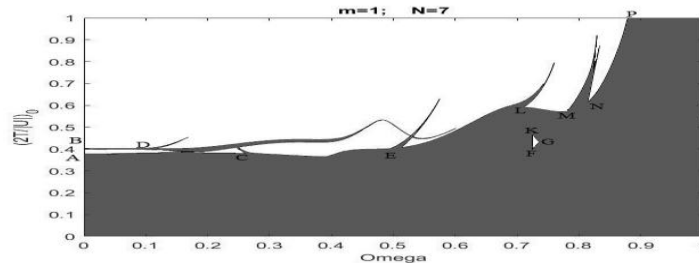


Рис. 2. Критическая зависимость начального вириального отношения от параметра вращения в составной модель (1) для моды возмущения $N=7, m=1$. Экстремальные точки находятся при $P=0.880$.

Поля колебательной неустойчивости при значениях вириального параметра ($|^2T/U|=0.377, 0.404, 0.408, 0.395, 0.432, 0.466, 0.590, 0.577, 0.615$), являющегося параметром вращения ($\Omega=0.270, 0.118, 0.513, 0.723, 0.736, 0.726, 0.710, 0.783, 0.814$) при равенстве значений. Крайняя точка была достигнута при значении параметра вращения $\Omega=0.880$.

4. С параметром суперпозиции $\nu=0.75$ построена критическая диаграмма с использованием решений НАДУ, полученных на фоне составную модель (1) (рис.3).

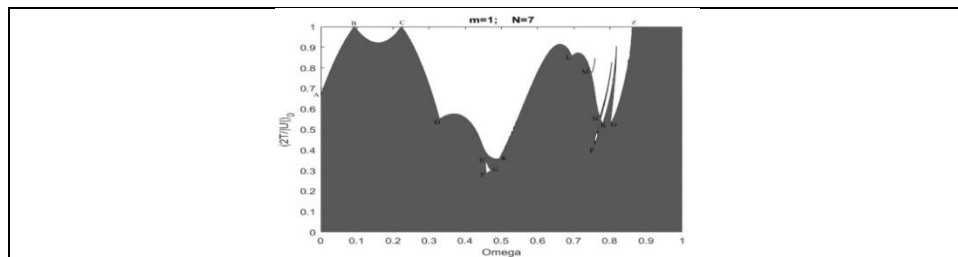


Рис. 3. Критическая зависимость начального вириального отношения от параметра вращения в составной модель (1) для моды возмущения $N=7, m=1$. Экстремальные точки находятся при $B=0.092, C=0.224, Z=0.8622$.

Поле динамической неустойчивости находится при значении вириального параметра $0 \leq |^2T/U| \leq 0.666$, если параметр вращения равен значению $\Omega=0$.

Поля колебательной неустойчивости при значениях вириального параметра ($|^2T/U|=0.549, 0.372, 0.286, 0.301, 0.356, 0.856, 0.779, 0.558, 0.409, 0.547, 0.529, 0.528$), являющегося параметром вращения ($\Omega=0.328, 0.453, 0.457, 0.469, 0.492, 0.695, 0.747, 0.772, 0.752, 0.774, 0.780, 0.801$). Крайняя точка была достигнута при значениях параметра вращения ($\Omega=0.092, 0.224, 0.8622$).

Заключение. С использованием вновь построенной составную модель выполнен нестационарный анализ дисперсионных уравнений для моды (7;1) горизонтальных колебаний на фоне составной модели, построенной по принципу линейной суперпозиция и были созданы критические диаграммы. Оказалось, что эти структуры возникают только по механизму колебательной неустойчивости, когда диск имеет вращение.

ЛИТЕРАТУРА

1. Baldwin, Lynden-Bell, Sancisi MNRAS-1980
2. Chanda J. Jog et al//Physics Reports-2009
3. Rix H.-W., Zaritsky D., 1995, ApJ, 447, 82
4. Jog et al: AP.J-1997; MNRAS-2006; Phys.rev-2009
5. Beale, J.S., & Davies, R.D. 1969, Nature, 221, 531
6. Swaters R. A. Schoenmakers R. H. Sancisi R. Van Albada T. S., 1999, MNRAS, 304, 3303
7. Phookun, B., Vogel, S.N., & Mundy, L.G. 1993, ApJ, 418, 113
8. Binney. J and Tremaine.S, "Galactic dynamics", Princeton (1987)
9. Fridman. M and Polyachenko.V.L, Physics of Gravitating Systems, Springer Verlag, New York (1984).
10. Mirtadjieva. K.T, Nuritdinov.S.N, Ruzibaev.J.K. va Muhammad Khalid Astrophysics, Vol.54, No.2, 2011.



Умид РУСТАМОВ,

к.ф.-м.н., доцент, Ташкентский экономический и педагогический институт

E-mail: rustamov2110@mail.ru

Рецензент: к.ф.-м.н А.Тураев

MEASUREMENT OF MAGNETIC CIRCULARLY POLARIZED LUMINESCENCE IN HOLMIUM-CONTAINING

Annotation

In this work, a magneto-optical spectrometer based on light modulation created by a photoelastic modulator of an original design was designed and created. The system was tested by measuring the degree of MCPL in crystals of holmium-containing garnets, carried out in a strong magnetic field using various light sources.

Key words: Magneto-optics, rare earth metals, polarization, luminescence, modulation, sample, spectroscopy, signal, intensity.

TARKIBIDA GOLMIY BO'LGAN GRANAT KRISTALLARIDA MAGNIT DOIRAVIY POLYARIZATSIYALANGAN LYUMINESSENSIYANI O'LCHASH

Annotatsiya

Ushbu ishda original konstruksiyada fotoelastik modulyator vositasida yorug'likni modulyatsiyalashga asoslangan magnitoptik spektrometr sistemasi loyihalangan va yaratilgan. Ushbu sistema turli yorug'lik manbalaridan foydalangan holda, kuchli magnit maydonda, tarkibida golmiy bo'lgan granat kristallarida magnit doiraviy polarizatsiyalangan lyuminessensiya darajasini o'lchash orqali sinovdan o'tkazildi.

Kalit so'zlar: Magnitoptika, nodir yer metall, polarizatsiya, lyuminessensiya, modulyatsiya, namuna, spektroskopiya, signal, intensivlik.

ИЗМЕРЕНИЕ МАГНИТНОЙ ЦИРКУЛЯРНО-ПОЛЯРИЗОВАННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В КРИСТАЛЛАХ ГОЛЬМИЙ - СОДЕРЖАЩИХ ГРАНАТОВ

Аннотация

В настоящей работе спроектирован и создан магнитооптический спектрометр, основанный на модуляции света, создаваемой фотоупругим модулятором оригинальной конструкции. Система была протестирована путем измерений степени МЦПЛ в кристаллах гольмий-содержащих гранатов, выполненных в сильном магнитном поле с использованием различных источников света.

Ключевые слова: Магнитооптика, редкоземельные металлы, поляризация, люминесценция, модуляция, образец, спектроскопия, сигнал, интенсивность.

Введение. Магнитооптическая спектроскопия - передовой и важный метод исследования твердотельных материалов. Магнитооптика дает не только информацию о влиянии магнитного поля на энергетические уровни квантовой системы (зеemanовская поляризационная спектроскопия), но и информацию об энергетической структуре как 3d-ионов переходных металлов, так и 4f-ионов редкоземельных металлов в сложных кристаллах. Это также может дать физическую информацию о межзонных и внутризонных оптических переходах в полупроводниках и металлах, обнаруживая симметрию парамагнитных центров и отображая структуру магнитных доменов.

В настоящее время для получения конкретной информации о возбужденных состояниях 3d - и 4f - ионов часто используют метод магнитной циркулярно-поляризованной люминесценции (МЦПЛ). "Поглощающим" аналогом МЦПЛ является широко используемый метод магнитного кругового дихроизма (МКД). Оба метода позволяют измерять важные физические параметры, такие как зеemanовское расщепление, g-факторы, соотношение скоростей радиационной и спин-решеточной релаксации в возбужденном состоянии и степень термализации возбужденных состояний.

Обзор литературы. Для реализации специализированных магнитооптических измерений необходимо использовать методы поляризационной модуляции, среди них обычно применяется метод эллиптической поляризационной модуляции [1,2]. Этот метод работает на основе различных модуляторов поляризации, таких как ротаторы Фарадея, ячейки Поггеля и фотоупругие модуляторы [3,4]. На практике фотоупругая модуляция показала особые преимущества и часто используется. Принципы модуляции поляризации с помощью фотоупругих модуляторов изложены в работах [5,6]. Модуляция эллиптичности света, вызванная колебаниями в стержне изотропного материала, применяется в оптической спектроскопии и эллисометрии [5,6]. Основным преимуществом является его способность измерять сигналы со 100% глубиной модуляции, что очень важно в случае сильного поглощения и слабого отражения или излучения. Кроме того, для таких модуляторов можно использовать широкоапертурные пучки [5].

Методология исследования. В наших магнитооптических измерениях с использованием проходящего (МКД) или излучаемого (МЦПЛ) света на исследуемый образец, находящийся в магнитном поле, проецируется так называемое естественное (полностью неполяризованное) световое излучение. Ориентация магнитного поля параллельна распространению света. Свет, выходящий из образца в магнитном поле, частично поляризован. В данной геометрии эксперимента свет частично циркулярно-поляризован и может быть охарактеризован степенью циркулярной поляризации P:

$$P = \frac{\Phi_+ - \Phi_1}{\Phi_+ + \Phi_1} \quad (1)$$

где Φ_+ и Φ_- — потоки право- (+) и лево- (-) циркулярно поляризованных компонент некогерентного света. Степень круговой поляризации P можно измерить с помощью фотоупругого модулятора и линейного поляризатора [5]. Интенсивность света, выходящего из фотоупругого модулятора, имеет постоянную и переменную составляющие и может быть представлена в виде ряда гармоник:

$$\Phi = \frac{\Phi_+ + \Phi_1}{2} + \frac{\Phi_+ - \Phi_1}{2} \sin \varphi = \frac{\Phi_+ + \Phi_1}{2} + \frac{\Phi_+ - \Phi_1}{2} [2J_1(\varphi_M) \sin \Omega t + \dots] \quad (2)$$

где φ — сдвиг фазы, вызванный двойным лучепреломлением, определяемый формулой (1), $2J_i(\varphi_M)$ — функции Бесселя, а φ_M — максимальный сдвиг фазы, индуцированный модулятором при определенном напряжении питания. В ряду гармоник (2) функции Бесселя с индексами $i > 1$ можно экспериментально удалить с помощью синхронного усилителя, настроенного на сигнал частоты Ω , т.е. все частоты, кратные Ω , фильтруются синхронным усилителем, тогда (2) можно переписать как:

$$\frac{I(\Omega)}{I(0)} = \frac{K_1 \Phi(\Omega)}{K_2 \Phi(0)} = 2J_1(\varphi_M) K \sin \Omega t = APK \sin \Omega t \quad (3)$$

Где $K_{1,2}$ — коэффициенты пропорциональности между соответствующими токами фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) и интенсивностями света; $I(\Omega)$ и $I(0)$ — соответствующие переменные и постоянные токи ФЭУ; $A = 2J_1(\varphi_M)K$ — постоянная прибора на определенной длине волны; $J_1(\varphi_M)$ и, следовательно, $I(\Omega)$ максимальны при $\varphi_M = 105$ град. Практически константа A находится при процедуре калибровки с использованием вместо образца кругового поляризатора ($P=1$). Таким образом, соотношение двух измеренных сигналов $I(\Omega)/I(0)$ определяет величину степени P частично циркулярно поляризованного света.

С одной стороны, степень частично циркулярно-поляризованного света P , измеренная при исследовании спектров МЦПЛ, определяет относительную разницу вкладов ортогональных циркулярно-поляризованных эмиссионных переходов, индуцированных внешним магнитным полем. С другой стороны, степень частичной круговой поляризации, измеренная в спектрах МКД, индуцированных магнитным полем, определяет разность ортогональных коэффициентов циркулярно-поляризованного поглощения света, т.е. $P = \frac{1}{2}(\alpha_+ - \alpha_-)l$, где α_{\pm} — коэффициенты поглощения ортогональных компонент света с круговой поляризацией, l — толщина образца. В настоящей работе используется модуляцию поляризации света, генерируемую фотоупругим модулятором [7]. Выход схемы подключен к пьезокерамическому преобразователю. В качестве основы для реализации положительной обратной связи используется оптоэлектронную пару, установленную на модуляторе. Для управления фазой колебаний синусоидальный сигнал от оптоэлектронной пары подается на вход схемы активного генератора, подробно рассмотренной в [6,8]. Применение такой электрически изолированной оптической положительной обратной связи позволяет повысить надежность при запуске и работе модулятора [8]. На рис. 1 представлена принципиальная схема магнитооптического устройства измерения МЦПЛ. Важно отметить, что при измерении спектров МКД экспериментальная установка полностью идентична той, что используется для измерения градуированных спектров МКД, но здесь вместо Хе-лампы используется галогенная лампа, что более удобно для проведения магнитооптических исследований в видимой области.

В линейной области амперной характеристики ФЭУ существует соотношение между анодным током I_p , световым потоком U и напряжением питания U :

$$I_p = A\Phi \cdot f(U) \quad (4)$$

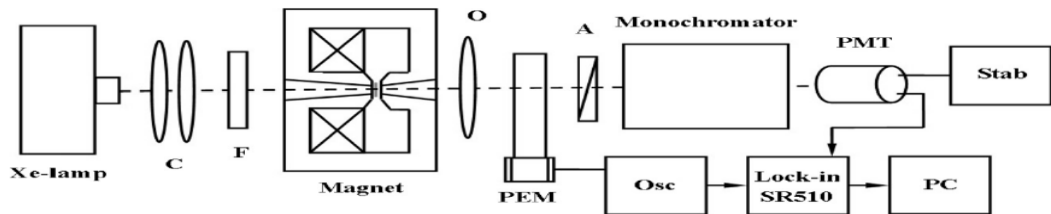


Рис. 1. Принципиальная схема метода измерения степени МЦПЛ. С: Конденсатор, F: УФ-фильтр ZWB-1, O: Объектив, PEM: Фотоупругий модулятор, A: Анализатор, PMT: Фотоэлектронный умножитель, Stab: Источник питания и стабилизатор тока, Osc: Активный осциллятор, PC: Компьютер.

где A — коэффициент пропорциональности; $f(U)$ — нелинейная функция (обычно $f = B \cdot 10^{kU}$, где B и k — коэффициенты пропорциональности), характеризующая чувствительность анода в зависимости от напряжения питания. Используя условие режима стабилизации среднего тока, т.е. $\Delta I_p = 0$, можно получить:

$$k \cdot \Delta U = \frac{\Delta \Phi}{\Phi} = KD \quad (5)$$

где D — оптическая плотность образца, K — масштабный коэффициент [10]. Другими словами, в этом режиме изменение напряжения питания ΔU соответствует дробному изменению освещенности ФЭУ $\frac{\Delta \Phi}{\Phi}$, вызванному светопоглощением образца. Масштабный коэффициент K можно найти при процедуре калибровки спектрофотометра с использованием градуированных оптических фильтров с известными коэффициентами поглощения.

Анализ материала и результаты исследования. Магнитная циркулярно-поляризованная люминесценция, т.е. циркулярная анизотропия спектров излучения в магнитном поле, обусловленная поляризацией зеемановских компонент линий люминесценции [5,7,11,12], является новым и перспективным направлением магнитооптических исследований парамагнитных редкоземельных (РЗ) кристаллов. Это позволяет получить подробную информацию как о волновых функциях, так и об энергетическом спектре магнитоактивных ионов в кристаллах РЗ, поскольку особенности МЦПЛ в значительной степени определяются зеемановским и штарковским расщеплениями электронных состояний РЗ-иона. Предположим, что форма контура линии люминесценции гауссова. Тогда интенсивность (световой поток) линии равна:

$$\Phi = \Phi_0 e^{-\frac{(v-v_0)^2}{2\Gamma^2}} \quad (6)$$

где ν - волновое число света (в см^{-1}), ν_0 - волновое число в центре эмиссионного перехода, Φ_0 - константа, C - полуширина линии при $\Phi = \Phi_0/e$ люминесценции. Используя выражение (9), из (2) можно получить:

$$P = \frac{\Delta\Phi}{2\Phi} = \frac{1}{2} \left[\frac{\Delta\Phi_0}{\Phi_0} + \frac{(\nu - \nu_0)}{2\Gamma^2} \Delta\nu_0 \right] = \frac{1}{2} \left[\frac{\mu_g}{kT} + - \frac{(\nu - \nu_0)}{2\Gamma^2} \mu \right] B \quad (7)$$

Где $\Delta\Phi = \Phi_+ - \Phi_-$ - разность интенсивностей право - и левоциркулярно поляризованных компонент света, индуцированная действием внешнего магнитного поля B ; $\Phi = (\Phi_+ + \Phi_-)/2$ - интенсивность неполяризованного света.

Будем считать, что дробное изменение интенсивности $\frac{\Delta\Phi_0}{\Phi_0}$ и изменение $\Delta\nu_0 = \left(\frac{d\nu_0}{dB}\right)\Delta B$ переходного волнового числа ν_0 излучающего света в (10) связаны с действием внешнего продольное магнитное поле на атомной системе, взаимодействующее с циркулярно поляризованным светом. Следовательно, $\mu = \frac{dE}{dB} = g\mu_B$ и $\mu_g = \frac{dE_g}{dB} = g'\mu_B$, где g и g' - g -факторы, а $\mu_B = \frac{0.467 \text{ cm}^{-1}}{T}$ - магнетон Бора, дают магнитные моменты соответствующих электронных состояний магнитоактивного иона, связанных с эмиссионным переходом.

Недавно разработанный спектрометр был разработан и использован для исследования степени МЦПЛ и спектров люминесценции кристалла $\text{Ho}_{0.2}\text{Y}_{2.8}\text{Al}_5\text{O}_{12}$ (HoYAG), ориентированного в кристаллографической плоскости (110). Спектры степени МЦПЛ измерены в режиме постоянного тока фотоумножителя. А спектры люминесценции измерялись с использованием модуляции интенсивности с частотой 1 кГц в режиме постоянного напряжения фотоумножителя. На рис. 3 представлен фрагмент спектров люминесценции и степени МЦПЛ HoYAG, измеренных при температуре $T = 85$ К (для МЦПЛ в магнитном поле 0,5 Тл) в «зеленой» полосе люминесценции HoYAG, связанной с эмиссионным $4f \rightarrow 4f$ переходом $^5S_2 \rightarrow ^5I_8$. Сравнение степени МЦПЛ и спектров люминесценции показывает, что данную особенность магнитополяризованной люминесценции можно аппроксимировать наклонной линейной зависимостью в пределах соответствующей линии люминесценции при 18296 см^{-1} со сменой знака эффекта на соответствующих линиях свечения. Поэтому особенность спектральной зависимости степени МЦПЛ для этой линии характерна для "диамагнитного" А-члена степени МЦПЛ R3-иона [11].

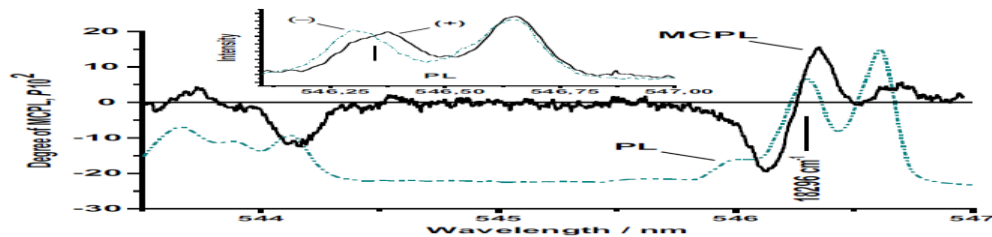


Рис. 3. Сравнение спектров степени P МЦПЛ (сплошные линии) со спектрами люминесценции (штрихпунктирные линии), измеренными в полосе излучения $^5S_2 \rightarrow ^5I_8$ в $\text{Ho}^{3+}:\text{YAG}$ при 85 К во внешнем поле $H = 0,5$ Тл, параллельном кристаллографическому ось [110]. На вставке: Спектральные зависимости правой (сплошная линия) и левой (штрихпунктирная линия) циркулярно-поляризованных компонент эмиссионной линии 18296 см^{-1} полосы $^5S_2 \rightarrow ^5I_8$ при 85 К в поле 0,5 Тл, ориентированной вдоль ось [110] кристалла $\text{Ho}^{3+}:\text{YAG}$.

Ввиду того, что А-терм связан с зеемановским расщеплением дублетного состояния при эмиссионном переходе между синглетным состоянием и дублетными уровнями [11,12], мы можем определить величину дублетного магнитного расщепления $\Delta E = \mu H$ из формулы экспериментальные данные (см. вставку к рис. 3), используя следующее выражение, полученное из (10):

$$\mu B = 2 \left(\frac{\Delta P}{\Delta\nu} \right) \Gamma^2 \approx 1.85 \text{ см}^{-1} \quad (8)$$

Где $\Gamma \approx 5.2 \text{ см}^{-1}$ - полуширина линии люминесценции при 18296 см^{-1} ; $2 \frac{\Delta P}{\Delta\nu} = 670 \text{ см}^{-1}$ - удвоенная величина наклона линейной спектральной зависимости степени МЦПЛ во внешнем поле 0,5 Тл. При этом величина зеемановского расщепления, измеренная непосредственно на эмиссионной линии на длине волны 18296 см^{-1} равна $2,1 \text{ см}^{-1}$ при 0,5 Тл, что хорошо согласуется с результатами магнитного расщепления, определенными с использованием не только традиционной зеемановской спектроскопии, но и методов современной модуляционной спектроскопии [3–9,11,12].

Выводы. В настоящей работе разработан и создан магнитооптический спектрометр, основанный на модуляции поляризации света, создаваемой фотоупругим модулятором оригинальной конструкции. Кроме того, электромагнит с секционным сердечником Е-образной формы был разработан как для продольной, так и для поперечной геометрии, а также для геометрии передачи и отражения. Магнит обеспечивает поле до 1,2 Тл при комнатной температуре и 0,7 Тл при использовании кристата (в диапазоне температур 20–300 К). Разработанный спектрометр апробирован для исследования степени МЦПЛ и спектров люминесценции монокристалла HoYAG в «зеленой» полосе люминесценции, связанной с эмиссионным $4f \rightarrow 4f$ переходом $^5S_2 \rightarrow ^5I_8$ при $T=85$ К. Получены значения зеемановское расщепление на эмиссионной линии 18296 см^{-1} (546,3 нм), измеренное двумя разными методами, равно 1,85 и $2,1 \text{ см}^{-1}$, что хорошо согласуется с предыдущими измерениями.

ЛИТЕРАТУРА

1. J.C. Sutherland, L.E. Vickery, M.P. Klein, Rev. Sci. Instrum. 45 (1974) 1089.
2. T. Ishibashi, Zh. Kuang, Sh. Yufune, J. Appl. Phys. 100 (2006) 093903.
3. B.C. Cavenett, G. Sowersby, J. Phys. E: Sci. Instrum. 8 (1975) 365.
4. K. Sato, H. Hongu, H. Ikekame, Y. Tosaka, M. Watanabe, K. Takanashi, H. Fujimori, Jpn. J. Appl. Phys. 32 (1993) 989.
5. J. Badoz, M. Billardon, J.C. Canit, M.F. Russel, J. Optics 8 (1977) 373.
6. S.N. Jaspersen, S.E. Schnatterly, Rev. Sci. Instrum. 40 (1969) 761.
7. F.S. Richardson, J.P. Riehl, Chem. Rev. 77 (1977) 773.

8. U.V. Valiev, T. Asilov, R.A. Salyukov, *Instrum. Exp. Tech.* 37 (1994) 449.
9. M. Cardona, *Modulation Spectroscopy: Supplement 11 to Solid State Physics*, Academic Press Inc., New York, 1969, pp. 110–112.
10. U.V. Valiev, D.R. Dzhuraev, E.E. Malyshev. *Opt. Spectrosc.* 86 (1999) 703.
11. V.O. Pelenovich, U.V. Valiev, L. Zhou, I. A. Ivanov, O.V. Pelenovich, U.R. Rustamov, D. Fu. Magneto-optical spectrometer based on photoelastic modulator with optical feedback and its application in study of f-electron materials // *Optical Materials*, 2016, 55, pp. 115–120
12. Валиев У.В., У.Р. Рустамов. Б.Ю. Соколов. Управляемая магнитным полем поляризованная люминесценция гранатов Y3Al5O12-Тб и Y3Al5O12-Но. // *Физика твердого тела*, 2002, Т.44, с. 269-271.



UDK: 544.526.5

Aziz SAPARBAYEV,

*O'z RFA U.Arifov nomidagi Ion-plazma va lazer texnologiyalari instituti
Kondensirlangan muhitlar optikasi laboratoriyasi katta ilmiy xodimi, PhD
E-mail: saparbaevaziz83@gmail.com*

Abror TURG'UNBOEV,

*O'z RFA U.Arifov nomidagi Ion-plazma va lazer texnologiyalari instituti
Kondensirlangan muhitlar optikasi laboratoriyasi kichik ilmiy xodimi*

Farid RO'ZIYEV,

*O'z RFA U.Arifov nomidagi Ion-plazma va lazer texnologiyalari instituti.
Kondensirlangan muhitlar optikasi laboratoriyasi kichik ilmiy xodimi*

Muhibjon IMOMOV

Namangan davlat pedagogika instituti katta o'qituvchisi

Sanobar REYMBAYEVA,

O'zbekiston Milliy universiteti o'qituvchisi

Hamida IBRAGIMOVA,

O'zbekiston Milliy universiteti magistranti

O'zMU dotsenti, PhD G'.Eshonqulov taqrizi asosida

OPTICAL AND PHOTOVOLTAIC PROPERTIES OF DONOR POLYMERS D18 AND D18-C6CH

Annotation

Organic solar cells (OSCs) are a type of alternative energy, and extensive research is underway in this field to address the global energy crisis. OSCs are considered superior to traditional silicon-based inorganic solar cells due to their lower cost, flexibility, lighter weight, and ability to be processed using solutions. In particular, OSCs based on non-fullerene polymers have shown promising results with good stability and efficient power conversion efficiency (PCE). This article investigates the optical and photovoltaic properties of non-fullerene D18:L8-Bo and D18-C6Ch:L8-Bo based OSCs.

Key words: D18:L8-Bo, D18-C6Ch:L8-Bo, organic solar cell, non-fullerene, absorption, photoluminescence, spin coating.

ОПТИЧЕСКИЕ И ФОТОВОЛЬТАИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДОНОРНЫХ ПОЛИМЕРОВ D18 И D18-C6CH

Аннотация

Органические солнечные элементы (ОСЭ) представляют собой тип альтернативной энергии, и в этой области проводятся обширные исследования для решения глобального энергетического кризиса. ОСЭ считаются превосходящими традиционные неорганические солнечные элементы на основе кремния из-за их более низкой стоимости, гибкости, меньшего веса и возможности обработки с использованием растворов. В частности, ОСЭ на основе нефуллереновых полимеров показали многообещающие результаты с хорошей стабильностью и эффективной эффективностью преобразования энергии (ЭПЭ). В данной статье исследуются оптические и фотоэлектрические свойства ОСЭ на основе нефуллеренов D18:L8-Bo и D18-C6Ch:L8-Bo.

Ключевые слова: D18:L8-Bo, D18-C6Ch:L8-Bo, органический солнечный элемент, нефуллерен, поглощения, фотолуминесценции, спиновое покрытие.

D18 VA D18-C6CH DONOR POLIMERLARNING OPTIK VA FOTOVOLTAIK XUSUSIYATLARI

Annotatsiya

Organik quyosh elementlari (OQE) muqobil energiya turlaridan biri bo'lib, global energetika inqirozini bartaraf etish uchun ushbu sohada jadal tadqiqotlar o'tkazilmoqda. OQElar arzonligi, moslashuvchanligi, yengilligi va eritmani qayta ishlash imkoni mavjudligi bilan Si-asosidagi noorganik quyosh elementlaridan afzalroq deb qaralmoqda. Xususan fulleren bo'lmagan polimer asosli OQElar o'zining barqarorligi hamda samarali energiya o'zgartirish samaradorligi (EO'S) bilan yaxshi natijalar ko'rsatmoqda. Ushbu maqolada fulleren bo'lmagan D18:L8-Bo va D18-C6Ch:L8-Bo asosli OQElarining optik va fotovoltaiik parametrlari tadqiq qilindi.

Kalit so'zlar: D18:L8-Bo, D18-C6Ch:L8-Bo, organik quyosh elementi, fulleren bo'lmagan, yutilish, fotolyuminessensiya, "spin coating".

Kirish. So'nggi yillar davomida organik quyosh elementlari (OQE) sohasida global energetika inqirozini bartaraf etish uchun juda keng ko'lamli tadqiqotlar olib borilmoqda. OQElar arzonligi, moslashuvchanligi, yengilligi va eritmani qayta ishlash imkoni mavjudligi bilan Si-asosidagi noorganik quyosh elementlaridan afzalroq deb qaralmoqda [1]. Bunday, ijobiy xususiyatlar tadqiqotchi olimlarni tijoratlashtirish uchun zarur bo'lgan hamda sezilarli darajada yuqori energiya o'zgartirish samaradorligi (EO'S) ga erishish uchun qo'shimcha tadqiq qilish va tahlil qilishga undaydi. Xususan hozirda fulleren bo'lmagan yangi avlod OQElari jadal rivojlanmoqda. Fulleren bo'lmagan OQElar elektron qabul qiluvchi material sifatida fullerenlardan foydalanmaydigan organik quyosh elementi hisoblanadi [2]. Ma'lumki, fullerenlar uglerod molekularining sinfi bo'lib, ular elektronlarni osongina tortib olish va barqaror zaryad o'tkazish xususiyati bilan mashhur [3]. Biroq, fullerenlar nisbatan qimmat

va materialni sintez qilish biroz murakkab hamda qiyinchilik bilan olinadi. O'z navbatida, fulleren bo'lmagan materiallar keng ko'lamli optik va elektron xususiyatlarga ega hamda an'anaviy fulleren asosidagi OQElariga nisbatan bir qator afzalliklarga ega:

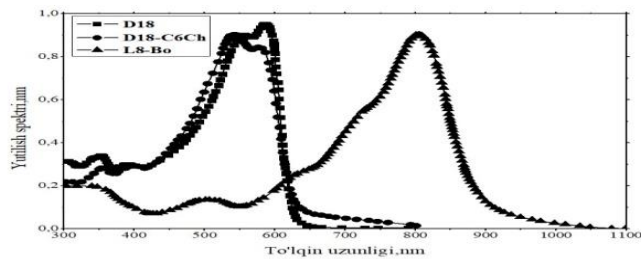
Energiya o'zgarishining yuqori samaradorligi: Fulleren bo'lmagan OQElar 19% dan ortiq EO'Sga erishdi, bu eng yaxshi fullerenga asoslangan OQElarning natijalaridan ancha yuqori [4];

Kengroq yutilish spektrlari: Fulleren bo'lmagan OQElar fulleren asosidagi OQElarga qaraganda kengroq to'liq uzunlikdagi yorug'likni yutadi, bu ularni quyosh energiyasini elektr energiyasiga aylantirishda samaraliroq qiladi [5];

Yaxshilangan barqarorlik: Fulleren bo'lmagan OQElar fulleren asosidagi OQElarga qaraganda degradatsiyaga nisbatan ancha barqaror, bu ularni uzoq muddatli foydalanish uchun ko'proq moslashtiradi (inkapsulyatsiyasiz 10 000 soatdan ortiq barqarorlik) [6];

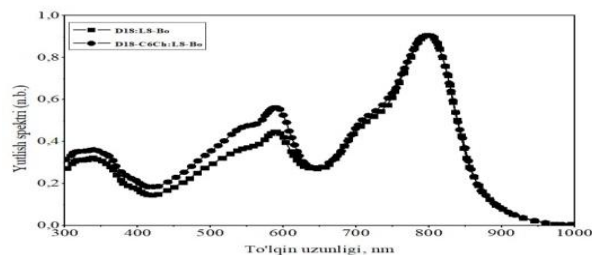
Kamroq xarajat: Fulleren bo'lmagan materiallarining arzonligi tufayli fulleren asosidagi OQElarga qaraganda arzonroq narxda ishlab chiqarilish imkonini mavjud [7].

Bu ishda donor material D18 va D18-C6Ch hamda fulleren bo'lmagan akseptor L8-Bo materiallardan foydalangan holda OQElarni yasab ularning optik va fotovoltaiik xususiyatlarini qiyosiy tadqiq qildik. Yangi polimer materiallarni sintez qilishda yon zanjirli muhandislik usuli odatda organik fotovoltaiik materiallarni loyihalash va EO'Sni oshirishda oddiy va samarali strategiya sifatida tan olingan [8]. Lekin hozirgi kunda yangi polimerlarni sintez qilishda an'anaviy yon zanjir muhandisligidan farqli o'laroq, qattiq siklik va moslashuvchan alkil zanjirini birlashtirgan holda yangi gibrid yon zanjirlar guruhiga asoslangan dizayn va sintez usuli yaratilgan [9]. Yangi gibrid yon zanjir muhandisligi yordamida polimer strukturasiga siklopentan, siklogeksan va siklogeptan izomerlarini kiritish orqali hosil qilinadi. D18 polimerini yon zanjiri dumiga siklogeksan izomerini kiritish orqali D18-C6Ch yangi donor materiali hosil qilinadi [10]. OQElarni olishda spektroskopiya usulidan foydalanish samarali bo'lgan donor va akseptor polimer materiallarni tanlashda muhim ro'l o'ynaydi. Shuning uchun dastlab, D18, D18-C6Ch donorlari hamda L8-Bo akseptor materiallari dioxlorbenzolda eritilib ularning eritma holatida yutilish spektrlari tahlil qilindi (1-rasm).



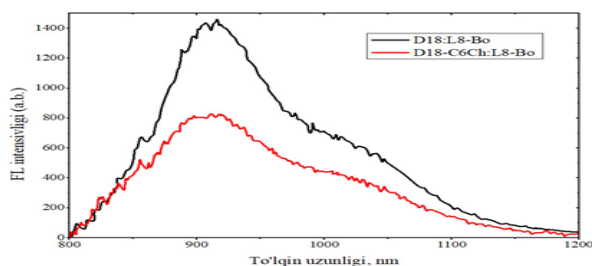
1-rasm. D18, D18-C6Ch va L8-Bo polimer eritmalarining yutilish spektrlari

1-rasmdagi D18, D18-C6Ch va L8-Bo ning yutilish spektrlaridan ko'rinadiki, OQElar uchun qulay material ekan, ya'ni ularni mos nisbatda qo'shish orqali samarali keng diapozondagi yutilish spektrini olishimiz mumkin. Ma'lumki, yutilish spektri OQElarining ishlashida hal qiluvchi rol o'ynaydi. Keng va yuqori darajadagi yutilish spektri yorug'likni maksimal miqdorda yig'ish, samarali zaryad ishlab chiqarish va energiya yo'qotishlarini minimallashtirish uchun zarurdir [11]. Tanlangan D18, D18-C6Ch va L8-Bo materiallarining massa ulushlari 1:1 nisbatda olinib xlorobenzolda eritildi. Eritmalarning yutilish spektrlari 2-rasmda keltirilgan. Yutilish spektrining diapazoni bu materiallarni OQElari uchun optimal natija sifatida foydalanish imkonini beradi. Bundan tashqari grafikdan aralashmalarning spektrlarni deyarli mos ekanini ko'rishimiz mumkin.



2-rasm. D18:L8-Bo va D18-C6Ch:L8-Bo eritmalarining yutilish spektri

Maksimum piklar ikkala spektrda ham 591 nm va 800 nm to'liq uzunligida qayd etildi. Albatta, OQElarida yutilish spektri haqida ma'lumotga ega bo'lish va ularni optimallashtirish yuqori samarali OQElarni tayyorlash uchun juda muhim hisoblanadi. Shu sababdan, tayyorlab olingan D18:L8-Bo va D18-C6Ch:L8-Bo eritmalarining FL spektrlari ham tahlil qilindi. Chunki faol qatlam FL spektri OQElarning optoelektronik xarakteristikalarini aniqlash va ularni optimallashtirishda muhim ahamiyatga ega. FL spektrini tahlil qilish orqali faol qatlam energiya darajalari, eksiton dissotsiatsiyalanish samaradorligi, zaryadning rekombinatsiya jarayonlari va faol qatlam morfologiyasi haqida umumiy ma'lumotlar olib yanada samarali OQElarni yasash mumkin [12].

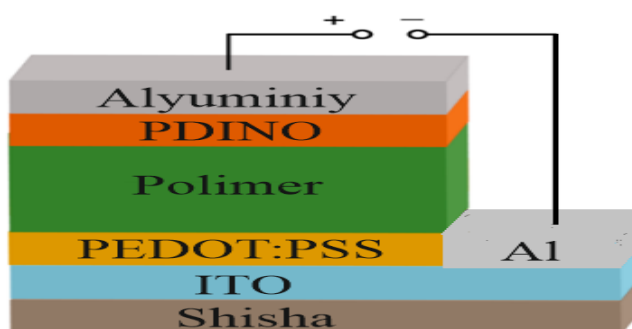


3-rasm. D18:L8-Bo va D18-C6Ch:L8-Bo eritmalarining FL spektri.

3-rasmda D18:L8-Bo va D18-C6Ch:L8-Bo eritmalarining FL spektrlari ko'rsatilgan. Grafikdan D18:L8-Bo va D18-C6Ch:L8-Bo FL spektrlari sezilarli darajada farq qilishini ko'rishimiz mumkin. D18:L8-Bo eritma FL spektri D18-C6Ch:L8-Bo eritmasining FL spektriga qaraganda kuchliroq FL spektriga ega. Ushbu spektrlar orasidagi keskin farq D18-C6Ch:L8-Bo eritmaning D18:L8-Bo eritmasiga nisbatan zaryadlarning yuqori qo'zg'atuvchi dissotsiatsiya samaradorligiga ega ekanligini ko'rsatadi. D18:L8-Bo eritmasi FL spektri 1100 nm atrofida maksimum pikga ega, D18-C6Ch:L8-Bo eritmasining FL spektri esa 1050 nm atrofida maksimum pik kuzatildi. Bu shuni ko'rsatadiki, D18-C6Ch:L8-Bo eritmasi D18:L8-Bo eritmasiga nisbatan keng ta'qiqlangan soha oraliqqa ega ekanligini ko'rsatadi.

Yuqorida olingan natijalardan birlamchi xulosa qilib, OQELar uchun yaxshi natija ekanligini inobatga olgan holda D18:L8-Bo va D18-C6Ch:L8-Bo asosli OQELarini tayyorlab olindi.

Bugungi kunda tayyor fotoelementlarni iste'mol bozoriga ommaviy tarzda sotuvga chiqarish uchun uzluksiz bosma usulidan foydalanish ideal hamda istiqbolli bo'lib turibdi. Lekin, dunyo olimlari tomonidan OQELar bo'yicha olib borilgan ilmiy izlanishlarida OQELarining samaradorligini oshirish va yaroqlik muddati kabi turli xil parametrlarini tadqiq qilish uchun laboratoriya sharoiti texnologik jarayonlarida "spin coating" usulidan keng foydalaniladi [13]. E'tiborlisi, "spin coating" usulida aralashma ko'p miqdorda sarf bo'lsada, eng yaxshi natijani (faol qatlamning kerakli qalinligini) aniqlash mumkin bo'ladi. Shu sababdan, birlamchi fotoelementlarni tayyorlash jarayonida "spin coating" usulidan foydalanildi. OQE yasash texnologiyasi quydagi ketma-ketlikda amalga oshiriladi.



4-rasm. OQE strukturasi.

Dastlab ITO (indiy qalay oksidi) qoplangan shisha tagliklar, ultratovush vannada ultra toza suv, aseton va izopropil spirti bilan tozalanadi, 6 daqiqa kislorod plazmasi bilan ishlov berilgandan so'ng, "spin coating" usuli bilan PEDOT:PSS (poli(3,4-etilendioksitiofen) polistirol sulfonat) (~30 nm) yupqa qatlami ITO ustiga yotqiziladi va 20 daqiqa davomida 160 °C da qizdiriladi. D18, L8-Bo va D18-C6Ch polimer materiallarining massa ulushlari 1:1.4, 1:1.6 va 1:1.8 nisbatlarda 10 mg/ml konsentratsiyali xlorobenzolda eritiladi. Eritma bir necha soat davomida xona haroratida aralashiriladi va PEDOT:PSS qatlami ustiga "spin coating" usuli bilan qoplanadi. Faol qatlamning qalinligi ~110 nm bo'ladi. Keyin PDINO (amino N-oksidi bilan ishlaydigan perilendimid)ning yupqa bir qatlami metanol eritmasida (1,0 mg/ml) 30 soniya davomida 4000 ayl/min tezlikda faol qatlam yuzasiga qoplanadi. Nihoyat, faol qatlam sirtida termik usulda bug'lantirish orqali $4 \cdot 10^{-4}$ Pa bosim ostida qalinligi 100 nm bo'lgan Al qatlami yotqiziladi. Birlamchi tayyorlangan faol qatlam OQE asosli fotoelement 4-rasmda keltirilgan. Yasab olingan D18:L8-Bo va D18-C6Ch:L8-Bo asosli OQELarini fotovoltaiik parametrlari turli xil sharoitlarda tadqiq qilindi. 1-jadvalda 25 °C va 80 °C haroratlarda va massa ulushi bo'yicha 1:1.4, 1:1.6 va 1:1.8 nisbatlarda tayyorlangan D18:L8-Bo asosli OQELarining fotovoltaiik parametrlari ko'rsatilgan. D18:L8-Bo uchun olingan natijalardan ko'rinadiki, eng optimal fotovoltaiik qiymatlar 25 °C da massa ulushi bo'yicha 1:1.6 nisbatda hosil bo'ldi. Bunda ochiq zanjir kuchlanishi qiymati $V_{oc} = 0.9$ V, qisqa tutashuv toki $J_{sc} = 23.61$ mA cm⁻², to'ldirish faktori - 72.4 % ni hamda EO'S qiymati - 15.7 % ga teng ekan.

1-jadval. D18:L8-Bo OQE ning turli xil sharoitlardagi fotovoltaiik parametrlari.

D18:L8-Bo (massa bo'yicha)	Harorat (°C)	V_{oc} (V)	J_{sc} (mA cm ⁻²)	FF (%)	EO'S (%)
1:1.4	25	0.91	23.99	68.9	14.8
1:1.6	25	0.92	23.61	72.4	15.7
1:1.8	25	0.92	23.30	70.3	14.9
1:1.6	80	0.90	24.10	71.3	15.6

D18-C6Ch:L8-Bo asosli OQE ham yuqoridagi usul hamda sharoitlarda yasab olindi va fotovoltaiik parametrlari tadqiq qilindi. Olingan natijalar 2-jadvalda ko'rsatilgan. Bu fotovoltaiik parametrlarda ham eng optimal natija 25 °C haroratda 1:1.6 nisbatda olinganini ko'rishimiz mumkin. Ochiq zanjir kuchlanishi $V_{oc} = 0.93$ V, qisqa tutashuv toki $J_{sc} = 24.2$ mA cm⁻², to'ldirish faktori - 74.6 % va EO'S qiymati - 16.9 % ni tashkil etdi. Yuqoridagi olingan natijalarni o'zaro solishtiradigan bo'lsak, bir-xil sharoitda olingan D18:L8-Bo va D18-C6Ch:L8-Bo asosli OQELarini fotovoltaiik parametrlari uchun optimal bo'lgan variant D18-C6Ch:L8-Bo asosli OQE ekanini ko'rishimiz mumkin.

2-jadval. D18-C6Ch:L8-Bo OQE ning turli xil sharoitlardagi fotovoltaiik parametrlari.

D18-C6Ch:L8-Bo (massa bo'yicha)	Harorat (°C)	V_{oc} (V)	J_{sc} (mA cm ⁻²)	FF (%)	PCE (%)
1:1.4	25	0.93	23.64	72.6	15.9
1:1.6	25	0.93	24.20	74.6	16.9
1:1.8	25	0.93	23.69	73.1	16.0
1:1.6	80	0.92	24.57	74.2	16.9

Olingan natijalarni tahlil qilish orqali bir nechta xulosalar kelib chiqadi. Xususan D18-C6Ch:L8-Bo OQENing FL spektri intensivligi kamligi uning EO'S yuqori ekani bilan bog'liq. Jadvallarda olingan natijalarga ko'ra, D18-C6Ch:L8-Bo ning EO'S haqiqatdan yuqori 16.9 % qiymatni oldi. D18-C6Ch:L8-Bo OQE tegishli haroratlardagi va massa ulushi nisbatlarida yuqori EO'S

qiymatiga ega bo'ldi. D18-C6Ch:L8-Bo OQE tegishli haroratlardagi va massa ulushi nisbatlarida yuqori ochiq zanjir kuchlanishiga –Voc ega bo'lib, zaryad tashuvchilarni ajratishda samaraliroq ekanligini ko'rsatadi. D18-C6Ch:L8-Bo tegishli haroratlardagi va massa ulushi nisbatlarida yuqori to'ldirish faktoriga-FF ega ekanligi, zaryad tashuvchilarni elektrodlarga tashishda samaraliroq bo'lishini ta'minlaydi.

Umumiy xulosa qilib aytadigan bo'lsak D18-C6Ch:L8-Bo asosli OQE o'zining 17 % ga yaqin EO'S hamda optimal bo'lgan fotovoltaiik parametrlari orqali samarali bo'lgan OQE ekanini ko'rsatdi. D18-C6Ch va L8-Bo fulleren bo'lmagan polimerlar sinfidan nisbatan yangi materiallar bo'lib, OQElarda ularning xarakteristikalarini va parametrlari hali ko'p o'rganilishi kerak. Biroq, dastlabki olingan natijalar shuni ko'rsatadiki, D18-C6Ch va L8-Bo fulleren bo'lmagan yuqori samarali OQElarni ishlab chiqish uchun istiqbolli natijalar ko'rsatmoqda. Fulleren bo'lmagan D18-C6Ch va L8-Bo asosli OQElarning natijalari kelgusida yuqoridagi polimerlar sinfining tadqiq qilingan muammoli yo'nalishlarni ko'rsatib berishga zamin yaratadi.

ADABIYOTLAR

1. Kim S., Van Quy H., Bark C. W. Photovoltaic technologies for flexible solar cells: beyond silicon //Materials Today Energy. – 2021. – T. 19. – C. 100583.
2. Cheng P. et al. Next-generation organic photovoltaics based on non-fullerene acceptors //Nature Photonics. – 2018. – T. 12. – №. 3. – C. 131-142.
3. Dresselhaus M. S., Dresselhaus G., Eklund P. C. Fullerenes //Journal of materials research. – 1993. – T. 8. – №. 8. – C. 2054-2097.
4. Li D. et al. Fibrillation of Non-Fullerene Acceptors Enables 19% Efficiency Pseudo-Bulk Heterojunction Organic Solar Cells //Advanced Materials. – 2023. – T. 35. – №. 6. – C. 2208211.
5. Yan C. et al. Non-fullerene acceptors for organic solar cells //Nature Reviews Materials. – 2018. – T. 3. – №. 3. – C. 1-19.
6. Acquah, Steve FA, et al. "The beautiful molecule: 30 years of C60 and its derivatives." ECS Journal of Solid State Science and Technology 6.6 (2017): M3155.
7. Hou J. et al. Organic solar cells based on non-fullerene acceptors //Nature materials. – 2018. – T. 17. – №. 2. – C. 119-128.
8. Liu, Qishi, et al. "18% Efficiency organic solar cells." Science Bulletin 65.4 (2020): 272-275.
9. Li Z. et al. Over 17% efficiency all-small-molecule organic solar cells based on an organic molecular donor employing a 2D side chain symmetry breaking strategy //Energy & Environmental Science. – 2022. – T. 15. – №. 10. – C. 4338-4348.
10. Li Y. et al. A facile strategy for third-component selection in non-fullerene acceptor-based ternary organic solar cells //Energy & Environmental Science. – 2021. – T. 14. – №. 9. – C. 5009-5016.
11. Fei Guo, Chuan, et al. "Metallic nanostructures for light trapping in energy- harvesting devices." Light: Science & Applications 3.4 (2014): e161-e161.
12. Zhao, Fuwen, Chunru Wang, and Xiaowei Zhan. "Morphology control in organic solar cells." Advanced Energy Materials 8.28 (2018): 1703147.
13. Cheng P. et al. Comparison of additive amount used in spin-coated and roll-coated organic solar cells //Journal of Materials Chemistry A. – 2014. – T. 2. – №. 45. – C. 19542-19549.



УДК: 537.533.537.534

Алланазар ТАШАТОВ,

Профессор Каршинского государственного университета, д.ф.-м.н

<https://orcid.org/0009-0006-0164-829X>

E-mail: atashatov@mail.ru

Ёқуб ЭРГАШОВ,

Профессор Национального университета Узбекистана, д.ф.-м.н

Нодира МУСТАФОЕВА,

Доцент Каршинского института ирригации и агротехнологий, PhD

<https://orcid.org/0000-0003-2693-0751>

ШИРИНА ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ СКРЫТЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ NiSi₂, СОЗДАНЫХ В ПРИПОВЕРХНОСТНОЙ ОБЛАСТИ Si

Аннотация

В работе имплантацией ионов Ni⁺ в Si сочетании с отжигом в приповерхностном слое Si на глубине 15-25 nm получены нанокристаллические фазы и слои NiSi₂. При D=8·10¹⁶ см⁻³ формировались нанопленочная гетероструктура типа Si/NiSi₂/Si. Впервые оценены ширины запрещенных зон нанокристаллических фаз и слоев NiSi₂, созданных в приповерхностной области Si. Показано, что при толщинах h<150 Å формируются островковые пленки NiSi₂. Ширина запрещенной зоны островков и пленок NiSi₂ практически не отличаются друг от друга и составляла ~ 0,6 эВ, а значения р отличаются на несколько порядков.

Ключевые слова: нанопленки NiSi₂, структура поверхности, Оже-электронной спектроскопии, твердофазного осаждения, морфология, сверхвысокого вакуума, гетероструктура, ширина запрещенной зоны, растровой электронной, атомно-силовой микроскопии.

BAND GAP WIDTH OF HIDDEN NiSi₂ NANOCRYSTALS CREATED IN THE NEAR-SURFACE REGION OF Si

Annotation

In this work, nanocrystalline phases and layers of NiSi₂ were obtained by implantation of Ni⁺ ions in Si in combination with annealing in the near-surface Si layer at a depth of 15-25 nm. At D = 8 · 10¹⁶ cm⁻³, a nanofilm heterostructure of the Si/NiSi₂/Si type was formed. For the first time, the band gap widths of nanocrystalline phases and NiSi₂ layers formed in the near-surface region of Si have been estimated. It is shown that island films of NiSi₂ are formed at thicknesses h < 150 Å. The band gap of the islands and NiSi₂ films practically do not differ from each other and amounted to ~ 0.6 eV, and the values of differ by several orders of magnitude.

Key words: NiSi₂ nanofilms, surface structure, Auger electron spectroscopy, solid-phase deposition, morphology, ultrahigh vacuum, heterostructure, band gap, scanning electron, atomic force microscopy.

SI SIRTGA YAQIN HUDUDIDA YARATILGAN YASHIRIN NiSi₂ NANOKRISTALLINING TAQIQLANGAN SOHA KENGLIGI

Аннотация

Ushbu ishda Ni⁺ ionlarini Si yuzasiga implantatsiya qilish va keyingi qizdirish usuli bilan Si ning yuza osti qatlamida 15-25 nm chuqurlikda NiSi₂ ning nanokristall fazalari va qatlami hosil qilingan. Ionlar dozasi D=8 · 10¹⁶ см⁻³ bo'lganda Si/NiSi₂/Si turidagi nanoqatlamli geterostukturasi hosil bo'lgan. Birinchi marta Si ning yuza qatlamida hosil qilingan NiSi₂ nanokristall fazalarining va qatlamlarining zona kengliklari aniqlanadi. Qatlamning qalinligi h<150 Å bo'lganda NiSi₂ ning orolchali o'sishi aniqlandi. NiSi₂ orolchalarining va plenkalarining taqiqlangan zona kengligi bir-biridan farq qilmasligi va ~ 0,6 эВ ga tengligi aniqlandi ammo ularning ρ bir necha darajada farq qilishi aniqlandi.

Kalit so'zlar: NiSi₂ nanofilmlari, sirt tuzilishi, Oje-elektron spektroskopiyasi, qattiq fazali cho'kma, morfologiya, o'ta yuqori vakuum, geterostruktura, tarmoqli bo'shliq, skanerlovchi yelektron, atom kuchli mikroskopiya.

Введение. Гетероструктуры типа NiSi₂/Si имеют больше перспективы в создание новых приборов функциональной электроники, в частности, в создании СВЧ-транзисторов, детекторов излучения, омических контактов и барьерных структур [1-3]. Большинство силицидных фаз обладают свойствами характерными для металлов [2]. Физико-химические свойства тонких и сверхтонких плёнок хорошо изучены только для силицидов Na, Ba, Pd и Co. В работах [4-8] показано, что при отжиге тонких пленок Co и Pd на кремний происходит наноструктурирование пленок и образование силицидов этих металлов. Наиболее тонкие пленки и нанокристаллические фазы CoSi₂, BaSi₂ и NaSi₂, получены методом низкоэнергетической (E₀ ≤ 5 кэВ) ионной бомбардировкой в сочетании с отжигом [4,9-11]. Использование системы CoSi₂/Si в МДП и ПДП структурах главным образом, обусловлено его уникальными электрофизическими свойствами и малым электрическим сопротивлением (ρ ≈ 20 – 40 мкОм·см) [12].

Данный работа посвящен получению нанокристаллических фаз и слоев NiSi₂ на различных глубинах приповерхностной области Si изучению их электронной и кристаллической структуры и параметров зон.

Методика исследования. Перед осаждением пленок кремниевые образцы Si(111) очищались прогревом в условиях сверхвысокого вакуума ($P = 10^{-7}$ Па) при $T = 1100$ К в течении 2–3 часов и до $T = 1400$ К в импульсном режиме. При этом поверхность полностью очищается от кислорода (в пределах чувствительности ОЭС).

Перед напылением, проволоки из особо чистого Ni обезгаживались в течении 5–6 часов. Скорость напыления определялась предварительно с использованием метода ОЭС в сочетании с отжигом и она составляла $\sim 0,5$ Å/мин. Напыление атомов Ni, прогрев образцов, исследования их состава и параметров энергетических зон с использованием методов оже-электронной и ультрафиолетовой фотоэлектронной спектроскопии (ОЭС и УФЭС) и измерением интенсивности проходящего через образец света проводились в одном и том же приборе в условиях сверхвысокого вакуума ($P = 10^{-7}$ Па). Морфология поверхности изучалась методами растровой электронной и атомно-силовой микроскопии (РЭМ и АСМ). Напыление Ni различной толщины (от 10 Å до 100 Å) проводилась при комнатной температуре, при этом образовались сплошные аморфные пленки и на границе раздела Ni/Si не наблюдалось заметной взаимодиффузии Ni в Si и Si в Ni. Перед напылением Si на поверхность NiSi₂/Si(111) очищалась прогревом при $T \approx 900$ –1000 К в течение 3–4 часа и получена NiSi₂ с гладкой поверхностью со структурой (1x1) [13].

Анализ и результаты. Для создания трехслойной системы на поверхности гетероэпитаксиальной структуры NiSi₂/Si (111) при $T=1000$ К напылялась пленки Si с толщиной ~ 50 нм. Толщина NiSi₂ составляла ~ 20 нм. Испарение кремния осуществлялось электронной бомбардировкой. На рис 1 приведены РЭМ-изображения и ДБЭ-картина (вставка) поверхности Si/NiSi₂/Si(111). Видно, что при $T=1000$ К растет сплошная поликристаллическая пленки [14].

Увеличение T до 1100–1150 К способствует получению монокристаллической пленки Si. Однако, при этом из-за нарушение сплошности пленки NiSi₂ формируется островковое образования.

Уменьшение толщины напыляемой пленки Si до 10 нм также позволило уменьшить температуру образования монокристаллической пленки до 950–1000 К. Однако при такой температуре не формировалась сплошная однородная пленка Si. Эти исследования показали что методом ТФЭ невозможно получить трехслойной системы Si/NiSi₂/Si(111) с толщиной мене 20–30 нм.

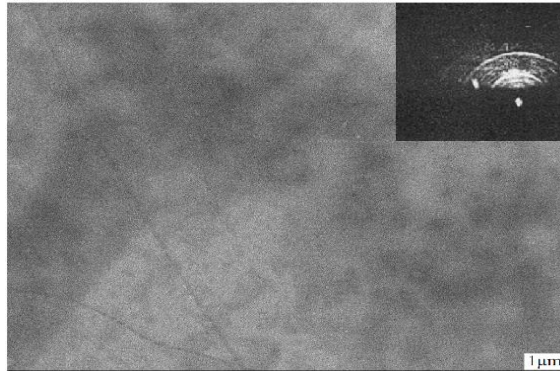


Рис. 1 РЭМ- и ДБЭ (вставка) изображения поверхности системы Si/NiSi₂/Si(111). Пленки Si напылялось при $T \approx 1000$ К с толщиной ~ 50 нм

На рис 2 приведены зависимости интенсивности проходящего света I от энергии фотонов $h\nu$ для Si(111) и системы Si/NiSi₂/Si(111). $d_{NiSi_2} = 20$ нм, $d_{Si} = 50$ нм. Где $I = \frac{I_{NiSi_2}}{I_{Si}}$; Принята что $I_{Si} = 1$. Видно, что значение E_g для Si(111)

составляет $\sim 1,1$ эВ, а для слоя NiSi₂ $\approx 0,57$ – $0,58$ эВ.

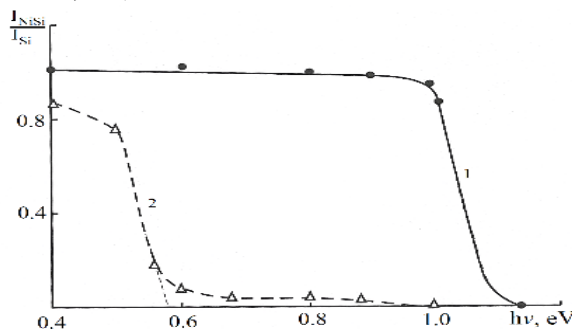


Рис. 2. Зависимость интенсивности приходящего света от энергии фотонов для 1-чистого Si(111); 2-системы Si/NiSi₂/Si(111). $d_{NiSi_2} = 20$ нм, $d_{Si} = 50$ нм.

На рис. 3 приведены фотоэлектронные спектры n-тип Si(111) и Si с нанопленкой NiSi₂, снятые при $h\nu = 10,8$ эВ. По оси абсцисс отложена энергия связи $E_{св}$ электронов, отсчитанная относительно уровня Ферми E_F . Видно, что на кривых энергетического распределения фотоэлектронов 1 и 2 форма и положения пиков резко отличаются друг от друга, т. е. образование силицида приводит к существенному изменению плотности состояния валентных электронов кремния. Основные особенности, наблюдаемые на спектре Si, можно связать с возбуждением электронов из поверхностных состояний (ПС), а также 3p- и 3s-состояниями валентных электронов. В случае пленки NiSi₂ явно выраженные особенности обнаруживаются при энергиях $-1,0$, $-2,7$ и $-4,0$ эВ [15].

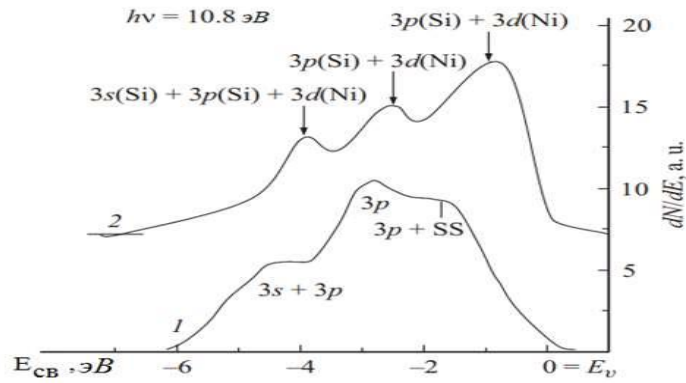


Рис. 3. УФЭС для 1 - Si (111); 2- нанопленки NiSi₂/Si (111) с d = 3.5–4.0 nm.

Эти особенности, по-видимому, формируются вследствие гибридизации 3d (3d_{5/2} и 3d_{3/2}) состояния Ni с 3p- и 3s- состояниями Si. Аналогичные исследования проводились и для пленок NiSi₂/Si, полученных имплантацией ионов Ni⁺ с E₀ = 3 и 5 кэВ. При этом после прогрева формировались пленки NiSi₂ с толщиной 4.5–5.0 и 6.0–6.5 nm соответственно. В таблице 1 приведены некоторые физические параметры Si и пленки NiSi₂/Si с толщиной d = 3.0 и 6.0 nm, где φ и φ - термо- и фотоэлектронная работа выхода, E_g - ширина запрещенной зоны, χ - сродство к электрону, σ_m - максимальное значение коэффициента ВЭЭ, Υ - квантовый выход фотоэлектронов, ρ - удельное сопротивление [13,15].

Таблица 1

Зонно-энергетические, эмиссионные и оптические параметры Si (111) и пленки NiSi₂/Si (111)

Образец	d, nm	φ, эВ	φ, эВ	E _g , эВ	χ, эВ	σ _m	Υ	ρ, μΩ·cm
Si(111)	0	4.7	5.1	1.1	4	1.1	2·10 ⁻⁴	5·10 ⁶
NiSi ₂ /Si(111)	3.0	4	4	0.6	3.4	1.5	4·10 ⁻⁴	80
	6.0	-	4	0.5	3.5	1.6	4·10 ⁻⁴	60
	50.0	4	4	0.5	3.5	1.6	-	55

Для сравнения там же приведены параметры для толстой пленки NiSi₂ с толщиной 50.0 nm, полученной методом твердофазной эпитаксии. Из таблицы 4.4 видно, что ширина запрещенной зоны NiSi₂ с d = 3.0 nm составляет 0.6 эВ и обладает свойствами, близкими к металлам (ρ = 80 μΩ · cm). При этом значение σ_m и Υ увеличивается до 1.5 и 2 раза. По-видимому, эмиссионная эффективность слоев NiSi₂ немного больше, чем эффективности слоев Si, что может быть связано с заметным отличием атомной плотности NiSi₂ (~ 4.5 g/cm³) от плотности Si (2.42 g/cm³). Электронные и оптические свойства пленок NiSi₂ с d = 6.0 nm существенно не отличались от таковых для толстой пленки.

На основе таблицы 1. нами построено энергетическая зонная диаграмма системы NiSi₂/Si (d_{NiSi₂} ≈ 6 nm, рис.5).

Видно, что на границе системы формируется переходной слое толщиной 2-3 nm. Разрыв краев зон проводимости ΔE_c определяется по формуле

$$\Delta E_c = E_{c1} - E_{c2} \quad (1)$$

Разрыв краев валентных зон:

$$\Delta E_v \approx E_{v1} - E_{v2} \quad (2)$$

Согласно этим формулам для контакта NiSi₂/Si (111) ΔE_c ≈ 0,4 эВ и ΔE_v ≈ 1 эВ.

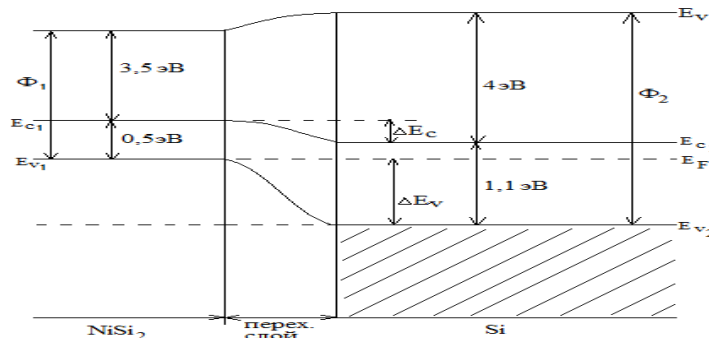


Рис.5. Примерная зонно-энергетическая диаграмма системы NiSi₂/Si(111)

Для построения этой диаграммы мы пользовались моделью Шокли-Андерсона [16]. Согласно этой модели, после установления контакта между двумя полупроводниками, происходит выравнивание уровней Ферми E_F путем перемещения электронов из одного материала в другой. Образование слоя пространственного заряда вблизи границы раздела сопровождается изгибом зон.

Выводы. Таким образом, в работе методом ТФЭ-роста получена трехслойная наносистема Si/NiSi₂/Si(111). Показано, что при T ≈ 1000 K формируется сплошная, однородная поликристаллическая пленка Si. Начиная с T = 1100 K наблюдается распад сплошной пленки на монокристаллические островки Si, что объясняется распадом и разложением пленки NiSi₂. Впервые определены параметр энергетические зон отдельных слоев системы Si/NiSi₂/Si(111)

ЛИТЕРАТУРА

1. Williams R.S. Low energy Ar ion bombardment of Si, GaAs surfaces //Solid State Commun. 1982. V.41. №2. P. 153-156

2. Ионная имплантация в полупроводники и другие материалы (сборник статей под ред. В.С.Вавилова) //Новости физики твердого тела. 1980. 10 С.
3. Гусева М.И. Ионная имплантация в металлы //Поверхность 1982. №4 С.27-50
4. Greene I.E. and Barnett S.A. Non-surface interactions during vapour, phase crystal growth by sputtering MBE, and plasma-enhanced CVD: Applications of semiconductors // J.Vas. Sci. and Technol. 1982, 21, №2. P.285
5. Алешин А.Н., Унишерлова К.Л. и др. Создание внутреннего геттера в кремний путем имплантации ионов углерода и кислорода// Поверхность. 1992. №1. С. 35-40.
6. Нормурадов М.Т. Умирзаков Б.Е. Энергетические спектры поверхности твердых тел, имплантированных ионами низких энергий. Тошкент, Фан. 1989, 158 с.
7. S.J. Nimatov, D.S. Rumi Submonolayer Films on a Si(111) Surface under Low_Energy Ion Bombardment // Bulletin of the Russian Academy of Sciences. Physics, 2014, Vol. 78, No. 6, pp. 531–534.
8. Нормурадов М.Т., Рысбаев А.С., Либенсон В.Н. Особенности плазменных колебаний электронов в приповерхностном слое ионно-легированного кремния //Поверхность. 1989. №5. С.100-103
9. И.М.Несмелова, Н.И.Астафьев, Н.А.Кулкова «Оптические свойства монокристаллического кремния в области спектра 3-5 мкм»
10. Научно-технический «Оптический журнал». 20212 г
11. А.К. Ташатов, Н.М. Мустафоева. Гетероструктуры Si/NiSi₂/Si полученных методом твердофазного осаждения // ҚарДУ хабарлари. – Қарши, 2021.– №4. – Б. 23-26.
12. Л.И. Хируненко, Ю.В. Помозов, М.Г. Соснин “ Оптические свойства кремния с высоким содержанием бора” Физика и техника полупроводников, 2013, том 47, вып. 2
13. N.J. Shevchik, W. Paul. The structure of amorphous Ge // J. Non-Cryst. Sol., 16, 55 (1974).
14. Tashatov A.K., Mustafoeva N.M. Surface Morphology of NiSi₂/Si Films Obtained by the Method of Solid-Phase Deposition// Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques, 2020, Vol.14, No 1, pp. 81-84.
15. Ташатов А.К., Мустафоева Н.М., Ташмухамедова Д.А., Нормурадов М.Т., Абдуваитов А.А. Получение многослойной наносистемы Si/NiSi₂/Si (111)// XLIX международной Тулиновской конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. Москва 2019 г с.38
16. А.К. Ташатов, Б.Е. Умирзаков, Н.М. Мустафоева. Изучение морфологии поверхности пленок NiSi₂/Si используемых в приборах солнечной энергетики // Фотоэнергетикада наноструктурали яримўтказгич материаллар, Халқаро илмий анжумани, Тошкент-2020. с.315-317
17. Бехштедт Ф., Эндерлайн Р. Поверхности и границы раздела полупроводников. Пер. с англ.-М.: Мир, 1996, 486 с.



UDK:530.1

Дилдора ТОШПУЛАТОВА,
Преподаватель Джизакский государственный педагогический университет
Севинч МАВЛОНОВА,
Студент Джизакский государственный педагогический университет
Сайдулла НАРКУЛОВ,
Преподаватель Джизакский политехнический институт
E-mail: toshpulatova987d@gmail.com

По основы рецензией доктор наук Д.Салимовой

EFFECT OF DUST DEPOSITION ON THE PERFORMANCE OF PHOTOVOLTAIC PANELS

Annotation

This paper attempts to understand the performance loss due to dust through a dynamic study of the IV performance of panels under different contamination conditions in an open-air experimental test rig. In addition, the article discusses the results of an indoor study simulating the operation of photovoltaic panels under different dust deposition regimes. Environmental parameters such as ambient temperature and local wind and dust patterns can significantly affect system performance.

Key words; Photovoltaic panels, dust deposition, solar energy, efficiency, energy output, solar absorption, shading, hot spots, Maintenance, Cleaning.

ВЛИЯНИЕ ОСАЖДЕНИЯ ПЫЛИ НА ПРОИЗВОДИТЕЛЬНОСТЬ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПАНЕЛЕЙ

Аннотация

В данной статье предпринята попытка понять потери производительности из-за пыли посредством динамического исследования IV-характеристик панелей при различных условиях загрязнения на открытом экспериментальном испытательном стенде. Кроме того, в статье обсуждаются результаты исследования в помещении, моделирующего работу фотоэлектрических панелей при различных режимах осаждения пыли. Параметры окружающей среды, такие как температура окружающей среды, а также местные режимы ветра и пыли, могут существенно влиять на производительность системы.

Ключевые слова; Фотоэлектрические панели, осаждение пыли, солнечная энергия, эффективность, выход энергии, поглощение солнечного света, затенение, горячие точки, Обслуживание, Очистка.

FOTOVOLTAIK PANELLARNING ISHLATISHLARIGA CHON QO'YILISHINI TA'SIRI

Аннотация

Ushbu maqola ochiq havodagi eksperimental sinov qurilmasida turli xil ifloslanish sharoitida panellarning IV ishlashini dinamik o'rganish orqali chang tufayli ishlashning yo'qolishini tushunishga harakat qiladi. Bundan tashqari, maqolada turli xil changni joylashtirish rejimlarida fotovoltaik panellarning ishlashini taqlid qiluvchi yopiq tadqiqot natijalari muhokama qilinadi. Atrof-muhit harorati va mahalliy shamol va chang naqshlari kabi atrof-muhit parametrlari tizimning ishlashiga sezilarli ta'sir ko'rsatishi mumkin.

Kalit so'zlar: Fotovoltaik panellar, changni to'plash, quyosh energiyasi, samaradorlik, energiya chiqishi, quyoshni yutish, soyalash, issiq joylar, texnik xizmat ko'rsatish, tozalash.

Введение. Солнечные фотоэлектрические электростанции идеально расположены в регионах с высоким уровнем инсоляции. На фотоэлектрические характеристики влияют высокие температуры элементов, загрязнение, несоответствие и другие потери, связанные с балансом систем. Крайне важно понимать значение каждой из этих потерь для производительности системы. Загрязнение, во многом зависящее от условий установки, представляет собой сложную проблему, требующую точной количественной оценки. Оседание пыли на поверхности панелей может быть или не быть равномерным в зависимости от местности и факторов окружающей среды, таких как температура окружающей среды, ветер и осадки. Очень важно исследовать влияние оседания пыли на рабочие характеристики фотоэлектрических систем, чтобы лучше понять потери производительности, связанные с загрязнением. Вольт-амперные характеристики (IV) фотоэлектрических панелей дают обширную информацию, необходимую для анализа деградации панелей. Влияние температуры окружающей среды и ячеек на производительность фотоэлектрической системы достаточно хорошо изучено теоретически и подтверждено моделированием в аэродинамической трубе. Однако потери производительности, связанные с осаждением пыли, являются проблемой, которая не рассматривалась всесторонне в предыдущих исследованиях, поскольку ее сложно точно определить количественно. Исследования [1, 2] показывают, что производительность может снижаться на 20% каждый месяц из-за накопления пыли на грязных поверхностях ячеек. Более того, эксперименты, проведенные в [3], показывают, что высокие скорости ветра способствуют накоплению пыли на поверхностях. Пока не проводилось исследований, позволяющих коррелировать количество осаждения пыли и, как следствие, снижение производительности фотоэлектрических систем.

Тропические регионы, такие как юго-запад Центральной Азии, особенно уязвимы к накоплению пыли на фотоэлектрических установках. Тем не менее, ухудшение характеристик фотоэлектрических систем из-за пыли сильнее в тропических регионах, где массивы установлены с меньшими углами наклона. Оседание пыли и песка на поверхности

ячеек может быть равномерным или неравномерным в зависимости от размера фотоэлектрических массивов и рельефа местности. Панели меньшего размера могут иметь равномерное накопление пыли, и снижение производительности панелей может быть одинаковым для нескольких панелей в массиве. Однако характер накопления пыли может быть неодинаковым для панелей с большей площадью или панелей, расположенных на больших расстояниях друг от друга в модуле. Поэтому падение производительности панели из-за осаждения пыли может не быть одинаковым по всему массиву и следовательно, более сложно предсказать такую установку.

Прямое влияние осаждения пыли на производительность фотоэлектрической системы можно оценить путем сравнения вольт-амперных характеристик (I-V) панелей с осаждением пыли на их поверхности и без нее. ВАХ можно рассматривать как зеркало исследуемого фотоэлектрического элемента, поскольку каждый фотоэлектрический элемент создает уникальную ВАХ-кривую, форма которой зависит от условий инсоляции, температуры окружающей среды, рабочей температуры элемента, воздействия ветра, загрязнения и потерь из-за несоответствия и других факторов. потери, связанные с балансом системы в момент ее отслеживания. Следовательно, сравнение ВАХ двух идентичных панелей, сохраняющих все факторы окружающей среды одинаковыми, но изменяющихся, позволяет выделить влияние этого конкретного фактора на производительность системы. Этот сравнительный подход был принят в настоящем исследовании для изучения влияния осаждения пыли на рабочие характеристики фотоэлектрических модулей при условии, что панели подвергаются воздействию одинаковых параметров окружающей среды, но с разным количеством осаждения пыли.

Методы и аппаратура. Численный метод был использован для получения ВАХ от двух идентичных панелей: одна панель с осаждением пыли, а другая панель без пыли. Показания I-V записывались с панелей, помещенных в помещении и освещенных галогенными лампами, имитирующими солнечный свет. Обе панели в установках подвергались идентичным условиям окружающей среды и отличались только отложениями пыли.

Результаты и обсуждения. Установка в помещении способствовала лучшему контролю условий испытаний, чем испытательный стенд на открытом воздухе. Поскольку испытания в помещении проводились в темном закрытом помещении, падающий свет на панели можно было регулировать до желаемых значений и поддерживать постоянным в течение длительного периода времени. Кроме того, выключив лампы, панели можно было вернуть к температуре окружающей среды в помещении, которая оставалась более или менее постоянной на протяжении всего периода исследований. Это позволило более всесторонне изучить явление пыли, влияющее на характеристики панели I-V. Моделирование солнечного излучения в помещении было повторено на открытом экспериментальном испытательном стенде, чтобы проверить, можно ли наблюдать подобное поведение в естественных условиях солнечного излучения и температуры окружающей среды. В обеих ситуациях IV-характеристики панели, накопившей пыль, сравнивались с характеристиками чистой панели.

Установка солнечных панелей в помещении. Из двух панелей, использованных для моделирования в помещении, одна панель была полностью очищена от пыли, а на поверхности второй панели отложилось видимое количество пыли. На микроскопических изображениях на рис. 3 видно отложение пыли на панелях. Можно отметить, что почти 70% площади поверхности второй панели было покрыто частицами пыли. В первом наборе показаний ВАХ были построены при интенсивности 400 Вт/м^2 при двух различных температурах поверхности клеток, а именно. 40°C и 50°C (рис. 4), а во втором случае - когда температуры обеих панелей были близки к температуре окружающей среды в помещении. Интенсивность галогенных ламп увеличивалась с шагом 100 Вт/м^2 , начиная с 200 Вт/м^2 до 800 Вт/м^2 , что было максимальной силой света ламп. Все показания записывались, когда температура панели достигала 30°C . ВАХ, полученные для двух панелей при 200 Вт/м^2 , 400 Вт/м^2 , 600 Вт/м^2 и 800 Вт/м^2 , воспроизведены здесь на рис. 5-8 соответственно.



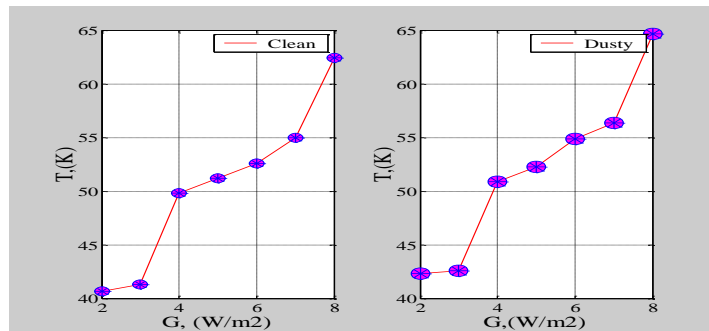
В таблице 1 выше приведены записи при различной интенсивности средней выходной мощности, токах короткого замыкания, напряжения разомкнутой цепи и температуры элементов, отмеченные при этой интенсивности.

G (W/m ²)	T (°C)		P (W)		I(A)		V(V)	
	Чистый	Пыль	Чистый	Пыль	Чистый	Пыль	Чистый	Пыль
200	40.68	42.32	0.84	0.58	0.073	0.048	17.72	17.64
300	41.30	42.57	0.98	0.64	0.082	0.054	17.86	17.69
400	49.84	50.90	1.84	1.11	0.157	0.097	18.26	18.07
500	51.22	52.27	2.83	1.69	0.233	0.136	18.59	18.33
600	52.60	54.88	3.31	1.96	0.269	0.158	18.63	18.38
700	54.99	56.37	3.86	2.33	0.312	0.181	18.62	18.39
800	62.42	64.65	3.97	2.47	0.339	0.195	18.36	18.13

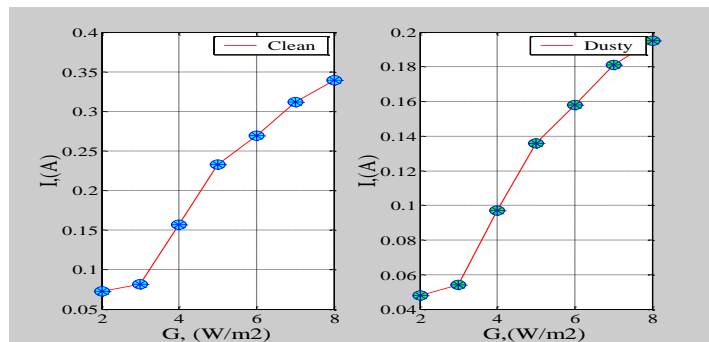
Из записей и графиков можно сделать следующие наблюдения:

Отложение пыли на панелях влияет на рабочую температуру элементов. Было отмечено, что пыльная панель работает на $1-2^\circ\text{C}$ выше, чем чистая панель при том же падении света. Это повышение температуры элемента из-за пыли еще больше снижает электрический КПД панели. Повышение температуры поверхности элемента с 40°C до

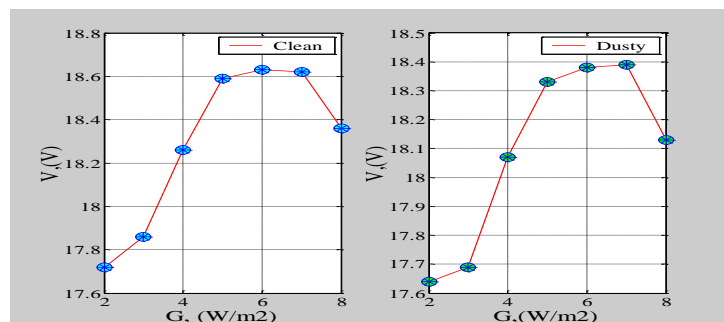
50°C привело к небольшому увеличению тока короткого замыкания как чистой, так и запыленной панели, что, однако, сопровождалось большим падением напряжения холостого хода, вызывающим общие потери выходная мощность из-за повышения рабочей температуры. Таким образом, совокупный эффект осаждения пыли и повышения температуры поверхности ячеек еще больше ухудшает производительность системы.



Однако пыль оказывает существенное влияние на ток короткого замыкания, создаваемый панелями. Чистая панель всегда давала более высокий выходной ток, чем пыльная панель. Эта разница в токовых выходах увеличивалась по мере увеличения интенсивности падающего света с 200 Вт/м² до 800 Вт/м², т.е. токовая мощность пыльной панели уменьшалась с увеличением интенсивности падающего света, как можно видеть в предпоследнем столбце таблицы. Таблица 2, в которой указано соотношение тока короткого замыкания пыльной панели к току короткого замыкания чистой панели. Таким образом, отложение пыли оказывает существенное влияние на выходной ток фотоэлектрических систем.

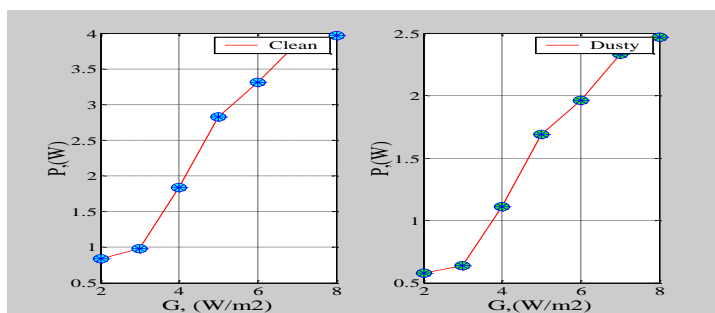


Из графиков можно отметить, что осаждение пыли не оказывает существенного влияния на напряжение холостого хода панелей. Напряжение холостого хода пыльной панели лишь немного ниже, чем напряжение чистой панели при любой интенсивности падения света.



Это подтверждается последней колонкой таблицы 1, где указано отношение напряжения холостого хода пыльной панели к напряжению холостого хода чистой панели. Это соотношение остается близким к 100% для всех интенсивностей падения света. Таким образом, предполагается, что пыль не оказывает существенного влияния на напряжение системы.

3.5. Замечена корреляция между плотностью осаждения пыли и потерями мощности, связанными с оседанием пыли на фотоэлектрических панелях. В случае экспериментальной установки на открытом воздухе, где плотность пыли составила 1,4 г/м², потери мощности из-за пыли составили 5-6% от максимальной выходной мощности, тогда как в случае установки для моделирования в помещении, где пыль плотность составила 7,155 г/м², связанные с этим потери мощности составили 45-55% от максимально возможной выходной мощности чистой панели. Эта корреляция заслуживает дальнейшего исследования.



Никаких существенных различий в рабочих температурах элементов из-за осаждения пыли на испытательном стенде не наблюдалось.

Выводы. Настоящее исследование было проведено с целью получить предварительное представление о влиянии осаждения пыли на производительность фотоэлектрической системы. Исследование включало моделирование панелей в помещении, а также эксперименты с панелями на открытом испытательном стенде. Влияние пыли на эксплуатационные характеристики панелей исследовали путем получения ВАХ идентичных панелей, находившихся в одинаковых условиях инсоляции и температуры окружающей среды, при этом одна из панелей сохраняла пыль на своей поверхности, а другая была очищена от пыли. Сравнительный анализ ВАХ привел к пониманию явления потери мощности из-за накопления пыли на фотоэлектрических поверхностях. Было замечено, что осаждение пыли существенно не изменяет напряжение холостого хода фотоэлектрических систем. Однако на ток короткого замыкания влияет отложение пыли: 30–40 % в помещении и 4–5 % на открытом стенде. Это падение выходного тока и, как следствие, падение выходной мощности из-за пыли представляет собой огромную потерю электроэнергии и экономический ущерб для фотоэлектрических электростанций, учитывая масштаб электростанций.

ЛИТЕРАТУРА

1. Афанасьев В. П., Теруков Е. И., Шерченков А. А. Тонкопленочные солнечные элементы на основе кремния. СПб.: Изд-во СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2011. 168 с.
2. Андреев В. М., Грилихес В. А., Румянцев В. Д. Фотоэлектрическое преобразование концентрированного солнечного излучения. Л.: Наука, 1989. 308 с.
3. Himri Y, Malik AS, Stambouli AB, Himri S, Draoui B (2009) Review and use of the Algerian renewable energy for sustainable development. *Renew Sust Energ Rev* 13:1584-91.
4. Mellit A, Kalogirou SA, Hontoria L, Shaari S (2009) Artificial intelligence techniques for sizing photovoltaic systems: a review. *Renew Sust Energ Rev* 13:406-19.
5. Hohm DP, Ropp ME (2003) Comparative study of maximum power point tracking algorithms. *Prog Photovoltaics Res Appl* 11:47-62.
6. N.A.Taylanov. Methodology for calculating the energy parameters of an autonomous solar power plant in the Arnasay region *Uzbek Journal of Physics*, Vol. 19, No. 12, 2017



UDK:662.997

Mansur TO‘XLIYEV,
Qarshi muhandislik iqtisodiyot instituti assistent o‘qituvchisi
Jamshid OVLAYEV,
Qarshi muhandislik iqtisodiyot instituti assistent o‘qituvchisi

QarMII dotsenti, f-m.f.n A. Rahmonqulov taqrizi asosida

OPERATION TEST RESULTS OF AN IMPROVED SOLAR DRYING DEVICE WITH LOW POTENTIAL

Annotation

To prevent energy shortages on Earth, it will be necessary to develop renewable energy sources. At the same time, the drying method available in farms, the quality level of the product is not desirable. Experiments on an improved collector show that in wardrobe-looking heliocollectors, fruits and plants are protected from all kinds of dust, pollution. There are ways to change the temperature inside the cupboard, depending on the type of medicinal plants poured for drying. Temperature inside +65 +75°C As another important tool from cooling methods, The Collector must be cooled using aerodynamic means.

Key words: Collector solar dryer, temperature, convective, contact, radiation infrared chamber, cabinet, dryer, black stones, polyethylene, ultraviolet, accumulator.

РЕЗУЛЬТАТЫ ПРАКТИЧЕСКИХ ИСПЫТАНИЙ УСОВЕРШЕНСТВОВАННОЙ СОЛНЕЧНОЙ СУШИЛКИ С НИЗКИМ ПОТЕНЦИАЛОМ

Аннотация

Чтобы избежать дефицита энергии на земле, необходимо будет развивать возобновляемые источники энергии. В настоящее время в хозяйствах существует метод сушки, уровень качества продукции нецелесообразен. Опыты на усовершенствованном коллекторе показывают, что в гелиосушилках в виде шкафа плоды и растения защищены от разного рода пыли, загрязнений. Для сушки плодов внутри шкафа, в зависимости от вида лекарственных растений, Существуют различные способы, с помощью которых можно изменить температуру внутри шкафа. Температура внутри +65 +75°C более 0 С из методов охлаждения еще одним важным средством является охлаждение коллектора аэродинамическими средствами.

Ключевые слова: коллекторная гелиосушилка, температурная, конвективная, контактная, инфракрасная камера излучения, шкаф, сушилка, черные камни, полиэтилен, ультрафиолетовая батарея.

PAST POTENSIALLI TAKOMILLASHTIRILGAN QUYOSH QURITISH QURILMASINING AMALIYOT SINOV NATIJALARI

Аннотация

Yer yuzida energiya tanqisligini oldini olish uchun qayta tiklanadigan energiya manbalarini rivojlantirish lozim bo‘ladi. Ayni vaqtda xo‘jaliklarda mavjud quritish uslubi, mahsulotning sifat darajasi maqsadga muvofiq emas. Takomillashtirilgan kollektor ustida o‘tkazilgan tajribalar shuni ko‘rsatadiki, shkaf ko‘rinishidagi geliokuritgichlarda mevalar va o‘simliklar har xil changdan, ifloslanishdan saqlanadi. Shkaf ichidagi quritish uchun quyilgan mevalarni dorivor o‘simliklarni turiga qarab, har xil usullar orqali, shkafni ichidagi haroratni o‘zgartirish usullari mavjud. Ichkaridagi temperatura +65 +75°C dan ohsa sovitish usullaridan yana bir muhim vosita sifatida kollektorni aerodinamik vositalar yordamida sovitish kerak.

Kalit so‘zlar: kollektor geliokuritgich, harorat, konvektivli, kontaktli, radiatsion infraqizil kamerali, shkaf, quritgich, qora toshlar, polietilen, ultrabinafsha akkumulyatsiyalash.

Kirish. Agar fotoelektr panellar o‘ziga tushayotgan quyosh energiyasining 14–18% dan foydalansa, quyosh kollektoridagi ushbu samara 70–80% ga yetadi [3,4]. Bugungi kunga kelib quyosh kollektorlari, quyosh energiyasidan foydalanishdagi eng samarali qurilma bo‘lib xizmat qiladi. Yil davomida yerga tushayotgan quyosh energiyasining umumiy miqdori $62 \cdot 10^{16} kW/m^2$ tengdir [2,5]. Quyosh kollektorlarini mavsumiy takomillashtirmasdan geliokuritilmalarni foydali ish koeffitsientini oshirib bo‘lmaydi. O‘zbekiston Respublikasi Prezidentining 2019-yil 22-avgustdagi “Iqtisodiyot tarmoqlari va ijtimoiy sohaning energiya samaradorligini oshirish, energiya tejavchi texnologiyalarni joriy etish va qayta tiklanuvchi energiya manbalarini rivojlantirishning tezkor chora-tadbirlari to‘g‘risida” gi, PQ-4422 sonli qarorida qayta tiklanuvchi energiya manbalaridan foydalanishni yanada rivojlantirish ustuvor vazifa sifatida belgilab berilgan [1]. Umuman olganda, quyosh energiyasidan bevosita kundalik turmushda foydalanish bo‘yicha tajribalar 1920-yildan 1940-yillar orasida bajarilgan bo‘lib hozirgi kunga qadar takomillashtirilib kelinmoqda.

Mavzuga oid adabiyotlar tahlili. Quyosh meva quritgichlarni samaradorligini oshirish va ularni takomillashtirish borasida olimlar tomonidan ko‘plab ilmiy tadqiqotlar olib borilgan va bir nechta quritish qurilmalari yaratilgan. Bizning o‘lkamizda ham olimlar tomonidan keng tadqiqot ishlari olib borilgan. 1960-yillarda professor G.A.Grinevich, akademiklar S.A.Azimov, G.Y.Umarovlar tomonidan boshlab berilgan bu ishlar O‘zbekiston Fanlar Akademiyasining akademigi R.A.Zohidov va professor R.R.Avezovlar tomonidan davom ettirildi.

2020-yilda J.S.Vishnu (Hindiston), konveksiya rejimda ishlaydigan katta hajmdagi quyosh quritgichi ishga tushirdi va bir vaqtda ichki haroratni 66°C ga yetkazib, bir tonna bo‘lgan mevadan 300 kg quritilgan tayyor mahsulot olingan.

2007- yilda, Avstraliya R.J. Fuller "Issiq quti" quyosh meva quritgichini yasadi va ishga tushirdi bu meva quritgich juda kam mehnat talab qiladi va tannarxi arzon. Yoz oylariga 10 kg urikni besh kunda quritib 3 kg tayyor mahsulot olgan.

2017 –yilda (Rossiya) Chenin Aleksey Nikolayevich Bug'doyni barabanli shamollatish bilan quyosh quritgichi vositasini ishga tushirdi. quritkichda issiqlikning tejalishi 27-28% ni tashkil etdi, shu jumladan quyosh radiatsiyasidan foydalanishdan 14-15% va chiqarib yuboriladigan issiqlikni regeneratsiya qilish hisobiga 14% gacha bo'ladi.

1998-yilda (O'zbekiston) Qahhorov S.Q., Jo'rayev H.O. Ventilyatorli havo isitgichli kamerali quyosh quritgichi quyosh kollektorining yassi yuzasi $120m^2$ bo'lgan quyosh quritkichi uchun quvvati 3,5 kW bo'lgan bir dona ventilyator yetarli bo'ladi.

2019-yilda (O'zbekiston) O. Raxmatov uzumni rotorli blansirlab quritish qurilmasini ishga tushirdi quritkichda issiqlikning tejalishi 27-28% ni tashkil etdi, shu jumladan quyosh radiatsiyasidan foydalanishdan 14-15% va chiqarib yuborilayotgan issiqlikni regeneratsiya qilish hisobiga 14% gacha bo'ladi.

Mavjud barcha turdagi quyosh (konvektorli radiatsion) meva quritgichlar faqat quyoshli vaqtda ishlaydi akmulyatsiya qismi yaxshi izolyatsiya qilinmagan yetarli darajada issiqlikni akmulyatsiya qila olmaydi natijada meva va o'simliklarni quritish vaqti oshadi bu mevani sifatliqurishiga ta'sir ko'rsatadi. Bu sohada an'anaviy energiya bilan birga qayta tiklanuvchi energiyadan kompleks foydalanish va natijada elektr hamda issiqlik energiyalari hosil qilishning optimal oson usullari taklif etilishi xalq xo'jaligi uchun muhim ahamiyat kasb etadi. Hozirgi vaqtga qadar energiyani tejoychi qurilmalarni yaratish masalasi ayniqsa dolzarbdir. Shu bois quyosh energiyasini amaliy muammolarini hal etishga yo'naltirish imkonini beruvchi maxsus qurilmalar yanada faol ishga tushirilmoqda. Bu qurilmalardan biri quyosh kollektori hisoblanib, isitish yoki issiq suv va mevalarni quritish maqsadlarida samarali foydalanish mumkin. Bizning yurtimizdagi yerlarning $1m^2$ yuzasiga tushadigan Quyosh nurining energiyasi taxminan $1 kW/m^2$ ga teng [3]. Biroq Quyosh energiyasini elektr energiyasiga to'la aylantirish uchun hozirgi asboblardan va qurilmalarning foydali ish ko'effitsentlari yetarli emas. Yerga yetib kelayotgan Quyosh quvvatining miqdori yil, oy va kun davomida o'zgarib turadi, ya'ni yerning geografik kengligiga, atmosferaning holatiga (ochiq bulutli, tumanli, changli ekanligiga) bog'liq bo'ladi.

Tadqiqot metodologiyasi. Tadqiqot ishida qishloq xo'jaligi sharoitida shkaf tipidagi meva quritgichlarni geliokollektorini takomillashtirish, samaradorligini va foydali ish ko'effitsentini oshirishdan iborat. Hozirga qadar konvektiv, radiatsion geliokollektorning muammosi shundan iboratki, kun davomida Quyosh radiatsiyasi kam bo'lganda, bulutli kunlarda, o'ziga yetarli issiqlik energiyasini to'play olmaydi, natijada mevalarni qurishi davomiyligi oshadi. Shkaf ichidagi mevalarni qurish davri uzoq vaqt davom etadi. Bu muammolarni yechimi sifatida geliokollektorlarni samaradorligini, foydali ish ko'effitsentini oshirish va uni takomillashtirish talab qilinadi.

Quyosh energiyasini kollektor ichiga akkumulyatsiyalash davri asosan 4 ga bo'linadi

1. *Yillik akkumulyatsiyalash* - bunda issiq vaqtlarda quyosh energiyasini to'plab, sovuq vaqtda foydalaniladi.

2. *Sezonli akkumulyatsiyalash* - fasllar, oylar almashinuviga moslab akkumulyatsiya har xil modda va materiallardan foydalaniladi.

3. *Sutkali akkumulyatsiyalash* - kun davomida yo'qotilgan energiya yig'iladi.

4. *Davriy akkumulyatsiyalash* - energiya sarf qilish natijasida kamayib borsa, kun va soat davomida to'ldirib boriladi.

Quyosh energiyasidan samarali foydalanish, insoniyatni energiya taqchilligidan butunlay ozod etish butun jahonda global muammolardan bo'lib turibdi. 2000 yilda bir oilaning oylik energiya istemoli $114 kW/soat$ ni tashkil qilgan bo'lsa, hozirga kelib bu ko'rsatgich $175 kW/soat$ ni tashkil etmoqda [7]. Yerga yetib kelayotgan quyosh quvvatining miqdori yil, oy va kun davomida o'zgarib turadi, ya'ni yerning geografik kengligiga, atmosferaning holatiga (ochiq bulutli, tumanli, changli ekanligiga) bog'liq bo'ladi.

Hozirgi kunda olimlar va mutaxassislarining oldida Quyosh energiyasidan samarali foydalanish, insoniyatni energiya taqchilligidan butunlay ozod etish butun jahonda global muammolardan bo'lib turibdi. Quyosh kollektorining foydali ish ko'effitsenti quyosh nurining kollektor qabul qiluvchi yuzasiga tushgan qismining foydali issiqlik energiyaga aylangan qismiga teng bo'ladi. Kollektorning qabul qiluvchi yuzasi esa, quyosh nuri effektiv ta'sir qilgan sirtga teng bo'ladi. Foydali ish ko'effitsenti kollektorning holatiga bog'liq bo'ladi. Kollektor yuzasiga tushgan nurning bir qismi akslanish ta'sirida orqaga qaytadi. Kollektorga tushgan nurlanish va absorberda issiqlik energiyasiga aylangan nurlanish quvvati orasidagi munosabatdan foydalanib, quyosh kollektorida yo'qotiladigan jami issiqlik quyidagicha hisoblash mumkin [4]:

$$\sum Q_{yora} = Q_{plyo} + Q_{chang} + Q_{tag} + Q_{tir} \quad (1)$$

Q_{plyo} - plyonka yuzasi orqali yo'qoladigan issiqlik miqdori;

Q_{chang} - kollektor sirti tiniq bo'lmagan chang bo'lganda yo'qotiladigan issiqlik miqdori;

Q_{tag} - kollektorning tagiga (yer qismiga) yutiladigan (yo'qoladigan) issiqlik miqdori;

Q_{tir} - kollektorning tirqishlar orqali yo'qotiladigan issiqlik miqdori.

Tavsiya etilayotgan quyosh kollektoriga Q_{tag} - kollektorning tagiga yo'qoladigan issiqlik miqdori nolga yaqin bo'ladi, deyarli issiqlik kollektorning tagqismiga yutilmaydi u holda (1) formula quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$\sum Q_{yora} = Q_{plyo} + Q_{chang} + Q_{tir} \quad (2)$$

(2) formuladan quyosh kollektorlarini samaradorligini oshirishini bilishimiz mumkin. Kollektorda imkon qadar yo'qotilgan issiqlik miqdorini kamaytirish kerak shunda uning foydali ish ko'effitsenti oshadi. Pastki qismi (yer) ga issiqlik energiya yutilmasligi uchun suyuq stiklovata, betum bilan ishlov berilgan va quritilib ustidan nur qaytaruvchi folgali stiklovata bilan yopilgan natijada yer bilan izolyatsiya qilingan. Akmulyatsiya uchun quyilgan toshlar pastki qismdagi stiklovatalarga tegmasligi uchun tosh bilan stiklovata orasiga $6,5 cm$ qalinlikdagi reyka taxtalar paralel qilib joylashtirilgan. Paralel reyka taxtalar orasiga aerodinamika qonunlariga binoan qizigan havo harakatlanadi. Har bir qavat toshlar orasiga qizigan havo harakatlanishini ta'minlasak qavatlar orasidagi haroratlar farqi kamayadi, kollektor ichidagi hamma toshlar bir xil temperaturada qiziydi va kollektor ichidagi tempertatura oshadi. Kollektor ichidagi temperaturani sovishi ham tosh qavatlar orasidagi harakatlanuvchi havoning tezligiga bog'liq bo'ladi. Toshlar orasidagi harakatlanuvchi qizigan havo orqali kollektor ichidagi temperaturani barqaror saqlab turish mumkin.

Tahlil va natijalar. Tavsiya etiladigan shkaf tipidagi quyosh kollektorlari yordamida quritish birmuncha afzalliklarga ega.

Bu afzalliklar quyidagilardan iborat:

- Quyosh qurilmalarida quritish uchun kamroq vaqt sarf bo'ladi;
- Elektr va yoqilg'i energiyasi sarflanmaydi;
- Quritish davomida atrof muhitga hech qanday zararli moddalar chiqarmaydi;

Olingan eksperimental tajribalar shuni ko'rsatadiki akkmulyatsiyalashda foydalaniladigan qoraga buyalgan toshlarning har bir qavatida 24 soat davomida haroratlar farqi kuzatildi. Har bir qatlamdagi toshlarning harorti har xil bo'ladi. Eksperiment tajribalar shuni ko'rsatadiki akkmulyatsiya uchun foydalaniladigan toshni sirti qanchalik katta bo'lsa o'ziga shunchalik ko'p issiqlik energiyasini yig'adi. Ammo undan quyosh radiatsiyasi past bo'lganda, foydalanib bo'lmaydi o'ziga tushgan kam issiqlik energiyasini yutib oladi. Quyosh radiatsiyasi yuqori bo'lganda foydalanish maqsadga muvofiq bo'ladi.

Bir dona toshning issiqlik miqdorini:

$$Q = mc(t_2 - t_1). \quad (3)$$

$$Q = \rho V c(t_2 - t_1). \quad (4)$$

$$V = \frac{m}{\rho}. \quad (5)$$

c – jismlarni va moddalarni solishtirma issiqlik sig'imi. Akkmulyatsiya uchun solishtirma issiqlik sig'imi katta bolgan jismlar va moddalardan foydalanish kerak.

(3) va (4) formulalar yordamida ichidagi bir dona toshning issiqlik miqdorini aniqlash mumkin. Agar tosh shar shaklida bo'lsa uning hajmi:

$$V = \frac{4}{3}\pi R^3 \quad (7)$$

(5) bilan (7) - formulani tenglashtirsak va R ni topsak:

$$R = \sqrt[3]{\frac{3m}{4\pi}} \quad (8)$$

(8) formuladan bir dona toshning massasi aniq bo'lsa uning R – radiusini aniqlash mumkin:

$$S = 4\pi R^2 \quad (9)$$

(8) formulani (9) formulaga quyib:

$$S = 4\pi \left(\frac{3m}{4\pi}\right)^{\frac{2}{3}} \quad (10)$$

hosil qilamiz (10) formula yordamida shar shaklidagi toshni massasini bilgan holda uning sirtini yuzini topish mumkin bo'ladi. Toshning zichligi $\rho_{tosh} = 2600 \text{ kg/m}^3$.

Kollektor ichidagi hamma toshlarni massalarini, sirt yuzasini, suvning hajmini hisoblab topish kerak. Toshlardan mavsumga qarab katta va kichik foydalanish kerak. Eksperiment hisoblashlardan aniqlandiki, hajmi katta toshlar hajmi kichik toshlarga qaraganda sekinroq qiziydi. Pastki qatlamdagi kollektor ichidagi toshlarni harorati yuqori qatlamga qaraganda pastriq bo'ladi Quyosh energiyasi toshga tarqalishi va yutilishini hisoblash uchun quyidagi issiqlik balansi tenglamasidan foydalanish mumkin [5].

$$Q_{yut}(\tau) + \lambda \frac{\partial t_T(x_1, \tau)}{\partial x} - a_{TSK}[t_{TS}(\tau) - t_{TSK}(\tau) - \vartheta] = 0 \quad (11)$$

Bu yerda;

Q_{yut} - quyosh energiyasining tosh qatlamida yutiladigan qismi,

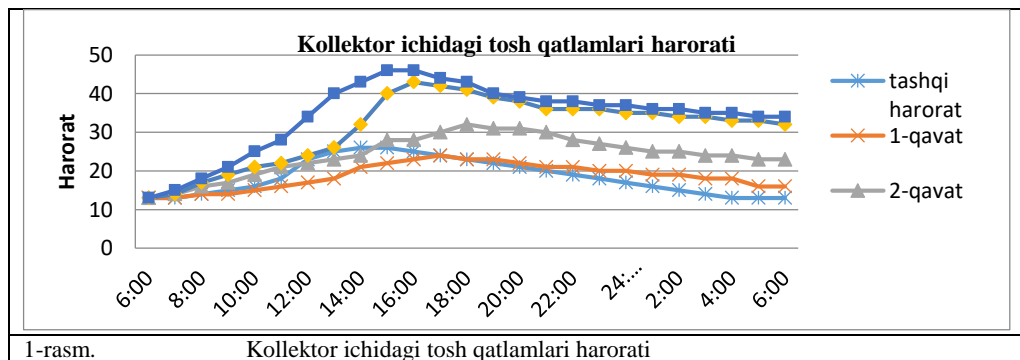
t_{TS} - tosh sirtini temperaturasi,

t_{TSK} - tosh sirti yaqinidagi temperaturasi,

λ - toshning issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti,

τ – vaqt [8].

Kollektorlarni yasashda, Q_{yut} tosh qatlamiga yutiladigan quyosh energiyasini oshirish kerak. Tosh qatlamlari orasida g'ofak joy qoldirib terib chiqish kerak, shunda Quyosh nurlari pastki qavatdagi toshlarni ham qizitadi. Agar toshlar orasida g'ovak joylar qolmasa temperaturalar farqi oshadi pastki qavatdagi toshlarni temperaturasi tashqi temperaturadan farq qilmay qoladi. Kunning issiq vaqtlarida hajmi katta toshlardan foydalanib, tosh qavatlarini sonini oshirish bilan kollektor ichidagi temperaturani oshirib, ko'proq vaqt issiqlik energiyasini saqlab turadi. Kuz va bahor fasllarda tashqi temperatura past bo'lganda kollektor ichiga hajmi kichik toshlardan foydalanish maqsadga muvofiq chunki hajmi kichik toshlarni temperaturasi tezroq oshadi va shu bilan birga tezroq soviydi. Tashqi temperatura past bo'lganda kollektor ichidagi hajmi katta toshlar o'ziga tushgan hamma issiqlik energiyasini yutib oladi.



1-rasm.

Kollektor ichidagi tosh qatlamlari harorati

Tadqiqot qilingan quyosh kollektorlari uchun bir nechta muhim xususiyatlar mavjud:

- samaradorligi yuqori;
- texnik xizmat ko'rsatish qo'lay;
- yasash oson;
- kerakli hamma materiallar va moddalar uy xo'jaliklarida mavjud;
- tannarxi qiymat emas;
- ishonchli, xizmat muddati 15-20 yil, (plyonka 7-8 yil);
- iqlim tizimi boshqa kollektorlarga qaraganda qulay;
- kollektor ichidagi temperaturani barqarorlashtirish imkoniyatlari mavjud.

Asosiy kamchiliklari sovuq kunlarda deyarli ishlamaydi, shuning uchun ular issiq iqlimi bo'lgan mamlakatlarda qo'llaniladi. Kollektor yuzasini shaffof polietilen bilan qoplashda iloji boricha silliq qilib (tortib) qoplash tavsiya qilinadi.

Xulosa va takliflar. Dunyo tajribasini umumlashtirib, O'zbekiston mintaqasida qayta tiklanuvchi energiya resurslarini tahlil etib aytish mumkinki, elektr va issiq suv ta'minotida quyosh energiyasidan foydalanish, O'zbekiston sharoitida iqtisodiy jihatdan to'liq o'zini oqlaydi.

Quyosh energiyasidan amalda foydalanish uchun O'zbekistonda yaratilgan shart-sharoit va mavjud imkoniyatlar mazkur mintaqadan bir sohada ilg'or texnologiyalarni nafaqat respublikamizda, balki butun O'rta Osiyoda tajriba tariqasida joriy etish maydoni sifatida foydalanishga asos bo'lib xizmat qiladi [9].

ADABIYOTLAR

1. O'zbekiston Respublikasi Prezidentining 2019-yil 22-avgustdagi "Iqtisodiyot tarmoqlari va ijtimoiy sohaning energiya samaradorligini oshirish, energiya tejoychi texnologiyalarni joriy etish va qayta tiklanuvchi energiya manbalarini rivojlantirishning tezkor chora-tadbirlari to'g'risida" gi, PQ-4422 sonli qarori.
2. Uzoqov G'.N., Xo'jaqulov S.M., Uzoqova Yu.G'. "Muqobil energiya manbalaridan foydalanish asoslari". Toshkent: Fan va texnologiya. (2017).
3. Uzoqov G'.N., Davlonov. "Gelioissiqxonalarining energiya tejamkor isitish tizimlari" . "Voriz-nashriyot". (2019).
4. To'xliyev M., Ovlayev J. Mevalarni quritishda mavsumiy quyosh kollektorlarini takomillashtirish usullari // Jurnal "ЎзМУ хабарлари" Тошкент – 2021. № 3/1/1. 274-278 bet.
5. Тўхлиев М.М., Овлаев Ж.О. Такомиллаштирилган кўёш қурити қурилмасининг ҳарорат режимини тадқиқот қилиш // Jurnal "(2019) Инновацион технологиялар" Qarshi-2022. № 1(45). 36-40 bet.
6. To'xliyev M. Mavsumiy quyosh kollektorlarini samaradorligini oshirish va tadqiqot qilish // Jurnal "(2019) Namangan davlat universiteti ilmiy axborotnomasi" Namangan-2021. № 12. 3-9 bet.
7. <https://nuz.uz/ekonomika-i-finansy/35155>
8. www.geo-energy.org
9. www.alternativenergy.ru.



Fazliddin SHAMSHIYEV,
O'zbekiston Milliy universiteti dotsenti, f.-m.f.n
E-mail: shamshiyev_f@nuu.uz

O'zRFA Astronomiy instituti direktori o'rinbosari, f.-m.f.n., dotsent Y.Tillayev taqrizi asosida

BA'ZI LOKAL INTEGRALLARINING YULDUZLAR DINAMIKASIDA MAVJUDLIGI HAQIDA

Annotatsiya

Bu ishda yulduz harakati uchun ba'zi lokal integrallarining mavjudligini ta'minlab beradigan potentsiallar sinfi o'rganilgan. Tezlik komponentlari bo'yicha energiya integraliga, aylanuvch sistemalar uchun esa Yakobi integraliga bog'liq bo'lmagan chiziqli yoki kvadrat integrallar, haqiqiy integrallarga qaraganda ancha kengroq ekanligi ko'rsatilgan. Lokal integrallarning maxsus holatlar, ya'ni uch o'lchovli gravitatsion maydonida mavjudligi ham ko'rib chiqilgan.

Kalit so'zlar: yulduzlar dinamikasi, gravitatsion maydon, harakat lokal integrali.

О СУЩЕСТВОВАНИИ НЕКОТОРЫХ ЛОКАЛЬНЫХ ИНТЕГРАЛОВ В ЗВЕЗДНОЙ ДИНАМИКЕ

Аннотация

В работе приводятся исследования класса таких потенциалов, для которых движение звезды допускает некоторые локальные интегралы движения. Показано, что линейные или квадратичные по компонентам скорости интегралы, независимые от интеграла энергии, или при наличии вращения интеграла Якоби весьма шире чем истинные интегралы движения. Рассмотрены также специальные случаи существования локального интеграла в трехмерном гравитационном поле.

Ключевые слова: звездная динамика, гравитационный потенциал, локальный интеграл движения.

ON THE EXISTENCE OF SOME LOCAL INTEGRALS IN STELLAR DYNAMICS

Annotation

The paper presents studies of a class of such potentials for which the motion of a star admits some local integrals of motion. It is shown that linear or quadratic integrals in terms of velocity components, independent of the energy integral, or in the presence of rotation of the Jacobi integral, are very wider than the true integrals of motion. Special cases of the existence of a local integral in a three-dimensional gravitational field are also considered.

Key words: stellar dynamics, gravitational potential, local integral of motions.

Введение. Задача описания движения материальной точки в гравитационном поле, с достаточно сложной структурой несомненно важна для всех ветвей небесной механики и звездной динамики. Однако в полном своем виде эта задача не разрешима. Поэтому конкретные исследования посвящены анализу частных случаев или хотя бы доказательству регулярности движения в определенных случаях. Наши исследования локального интеграла как раз и относятся к поиску его специальных форм. Хотя, в принципе, возможны другие формы. Действительно, теория КАМ гарантирует при определенных условиях существование локального интеграла в виде разложения по компонентам скорости только с помощью бесконечных рядов. Мы же исследуем случаи, когда достаточно полиномы конечного вида по компонентам скорости.

В этой работе мы причислим все рассмотренные нами случаи существования локального интеграла.

Квадратичный локальный интеграл. Само понятие локального интеграла в том смысле, как употребляем здесь, введено для системы с двумя степенями свободы В.А.Антоновым [1]. То есть речь идет об отдельной инвариантной гиперповерхности в фазовом пространстве. В работе [1] уравнение такой поверхности задается квадратичной форме

$$A(x, y)u^2 + 2B(x, y)uv + C(x, y)v^2 = 1. \quad (1)$$

В (1) и далее x, y означают декартовы координаты, u, v – соответствующие скорости, A, B, C – некоторые функции подлежащие определению. Выражение (1) можно назвать локальным интегралом. Его существование уже дает некоторую ориентировку в свойствах множества возможных траекторий, поскольку поверхность в фазовом пространстве играет роль барьера, через который изображающая точка не может никогда перейти. Правдоподобно, что и темп перемешивания, если таковое существует, в каждом из поучающихся полупространства оказывается, вообще говоря, более замедленным, чем в сходных задачах без такого барьера.

Отыскиваются те потенциалы, для которых условие (1) сохраняет силу при любых t на всех тех траекториях, у которых оно справедливо при $t = 0$. Для формулировки решения в [1], задаются сперва две произвольные функции $f(\sigma)$ и $f(\tau)$ с периодами 2π . С их помощью в неявном виде определяются σ и τ как функции координат из уравнений

$$\left. \begin{aligned} x \sin \sigma - y \cos \sigma &= f'(\sigma) \\ x \sin \tau - y \cos \tau &= f_1'(\tau) \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Далее строятся функции координат

$$\left. \begin{aligned} \Phi &= \frac{1}{2}[(x\cos\sigma + y\sin\sigma + f(\sigma)) + (x\cos\tau + y\sin\tau + f_1(\tau))] \\ \Phi_1 &= \frac{1}{2}[(x\cos\sigma + y\sin\sigma + f(\sigma)) - (x\cos\tau + y\sin\tau + f_1(\tau))] \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

А тогда, при задании еще двух произвольных функций F и F_1 потенциал строится в виде

$$U = F(\Phi)\cos^2\frac{\sigma-\tau}{2} + F_1(\Phi)\sin^2\frac{\sigma-\tau}{2}. \quad (4)$$

Возможны вырождения типа $\sigma = \text{const}$, тогда отбрасываются первое уравнение (2) и члены $f(\sigma)$ в (3). Аналогично рассматривается случай $\tau = \text{const}$.

Траектория заполняет кольцо или ящик с четырьмя прямыми углами. Стороны ящиков образованы ортогональной сетью кривых $\Phi = \text{const}$ и $\Phi_1 = \text{const}$, не имеющих, однако, в общем случае отношения к конформным преобразованиям. Траектории не выражаются в квадратурах, но, как всегда при задании поля скоростей, уравнения движения сводятся к одному дифференциальному уравнению первого порядка.

Интеграл Кузмина можно рассматривать как частный случай, отвечающий выбору функций

$$f(\sigma) = z_0\sin\sigma, \quad f_1(\sigma) = -z_0\sin\tau.$$

Для линейного интеграла

$$A(x, y)u + B(x, y)v = 1$$

сходные выкладки показывают, что надо исходить опять из периодической функции $f(\theta)$, задавать с ее помощью $\theta(x, y)$ из уравнения

$$x\sin\theta - y\cos\theta = f'(\theta),$$

затем строить

$$\Phi_0 = x\cos\theta + y\sin\theta + f(\theta)$$

и, наконец образовывать потенциал

$$U = K(\Phi_0) + \frac{L(\theta)}{[\Phi_0 - f(\theta) - f''(\theta)]^2} \quad (5)$$

($K(\Phi_0)$ и $L(\theta)$ – произвольные функции). Ротационная симметрия получается при $f(\theta) \equiv 0$ и $L(\theta) \equiv 0$.

Линейный локальный интеграл. В [2] мы ищем линейный относительно компонентов скорости локальный интеграл

$$A(x, y)u + B(x, y)v - \varphi = 0. \quad (6)$$

В отличие от [1], потенциал считается стационарным только по отношению к системе координат, вращающийся с постоянной угловой скоростью Ω .

Строится потенциал допускающий такой линейный локальный интеграл

$$U = \frac{1}{2}[S(\psi) + \varphi^2 - \Omega^2(x^2 + y^2)], \quad (7)$$

где

$$\varphi = \frac{\Omega[x^2 + y^2 - 2\psi f''(\sigma)] + N(\sigma)}{x\cos\sigma + y\sin\sigma - f''(\sigma)},$$

$$\psi = x\cos\sigma + y\sin\sigma + f(\sigma),$$

$f(\sigma)$, $N(\sigma)$, $S(\psi)$ произвольные функции, а σ неявно определяется из

$$x\sin\sigma - y\cos\sigma = f'(\sigma).$$

В принципе, этим решается задача описания всех потенциалов, допускающих локальный интеграл первой степени.

Заметим, что при $\Omega = 0$ как непосредственно проверяется, общие формулы [2] переходят в соответствующие соотношения того пункта статьи [1], который говорит о частном случае линейного локального интеграла.

В [2] доказано также существование периодического решения с отношением частот 1:3, причем траектории заключена в кольце $\psi_1 < \psi < \psi_2$. Этот факт удастся подтвердить также численно.

Локальный интеграл в трёхмерном случае. В [3] мы исследовали случаи существования локального интеграла в трёхмерном потенциальном поле. Пусть при каком то определенном классе начальных условий возникло поле скоростей, всего лишь двузначное, т.е. скорости (u, v, w) подчиняются соотношениям

$$\left. \begin{aligned} u &= u_0 \pm \alpha\sqrt{S+2h} \\ v &= v_0 \pm \beta\sqrt{S+2h} \\ w &= w_0 \pm \gamma\sqrt{S+2h} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

где $u_0, v_0, w_0, \alpha, \beta, \gamma, S$ – функции координат, h – произвольная постоянная энергии. Найден класс потенциалов, допускающих локальный интеграл вида (8)

$$U = \frac{1}{2}[(\nabla\Phi)^2 + U_0(L)],$$

где Φ и L – произвольные функции подчинены дополнительным условиям

$$\begin{aligned} \nabla\Phi \cdot \nabla L &= 0, \quad \Phi = \Phi(n_x, n_y, n_z), \\ \left(\frac{\partial L}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial L}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial L}{\partial z}\right)^2 &= 1, \quad L = L(x, y, z), \end{aligned}$$

а (n_x, n_y, n_z) вспомогательные единичные векторы, в оптике задающий направление пучка лучей.

Локальный интеграл в трёхмерном при наличии вращения. Аналогическая задача для вращающихся систем рассматривается в [4]. В этой работе, в отличие [3], мы рассмотрим случаи, когда система вращается с постоянной угловой скорости Ω . Предполагаем, что поле скоростей представляется в виде

$$\left. \begin{aligned} u &= u_0 \pm \alpha\sqrt{S+2h} + \Omega y \\ v &= v_0 \pm \beta\sqrt{S+2h} - \Omega x \\ w &= w_0 \pm \gamma\sqrt{S+2h} \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Предположим, что для функции α, β, γ справедливо равенство

$$\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 = 1.$$

Известен для таких систем интеграл Якоби

$$\frac{u^2+v^2+w^2}{2} - \frac{\Omega^2(x^2+y^2)}{2} - U(x, y, z) = h, \quad (10)$$

Проверкой условие существования такого поля скоростей, дает общую форму потенциала

$$U = \frac{1}{2}[(\text{grad}\Phi)^2 + U_0(L) + \Omega(y\frac{\partial\Phi}{\partial x} - x\frac{\partial\Phi}{\partial y})]. \quad (11)$$

В ротационной симметрии имеем

$$L = L(r, z), \quad \text{где } r = \sqrt{x^2 + y^2}.$$

Получены выражения для неизвестных функций получили следующие выражения ψ, L и Φ

$$r \sin\psi - z \cos\psi = f'(\psi). \quad (12)$$

$$L = \int (\cos\psi dr + \sin\psi dz) = r \cos\psi + z \sin\psi + f(\psi) \quad (13)$$

$$\Phi = F(\psi, \theta) + C, \quad (C = \text{const.}) \quad (14)$$

где $F(\psi, \theta)$ – некоторая произвольная функция.

Заключение. Таким образом эта частная задача полностью решена. ψ определяется из (12), L и Φ соответственно из (13) и (14) тогда из (11) можем найти класс потенциалов, допускающих поле скоростей (9), хотя и не самый общий. В принципе, ротационная симметрия для L не обязательна, но для таких несимметричных $L(x, y, z)$ выкладки существенно сложнее. Однако рассмотренный случай должен представлять определенный интерес, поскольку в нем сохраняются некоторые динамические черты ротационно-симметричных систем. Наш случай дает, соответственно, своеобразное обобщение таких симметричных моделей.

По определению локальный интеграл не позволяет найти траекторию, но это возможно посредством решения системы дифференциальных уравнений

$$\frac{dx}{u} = \frac{dy}{v} = \frac{dz}{w} = dt,$$

где u, v, w как функции координат берутся из (8) или (9), что облегчает решения исходной системы 6-го порядка.

Благодарность. Автор выражает свою признательность д.-ф. м. н. Ахунуову Т.А. за обсуждение данной статьи. Работа выполнена в рамках гранта FZ-20200929344.

ЛИТЕРАТУРА

1. Антонов В.А. «Локальный квадратичный интеграл в звездной динамике», Вестник ЛГУ, №19, 1981
2. Antonov V.A., Shamshiev F.T. «Local integrals and the plane motion of a point in rotating systems», *Celest. Mech. And Dyn. Astron.*, v.56, p.451, 1993
3. Антонов В.А., Шамшиев Ф.Т. «Специальный класс потенциалов, допускающих локальный интеграл», *Астрономический журнал*, 1992, т.69, вып. 5, стр. 971-977.
4. Shamshiev F.T. «On The Potential of a Rotating Bar of Regular Galaxies», *Journal of The Korean Astronomical Society*, 29, pp. 73-74, 1996



UDC:537.534.8

Bahrom EGAMBERDIEV,

Professor of the Federal State Budgetary Higher Educational Institution of the National Research University "MEI" in Tashkent

E-mail: bahrom_prof@mail.ru

Amin MALLAEV,

Director of the National Center for Training Pedagogues in New Methods of Kashkadarya Region, associate professor

Shohruh SAYFULLOEV,

National University of Uzbekistan, PhD

TSTU professor, f.-m.f.d. Under the review of Q.P. Abdurahmanov

STUDY OF THE DISTRIBUTION PROFILE OF ION- IMPLANTED IN SILICON AND INFLUENCE THERMAL ANNEALING ON THE STRUCTURE OF IRON SILICIDES

Annotation

The paper presents the results of studies of the distribution profiles of implanted iron atoms in silicon depending on the irradiation dose and annealing temperature by the RBS method. The obtained results confirm similar data obtained by SIMS. The influence of thermal annealing on the distribution of iron and other impurities, in particular oxygen, has been studied. The possibility of using the RBS method for the analysis of the concentration distribution and the interaction of impurities with each other is presented. At the same time, the crystal structure of the surface and the electrophysical properties of ion-doped layers were studied.

Key words: impurity, iron, silicon, thermal annealing, doping depth, concentration distribution, ion implantation.

ИЗУЧЕНИЕ ПРОФИЛЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИОНОВ, ИМПЛАНТИРОВАННЫХ В КРЕМНИЙ И ВЛИЯНИЯ ТЕРМИЧЕСКОГО ОТЖИГА НА СТРУКТУРУ СИЛИЦИДОВ ЖЕЛЕЗА

Аннотация

В работе представлены результаты исследования профилей распределения имплантированных атомов железа в кремнии в зависимости от дозы облучения и температуры отжига методом RBS. Полученные результаты подтверждают аналогичные данные, полученные методом ВИС. Изучено влияние термического отжига на распределение железа и других примесей, в частности кислорода. Представлена возможность использования метода RBS для анализа распределения концентрации и взаимодействия примесей друг с другом. Одновременно изучалась кристаллическая структура поверхности и электрофизические свойства ионно-легированных слоев.

Ключевые слова: примесь, железо, кремний, термический отжиг, глубина легирования, распределение концентрации, ионная имплантация.

KREMNIYGA ION IMPLANTATSIYA QILINGAN IONLARNING TARQALISH PROFILINI O'RGANISH VA TERMIK TOBLANISHNI TEMIR SILITSIDLARINING TUZILISHIGA TA'SIRI

Annotatsiya

Maqolada RBS usulida nurlanish dozasi va toblanish haroratiga qarab kremniyda implantatsiya qilingan temir atomlarining tarqalish profillarini o'rganish natijalari keltirilgan. Olingan natijalar IIMS tomonidan olingan o'xshash ma'lumotlarni tasdiqlaydi. Termik toblanishning temir va boshqa kirishmalarning, xususan, kislorodning tarqalishiga ta'siri o'rganildi. Konsentratsiyani taqsimlash va kirishmalarning bir-biri bilan o'zaro ta'sirini tahlil qilish uchun RBS usulidan foydalanish imkoniyati taqdim etilgan. Shu bilan birga, sirtning kristall tuzilishi va ionli qatlamlarning elektrofizik xususiyatlari o'rganildi.

Kalit so'zlar: kirishma, temir, kremniy, termik toblanish, legirlangan chuqurlik, konsentratsiyaning taqsimlanishi, ion implantatsiyasi.

Introduction. Currently, ion implantation is a key stage in the technology of creating integrated circuits and many other semiconductor devices. In a narrow sense, ion implantation is a technological method of introducing accelerated ions into a solid target for the purpose of doping it. In a broad sense, this term means a scientific and technical direction located at the intersection of solid state physics, radiation physics, non-equilibrium thermodynamics, physical chemistry, mathematical statistics, using the achievements of vacuum technology and high voltage technology, the purpose of which is to control the properties of materials using ion beams; here, the introduction of ions is an episode in a long chain of processes occurring in a solid both directly during implantation and during its after-relaxation.

The greatest successes of ion implantation has been achieved in the field of planar technology of semiconductor devices and integrated circuits. The rapid development of microelectronics in recent decades is related to ion implantation to a large extent.

Implantation of silicon with iron, cobalt and nickel ions is used to create magnetic Nano clusters and metal silicide's [1–4]. Composite materials based on magnetic nanoclusters are used in the development of new information storage elements [5]. Metal silicide's are also used as materials for contacts and interconnects of integrated circuits. Thus, in silicon doped with elements of transition groups, in particular iron, a number of physical phenomena of scientific and practical interest are observed [5–6].

Ion implantation, depending on the dose and energy of irradiation, leads to a significant change in the composition,

structures, and properties of semiconductor materials. In this regard, silicon single crystals doped with iron ions with the energy $E=20\div 40$ keV are of special interest because at low doses of irradiation ($D < 10^{15}$ cm $^{-2}$) of high concentrations which is impossible to obtain by thermodiffusion method; at high doses of ions the metal silicide's with new physical properties are formed. However, such silicide's are currently obtained by MBE and SPE methods. Obtaining hidden conducting films of iron silicide's by ion implantation and studies of their physicochemical, electrophysical properties are still under development.

The purpose of the present study was to investigate the distribution profiles of implanted iron atoms in silicon as a function of the irradiation dose and annealing temperature.

Experimental technique. In this paper we present a number of new original results on the properties of the effect of annealing on the crystal structure of the surface of silicon doped with iron ions. Choice of iron as a compensating impurity is due to the fact that in a wide temperature range, the state of impurity atoms in the silicon lattice is quite stable (100-450 $^{\circ}$ C) and respectively parameters of silicon doped with it.

Experimental studies of concentration distribution profiles of iron atoms implanted in silicon with energy of $E_0 = 40$ keV with irradiation dose variation in the range of $10^{15}\div 10^{17}$ ion/cm 2 were carried out. KDB silicon with specific resistance $\rho = 10$ Ohm·cm was used as a starting material, the studies were carried out using the methods of secondary ion mass spectrometry, Rutherford backscattering and electron Auger microscopy methods.

Results and its discussion

Figure 2 shows the backscattering spectra of He $^{+}$ ions from a Si(111) single crystal implanted with Fe $^{+}$ ions at a dose of 10^{15} to 10^{17} ions/cm 2 .

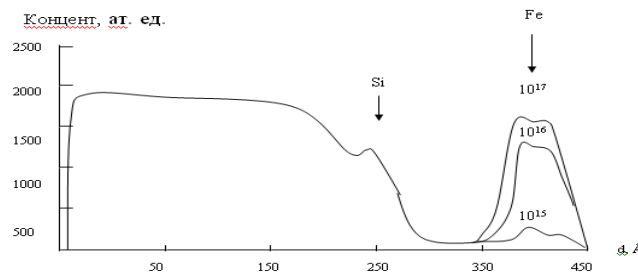


Figure 1. RBS spectr of He $^{+}$ ions on Si single crystal doped with 40 keV Fe ions and irradiation doses of 10^{15} - 10^{17} ion/cm 2 .

Figure 2 shows that the characteristic of Fe begins to appear in the spectrum at a dose of $D \approx 10^{15}$ ion/cm 2 . At the same time, the crystal structure of the surface and the electrophysical properties of ion-doped layers were studied.

The results of the experiments showed that at $D \leq 10^{15}$ ion/cm 2 , there is still no noticeable disordering of the near-surface layers, and the concentration of electroactive Fe atoms does not exceed $\sim 5 \cdot 10^{13}$ cm $^{-3}$. Increasing the dose to $5 \cdot 10^{15}$ ion/cm 2 practically does not lead to an increase in the concentration of electroactive Fe atoms. In this case, the near-surface region is partially disordered, and the backscattering peak from Fe becomes clearer and more intense. At an irradiation dose of $D \approx 10^{16}$ ion/cm 2 , amorphization of the near-surface layer and a significant increase in the Fe peak occur, and Fe + Si cluster phases begin to appear in some areas of the ion-doped layer. These changes occurred up to a dose of $(8\div 10) \cdot 10^{16}$ ions/cm 2 . A further increase in the dose does not lead to a noticeable change in the relative intensity of the Si and Fe peaks. Therefore, the dose $D \approx 10^{17}$ ion/cm 2 can be taken as a saturation dose.

In the above case, the highest concentration of electroactive atoms reached up to $5 \cdot 10^{14}$ cm $^{-3}$. Of interest is the nature of the depth distribution of metal atoms in Si as a function of the irradiation dose. At medium radiation doses ($D \approx 10^{15}\div 10^{16}$ cm $^{-2}$), the distribution profile has a very complex shape with several maxima. As an example, Fig. 3 shows the depth dependence of Fe and Si concentrations for an ion dose $D \approx 10^{16}$ ion/cm 2 . Figure 3 shows that the concentration of Fe on the surface in the region of the first maximum ($d \approx 100$ Å) reaches up to 25÷30%.

Most of the implanted atoms are located in the near-surface region up to a depth of $d \approx 300$ Å. At $d \approx 400$ Å the iron concentration sharply decreases with increasing d , and at a depth of

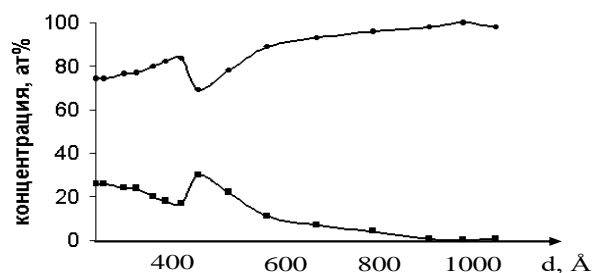


Figure 2. Fe distribution profiles in Si with 40 keV energy and of 10^{16} ion/cm 2 dose.

800 ÷ 850 Å its value does not exceed 1÷2%. At high doses of irradiation ($D > 10^{17}$ ion/cm 2) instead of a few one maximums one maximum appears, and iron concentration on the surface sharply decreases. The latter can be explained by an increase in the sputtering rate of surface atoms. At $D \approx 10^{17}$ ion/cm 2 , the distribution of Fe has a Gaussian form, the maximum is formed in the near-surface layers $d \approx 400 \div 450$ Å. The iron content in a maximum is equal $\sim 30\div 35$ %. Further increase in a dose of ions leads to displacement of a maximum towards a surface its broadening.

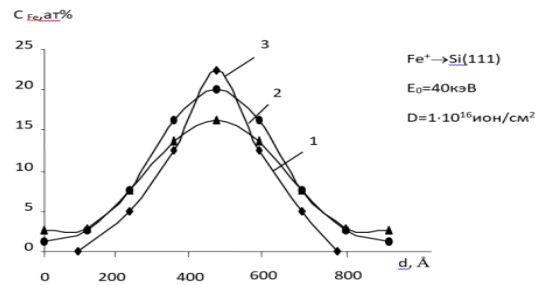


Figure 3. Distribution profiles of electroactive Fe atoms in Si with an implantation dose $1 \cdot 10^{16}$ ion/cm²: 1-room temperature; 2- $T=800^{\circ}\text{C}$; 3- $T=1000^{\circ}\text{C}$.

It is connected as with intensive pulverization of surface layers, and with increase in density of near-surface layers owing to formation of metal silicides. At the same time, the concentration of iron in the region of a wide maximum was 35÷40%. In these layers, compounds of the FeSi₂ type were formed predominantly [7–12]. Figure 4 shows the dependence of $C_{\text{Fe}}(d)$ irradiated after heating at different temperatures Si(111) doped with ions of Fe⁺ с $D=10^{16}$ ion/cm².

It can be seen that after annealing at $T=800^{\circ}\text{C}$ the concentration of electrically active iron atoms in the region of the maximum increases by 1.3 times. Increase of temperature up to 1000°C . led to increase of iron concentration in the maximum up to 20%. In case of silicon alloyed with $D=10^{17}$ ion/cm² after heating the dependence $C_{\text{Fe}}(d)$ gets the P-shaped form. At $T=1000^{\circ}\text{C}$ in these layers are formed FeSi₂ compounds with strict stoichiometry, which has a monocrystalline structure. Starting from $T=1100^{\circ}\text{C}$ temperature increase leads to the decomposition of FeSi₂ film and evaporation of its components from the surface. The heat treatment carried out by a special procedure in the temperature range $T=600\div 1200^{\circ}\text{C}$ shows that at 600°C appreciable activation of the iron atoms can be seen, as indicated by an increase in the surface resistivity of the samples. During isothermal annealing regardless of the temperature, the implantation efficiency increases as the implantation increases as the implantation dose increases. At the same time, the crystal structure of the surface and the electrophysical properties of the ion-alloyed layers were studied. Figure.5 shows the electronic patterns obtained from the Si surface before ion-alloying, after ion-alloying, and after heat treatment at different temperatures.

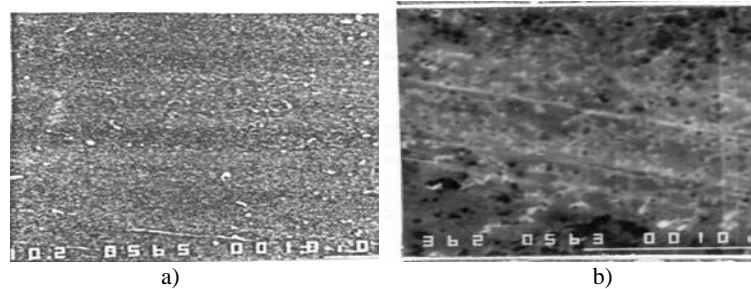


Figure 4. Electron microscopic image of pure silicon surface (a) and Fe⁺ ion-alloying silicon surface (b).

As can be seen from the figure, in the case of pure silicon the electronic pattern is solid and uniform, since the samples were ground and polished (Figure 5, a). After ion doping, depending on the irradiation dose and the type of ions, the electronic pattern changes significantly. The pattern changes from a smooth surface to a rough or matte pattern (Figure 5, b).

Temperature annealing greatly affects the condition of the implanted samples. At small values of irradiation doses and thermal annealing in the case of Fe up to 800°C there are no significant changes in the electronic pattern. At temperature 800°C and above in the picture some rimmed areas characteristic for monocrystals are observed. Elemental analysis of these edgings by electron Auger spectroscopy showed that they consist mainly of Si and Fe atoms and partially oxygen. The amplitude state of the Auger peaks of silicon and iron allows us to argue that these areas are silicides of the FeSi₂ type. Similar patterns are observed in the case of Fe at a radiation dose of 10^{16} ion/cm² Fe ions edged regions appear at 800°C and higher (Figure 6).

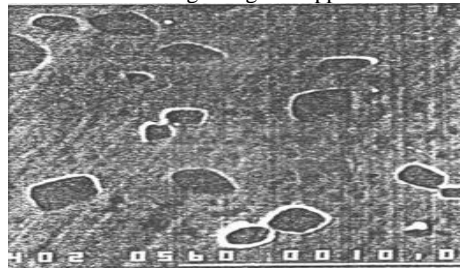


Figure 5. The electron microscopic image of the surface irradiated by Fe⁺ ions with a dose of 10^{16} ion/cm², after thermal annealing at 800°C .

The results of these experiments prove that complex surface processes depend on the type, temperature, and dose of alloying impurities [13–20]. Completely different results are obtained when silicon samples are doped with large doses. Figure 7 shows electronic patterns of silicon doped with Fe ions with a dose of 10^{17} ion/cm² after annealing at 800°C . As can be seen from figure 7, rimmed areas as if merged, forming a continuous layer in the form of a single crystal with a large number of defects.

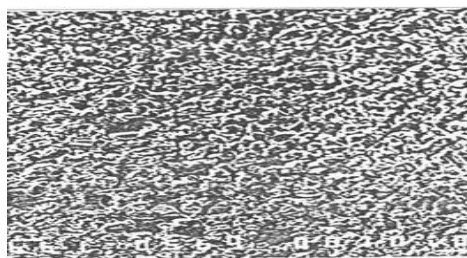


Figure 6. The electron - microscopic image of the surface doped with Fe^+ with a dose of 10^{17} ion/cm² after thermal annealing at 800 °C.

Conclusion. The results of the study of distribution profiles of iron in silicon after various heat treatments, choosing the temperature and duration of annealing for each dose of radiation, showed that it is possible to achieve a uniform distribution of iron in the crystal volume up to a certain depth.

The analysis of the obtained data confirms that during ion implantation, the maximum distribution of iron both on the surface and in the volume of the sample changes mainly due to the change in oxygen concentration. The introduction of iron ions into silicon displaces oxygen atoms.

The above assumption is justified in the case when oxygen in the silicon crystal is in the free interstitial state. The process of ion implantation affects not only the state of oxygen, but also the state of other defects.

The results are in good agreement with similar data obtained by SIMS methods. The possibility of using the RBS method to analyze the concentration distribution of alloying compounds and the interaction of mixtures was noted.

REFERENCES

1. Gerasimenko.N.N., ParkhomenkoYu.N. Silicon as material for nanoelectronics, // Technosfera, M. 2007.352P.
2. Biesinger M.C., Payne B.D., Grosvenor A.P., Lau L.W., Gersonb A.R., Smart R. Resolving surface chemical states in XPS analysis of first row transition metals, oxides and hydroxides: Cr, Mn, Fe, Co and Ni // Appl. Surf. Sci. – 2011. – V. 257, No. 7. – P. 2717–2730. – doi: 10.1016/j.apsusc.2010.10.051.
3. Pronin I.I., Gomonova M.V., Solovyev S.M., VilkoV.O.Yu., Vyalix D.V.// Condensed Matter Physics Journal, 53, 573 (2011).
4. Gomonova M.V., Pronin I.I. Journal of Technical Physics 81, 6, 120, (2011).
5. Lopatin O.M. Ion implantation of minerals and their synthetic analogs // Saabruken: Publishing House LAP. 2011. – 206 P.
6. Гелд П.В., Сидоренко Ф.А. Силициды переходных металлов IV периода. // – М.: Металлургия, 1971, с.584.
7. Лифшиц В.Г. Электронная структура и силициды образования в тонких плёнках переходных металлов на кремнии // Preprint, 1984, с.260.
8. Эгамбердиев Б.Э. «Электронно-спектроскопическое исследование физических свойств эпитаксиальных комбинаций и ионно- имплантированных слоёв в кремнии». Докторская диссертация – М, 2003, S 243.
9. Эгамбердиев Б.Э., Абдугаббаров М. Изучение некоторых особенностей профилей распределения имплантированных атомов Mn, Fe и Ni в Si // Вестник ТГТУ, 1994., Т.1-2., S.39-44.
10. Эгамбердиев Б.Э., Маллаев А.С. Кремниевые силицидные структуры на основе ионного легирования. // Т.:изд. «Наука и технология» 2019г. 168с.
11. Egamberdiev B.E., Rakhmanov A.T., Mallaev A.S., Rozikov S. Research by method of Rutherford backscattering distribution of ion-implanted atoms of Fe in Si. // Science and world.2018. 1(53).vol.1.p.57-60
12. Miquita D.R., Paniago R., Rodrigues W.N., Moreira M.V., Pfannes H.-D., Oliveira A.G. Growth of (3-FeSi₂ layers on Si(III) by solid phase and reactive deposition epitaxies. // Thin Solid Films. 2005. V. 493. P. 30 - 34.
13. Эгамбердиев Б.Э., Маллаев А.С., Тошев А.П. Особенности электронной структурой ионно-имплантированных слоёв Ni, Fe и Co в кремнии. //Международная конференция. Россия 2009, Томск, pp. 77-80.



UDK:535.525

Мохинур ЭЛБОЕВА,

Базовый докторант, Институт ионно-плазменных и лазерных технологий

Email: elboevatoxinur1990@gmail.com,

Фархад АХМЕДЖАНОВ,

Заведующий лабораторией, Институт ионно-плазменных и лазерных технологий, – д.ф.-м.н., доцент

Рецензент: Институт химии и физики полимеров АНРУз., д.ф.-м.н. с.н.с., Н.Аиууров

ANISOTROPY OF ACOUSTO OPTICAL PROPERTIES IN $PbMoO_4$ CRYSTALS WITH NEODYMIUM ADMIXTURE

Annotation

The anisotropy of the efficiency of Bragg diffraction of light by longitudinal acoustic waves propagating along the [100] and [001] directions in pure and neodymium-doped lead molybdate crystals has been studied. The Nd impurity concentration was approximately 0.2 mol%. The Dixon method was used to determine the effective photoelasticity constants (p_{eff}) and the corresponding acousto-optical quality factors (M_2) for various directions of polarization of incident light. The velocity of acoustic waves was determined by measurement the angle of Bragg diffraction on these waves. It is shown that in pure and doped lead molybdate crystals there is a dependence of the p_{eff} and M_2 on the direction of propagation of the acoustic wave and the polarization of the incident light.

Keywords: Bragg light diffraction, coefficient of acousto-optical quality, lead molybdate crystals, neodymium impurity, photoelastic constants.

АНИЗОТРОПИЯ АКУСТООПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ В КРИСТАЛЛАХ $PbMoO_4$ С ПРИМЕСЬЮ НЕОДИМА

Аннотация

Исследована анизотропия эффективности Брэгговской дифракции света на продольных акустических волнах, распространяющихся вдоль направлений [100] и [001], в чистых и легированных неодимом кристаллах молибдата свинца. Концентрация примеси Nd составляла примерно 0,2 мол %. Методом Диксона определены эффективные константы фотоупругости и соответствующие M_2 для различных направлений поляризации падающего света. Скорость акустических волн определялась путем измерения угла Брэгговской дифракции на этих волнах. Показано, что в чистых и легированных кристаллах молибдата свинца существует зависимость $p_{эфф}$ и M_2 от направления распространения акустической волны и поляризации падающего света.

Ключевые слова: Брэгговская дифракция света, коэффициент акустооптического качества, кристаллы молибдата свинца, примесь неодима, фотоупругие константы.

NEODIMIY ARALASHMALI $PbMoO_4$ KRISTALLARIDA AKUSTO-OPTIK XUSUSIYATLARNING ANIZOTROPIYASI

Annotatsiya

Sof va neodimiy qo'shilgan qo'rg'oshin molibdati kristallarida [100] va [001] yo'nalishlar bo'ylab tarqaladigan bo'ylama akustik to'lqinlar orqali Bragg yorug'lik difraksiyasi samaradorligining anizotropiyasi o'rganildi. Nd konsentratsiyasi taxminan 0,2 mol% edi. Fotoelastiklikning doimiylari va tushayotgan yorug'lik qutblanishining turli yo'nalishlari uchun mos keladigan akustooptik sifat koeffitsientini aniqlash uchun Dikson usuli ishlatilgan. Akustik to'lqinlarning tezligi ushbu to'lqinlardagi Bragg difraksiyasining burchagini o'lchash orqali aniqlandi. Sof va aralashmali qo'rg'oshin molibdat kristallarida p_{eff} va M_2 ning akustik to'lqinning tarqalish yo'nalishiga va tushayotgan yorug'likning qutblanishiga bog'liqligi ko'rsatilgan.

Kalit so'zlar: Bragg yorug'lik difraksiyasi, akustooptik sifat koeffitsienti, qo'rg'oshin molibdat kristallari, neodimiy aralashma, fotoelastik konstantalar.

Introduction. The study of the photoelastic characteristics of crystals and the anisotropy of their acousto-optic properties, in addition to being of fundamental interest, is important for determining the most efficient crystal cuts used as working media and optimizing the parameters of acousto-optic devices. According to the generalized theory of the photoelastic effect [1, 2], the experimental determination of the values and signs of the components of the photoelastic tensor in gyrotropic crystals is a rather difficult task, since the contribution of the asymmetric part of the photoelastic tensor due to spatial dispersion can be significant.

As shown in [1, 2], even within the framework of the Pockels model, to find directions in a crystal that provide the maximum value of the p_{eff} , it is necessary to solve a system of 21 nonlinear equations of the fourth, third, and second order with high-rank tensors. In this regard, the photoelastic properties of crystals are usually considered for a specific geometry of the acousto-optic interaction and certain cross sections of crystals [3-7]. The symmetry of the crystal can simplify the problem. As found in [4], for cubic crystals the ant symmetric parts p_{ijkl} of the photoelastic tensor are equal to zero and the expressions for the components of the photoelastic tensor are simplified.

To describe the photoelastic properties of materials in addition to the photoelastic coefficients p_{ijkl} , the coefficient of acousto-optical quality of the material M_2 introduced by Dixon [8] is used as a characteristic of the efficiency of Bragg

diffraction by acoustic waves. This quality factor determines the intensity of diffracted light in a given material, regardless of the size of the piezoelectric transducer and acoustic power.

The expression for this quality coefficient in the case of an anisotropic medium can be written in the form [2, 4]:

$$M_2 = \frac{n_1^3 n_2^3 p_{eff}^2}{\rho V^3}, \quad (1)$$

where n_1 and n_2 are the refractive indices of the incident and diffracted light, respectively, ρ is the density, V is the velocity of the acoustic wave, p_{eff} is the effective photoelastic constant, that is the convolution of the components of the photoelasticity tensor p_{ijkl} of the crystal under consideration by the normalized polarization vectors of the incident and diffracted light α, β and the propagation direction and polarization vector of the acoustic wave κ and γ , respectively [2, 5]:

$$p_{eff} = p_{ijkl} \alpha_i \beta_j \gamma_k \kappa_l \quad (2)$$

As can be seen from formulas (1) and (2), the coefficient M_2 depends on the chosen geometry of light diffraction on sound and allows a comparative assessment of the acousto-optic properties of different materials. In particular, by changing the direction of the polarization of the incident light relative to the wave vector and the polarization of the acoustic wave, one can influence the value of the effective photoelastic constant and, ultimately, control the efficiency of the Bragg light diffraction. Such experiments also make it possible to identify the most optimal geometries for obtaining the highest intensity of diffracted light with help of some crystals.

Using various geometries of the acousto-optic interaction, it is possible to obtain directly from the experiment a set of absolute values of p_{eff} , which, according to expression (2), will be equal to certain combinations of the components of the Pockels photoelastic tensor. With the help of several such combinations, one can also determine the independent components of the photoelastic tensor in the matrix notation $p_{\alpha\beta}$ [2, 5]. In this work, the photoelastic properties of pure and impurity PbMoO₄ crystals, which are widely used as a working active medium in acousto-optic devices [3–7] have been studied. In particular, the influence of the neodymium impurity in these crystals on the acousto-optic quality factor M_2 was studied.

Materials and Methods.

The experiments were carried out on pure and neodymium-doped PbMoO₄ samples. The Nd impurity concentration was approximately 0.2 mol%. The samples were oriented along the [100] and [001] crystallographic axes. The measurements were carried out by the Bragg light diffraction on longitudinal acoustic waves [9]. X-cut quartz piezoelectric transducers were used to excite the acoustic waves in frequency range from 0.4 up to 1.6 GHz. The light source was a helium-neon laser ($\lambda_0=632.8$ nm). The direction of polarization of the light beam incident on the sample relative to the wave vector and polarization of the acoustic wave was determined using a polarization analyzer [9].

Pulses of diffracted light were received using a photomultiplier, which reliably registers signals in the case of observation of light diffraction in samples having a sufficiently large length. This is due to the fact that in such samples the time interval between the received signals is quite large and the photomultiplier has time to recover to receive the next optical signal due to Bragg light diffraction. In this case, the relative intensities are determined, which is equivalent to measuring the amplitudes of electrical signals at the output of the photomultiplier, which are proportional to the intensity of the diffracted light at its input.

To determine the effective photoelastic constants, a modified Dixon-Cohen method was used, which consists in comparing the intensity of light diffracted by an acoustic wave in the sample under study and in the reference sample, the photoelastic constants of which are known [8]. The circuit is shown in Figure 1. In this method, piezoelectric transducers (3) are glued to both the reference sample (1) and the studied sample (2).

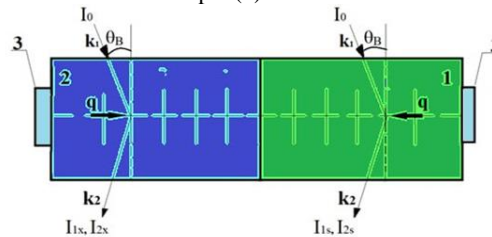


Figure 1. Scheme for determining photoelastic constants by modified Dixon method.

When acoustic waves were excited from the reference side, the values of the intensity of light diffracted in the reference I_{1s} and the studied sample I_{1x} were measured. Then, acoustic waves were excited from the side of the sample, and again the light intensities were measured in the sample, I_{2x} , and in the reference sample I_{2s} . A sample of fused quartz was used as a reference sample, for which the coefficient of acousto-optical quality M_2 upon light diffraction on a longitudinal acoustic wave was taken equal to $1.56 \cdot 10^{-15} \text{ s}^3/\text{kg}$ [4]. Acoustic contact of the sample with the reference sample was carried out using epoxy resin.

The value of the effective photoelastic constant for each studied geometry of the Bragg light diffraction was determined from the relation [8]:

$$\left[\frac{p_{eff}^2 n^6}{\rho V^3} \frac{n^2}{(n+1)^4} \right]_x = \left[\frac{p_{eff}^2 n^6}{\rho V^3} \frac{n^2}{(n+1)^4} \right]_s \left(\frac{I_{1x} I_{2x}}{I_{1s} I_{2s}} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (3)$$

where ρ is the density of the crystal; n is the refractive index of light; V is the velocity of the acoustic wave, I_{1x} and I_{1s} are the intensities of light diffracted, respectively, in the studied sample and the standard reference sample, during the propagation of an acoustic wave from the reference to the studied sample; while I_{2x} and I_{2s} are the corresponding intensities of diffracted light during the propagation of an acoustic wave from the sample to the standard sample.

The Dixon method is a dynamic method for measuring photoelastic constants and, therefore, allows only the absolute value of these constants to be determined. However, if measurements are carried out for different directions of propagation of

acoustic waves and for different polarizations of light, then in some cases it is possible to determine the relative sign of the photoelastic constants.

In equation (3) the designations "s" and "x" indicate, respectively, characteristics of the standard reference or studied samples. The accuracy of determining the effective photoelastic constants was approximately 20%. The values of density and refractive index required for the calculation for lead molybdate crystals were used from [6]. The accuracy of determining the value of M_2 with respect to the standard reference sample was approximately 20%. Note that in expressions (2) and (3), it is assumed that light propagates perpendicular to the wave vector of elastic waves, which is performed with sufficient accuracy in the case of Bragg light diffraction at not very high frequencies of acoustic waves (approximately no more than 1 GHz). For diffraction with rotation of the plane of polarization in optically anisotropic crystals, this condition, strictly speaking, is not satisfied.

The velocity of acoustic waves along the [100] and [001] crystallographic axes required for calculation was determined from the Bragg light diffraction angle on these waves [2, 8]:

$$V = \frac{\lambda_0 \nu}{2 \sin \theta_B}, \quad (4)$$

where ν is the linear frequency of the acoustic wave, and θ_B is the outer angle of Bragg diffraction. The accuracy of determining the velocity of the acoustic wave depends on the accuracy of the angle measurement and was about 0.2%.

Results and discussion.

Based on the measured intensities of diffracted light in pure and neodymium-doped lead molybdate samples, the effective photoelastic constants p_{eff} and the acousto-optical quality factor M_2 were calculated for various directions and polarizations of light and acoustic waves. Calculations were carried out using experimentally obtained values of the velocity of longitudinal acoustic waves, relationships (1) and (3), as well as data on the density and refractive indices of lead molybdate from [5, 6]. Two geometries of Bragg light diffraction were considered. In the first case, the polarization of the light incident on the crystal was parallel to the wave vector of the acoustic wave, and in the second, it was perpendicular to it. The calculation results are presented in table. 1.

Table 1. Acousto-optic quality factor and photoelastic constants of pure and neodymium-doped $PbMoO_4$ crystals ($\lambda_0=632.8$ nm), $k \parallel [010]$

Crystal	\mathbf{q}	$\boldsymbol{\gamma}$	$\boldsymbol{\beta}$	p_{eff}	$M_2, 10^{15} \text{ s}^3/\text{kg}$
PbMoO ₄	[100]	[0.98 0.18 0]	[001]	0.18	9.5
	[100]	[0.98 0.18 0]	[100]	0.26	27.3
	[001]	[001]	[100]	0.27	38.8
	[001]	[001]	[001]	0.29	32.5
PbMoO ₄ : 0.2mol.Nd	[100]	[0.98 0.18 0]	[001]	0.12	4.4
	[100]	[0.98 0.18 0]	[100]	0.19	15.2
	[001]	[001]	[100]	0.21	22.9
	[001]	[001]	[001]	0.24	21.7

In the table1 the wave vectors \mathbf{q} and \mathbf{k} indicate the crystallographic direction of propagation of the acoustic and light waves, respectively, $\boldsymbol{\gamma}$ and $\boldsymbol{\beta}$ are the direction of polarization of the acoustic and incident light waves, respectively. From the table 1 it can be seen that in both pure and doped $PbMoO_4$ crystals there is a dependence of the effective photoelastic constant and acousto-optical quality factor on the direction of propagation of the acoustic wave and the polarization of the incident light. Moreover, for all considered geometries of Bragg light diffraction, the values of the acoustooptic characteristics in lead molybdate crystals with neodymium impurity are noticeably lower than in nominally pure crystals. In lead molybdate crystals doped with neodymium, the acousto-optical quality factor during light diffraction on longitudinal acoustic waves along the [001] axis becomes approximately five times greater than for the same waves along the [100] axis if the polarization of the incident light is perpendicular to the vector of the acoustic wave.

The observed difference is related to the difference in the polarization of the light interacting with the acoustic waves and, hence, to the difference in the effective photoelastic constants p_{eff} . The rest of the quantities included in relation (2) practically do not differ from each other in all crystals. In particular, doping of crystals practically does not change the propagation velocity of acoustic waves along the crystallographic axes. On Fig. 2 the dependence of the effective photoelastic constant on the direction of polarization of light incident on a $PbMoO_4:0.2Nd$ sample along the crystallographic axis [010] is shown.

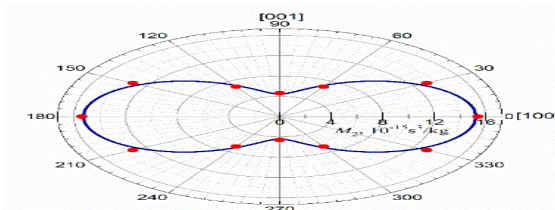


Figure.2. Dependence of the acousto-optical quality coefficient on the direction of light polarization in the (010) plane in the $PbMoO_4:0.2Nd$ crystal. The curved line is the calculation, the dots are the experiment.

It can be seen that the experimental values are in good agreement with the theoretical curve calculated from the expression:

$$p_{eff}^2 = p_{11}^2 \cos^2 \psi + p_{31}^2 \sin^2 \psi, \quad (5)$$

Where ψ is the angle between the light polarization vector and the [100] axis in the (010) plane.

As can be seen from Figure 2, by changing the direction of polarization of the incident light, it is can control the value of the acousto-optical quality coefficient and, accordingly, the efficiency of Bragg diffraction of light. In this case, the intensity of the diffracted light changes approximately four times.

Conclusions.

According to the results obtained, doping of lead molybdate crystals with neodymium impurity noticeably reduces the effective photoelastic constant p_{eff} , especially in the case of diffraction of light polarized along the [001] axis by longitudinal acoustic waves along the [100] axis. The results obtained can be explained if we assume that neodymium ions have a high mobility in the $PbMoO_4$ crystal lattice and their motion is quasi-one-dimensional predominantly along the [001] acoustic axis [10]. Such movement of neodymium ions can partially suppress the photoelastic effect during the interaction of acoustic waves with light polarized in the same direction.

For comparison, in crystals of paratellurite, which is most widely used in acousto-optics, the values of the acousto-optic Q-factor are almost the same as in lead molybdate, except for the anomalously large value of M_2 for a slow transverse wave along [110] direction [11, 12].

REFERENCES

1. T. S. Narasimhamurty, Photoelastic and Electro-Optic Properties of Crystals. Plenum Press, New York and London, (1981) 69-164.
2. E. Dieulesaint, D. Royer, "Interaction of elastic waves with light" In *Elastic Waves in Solids*. Masson & Cie, Paris 1974. Distributed by Wiley, New York, USA, (1980) 313-346.
3. B.G. Mytsyk, A. Erba. N.M. Demyanyshyn, O. Sakharuk, "Piezo-optic and elasto-optic effects in lead molibdate crystals," *Optical Materials*, vol. 62 (2016) 632-638.
4. A. Erba, R. Dovesi, "Photoelasticity of crystals from theoretical simulations," *Phys. Rev.*, vol. 88 (2013) 045121.
5. V.T. Gabrielyan, V.V. Kludzin, S.V. Kulakov, B.P. Razzhivin, "Elastic and photoelastic properties of lead molibdate monocrystals," *Physics of the Solid State (Russia)*, vol. 17 (1975) 603-605.
6. G.A. Coquin, D.A. Pinnow, A.W. Warner, "Physical properties of $PbMoO_4$ relevant to acoustooptic device applications," *Appl. Phys.*, 42 (1971) 2162-2168.
7. Y. Pepe, M. Isik, A. Karatay, N. Gasanly, A. Elmali, "Nonlinear optical absorption characteristics of $PbMoO_4$ single crystal for optical limiter applications," *Optical Materials*, vol. 133 (2022) 112963.
8. R.W. Dixon, M.G. Cohen, "A New Technique for Measuring Magnitudes of Photoelastic Tensors and its Application to Lithium Niobate," *Appl. Phys. Letter* vol. 8 (1966) 205-207.
9. F.R. Akhmedzhanov, J.O. Kurbanov, A.F. Boltabaev, "Attenuation of Acoustic Waves in Single-domain and Polydomain $LiTaO_3$ Crystals," *Sensors & Transducers*, vol. 246, no. 7 (2020) 43-47.
10. Sh.A. Asrarov, E.V. Charnaya, F.R. Akhmedzhanov, V.V. Vorobyov, V.T. Gabrielyan, "Ionic mobility in sodium-doped $PbMoO_4$ crystals," *Solid State Physics (Russia)*, vol.34 (1992) 2225-2228.
11. V.I. Balakshy, A.S. Voloshin, V.Ya. Molchanov, "Influence of acoustic energy walk-off on AO diffraction characteristics", *Ultrasonics*, vol. 59 (2015) 102-108.
12. N. Uchida; Y. Ohmachi, "Elastic and Photoelastic Properties of TeO_2 Single Crystal", *Appl. Phys.*, vol. 40 (1969) 4692-4695



UDK: 546.26.043:535

Shohboz ESANOV,

Ion plazma va lazer texnologiyalari instituti tayanch doktoranti

Email: sh_esanov@yahoo.com

Bobir ASLONOV,

Ion plazma va lazer texnologiyalari instituti tayanch doktoranti,

Akbar SHUKUROV,

Ion plazma va lazer texnologiyalari instituti katta ilmiy xodimi

Urol MAXMANOV

Ion plazma va lazer texnologiyalari instituti, "Optika va spektroskopiya" laboratoriyasi mudiri, f.-m.f.d.

O'zbekiston Milliy universiteti professori, f.-m.f.d Sh. Otajonov taqrizi asosida

BIR O'LCHOVLI C₇₀ FULLEREN NANOSTRUKTURALARINING SINTEZI

Аннотация

Ushbu ishda gorizontaal shisha taglik sirtida C₇₀ molekular eritmasining bug'lanayotgan tomchisi hajmida bir o'lchovli filamentli kristalli nanoviskerlarini sintez qilish va ularning geometrik o'lchamlarini nazorat qilish usullari tadqiq etildi. C₇₀ nanoviskerlar geksagonal shaklda yig'ilishga moyilligi, ularning geometrik o'lchamlari va morfologiyasini ham dastlabki tomchidagi C₇₀ fullerenning konsentratsiyasini yoki taglik haroratini o'zgartirish orqali boshqarish mumkinligi aniqlandi.

Kalit so'zlar: C₇₀ fulleren, eritma tomchisi, bug'lanish, nanovisker, morfologiya, elektron mikroskop.

СИНТЕЗ ОДНОМЕРНЫХ НАНОСТРУКТУР ФУЛЛЕРЕНА C₇₀

Аннотация

В данной работе исследованы методы синтеза одномерных нитевидных кристаллических нановискеров в объеме испаряющейся капли молекулярного раствора C₇₀ на поверхности горизонтальной стеклянной подложки и методы контроля их геометрических размеров. Установлено, что нановискеры C₇₀ склонны собираться в гексагональную форму, а их геометрическими размерами и морфологией можно управлять, как изменяя концентрацию фуллерена C₇₀ в исходной капле, так и температуру подложки.

Ключевые слова: Фуллерен C₇₀, капля раствора, испарение, нановискер, морфология, электронный микроскоп.

SYNTHESIS OF ONE-DIMENSIONAL FULLERENE C₇₀ NANOSTRUCTURES

Аннотация

In this work, methods of synthesis of one-dimensional filamentary crystalline nanowhiskers in the volume of evaporating drop of a C₇₀ molecular solution on the surface of a horizontal glass substrate and methods for controlling their geometric dimensions were investigated. It has been established that C₇₀ nanowhiskers tend to assemble in a hexagonal shape, and their geometric dimensions and morphology can be controlled by both changing the concentration of C₇₀ fullerene in the initial droplet or the substrate temperature.

Keywords: Fullerene C₇₀, solution drop, evaporation, nanowhisker, morphology, electron microscope.

Kirish. Hozirgi vaqtda ilm-fan va texnologiyalarning rivojlanishi bilan mikro- va nanoelektronika, quyosh energiyasi, biotibbiyot, farmakologiya, fotonika va nanotexnologiyalarda foydalanish uchun nanostrukturali materiallarga bo'lgan talab ortib bormoqda [1-3]. Xususan, fullerenlar (C₆₀ va C₇₀) molekularidan turli xil organik va noorganik erituvchilardagi eritmalarida yangi va murakkab nanomateriallarni sintez qilishning yangi boshqariladigan usullarini yaratishga qiziqish yanada kuchaydi. O'rtacha diametri <1 nm bo'lgan kvazisferik shakldagi C₇₀ fullereni organizmga zararsiz, antibakterial va yarimo'tkazgich xususiyatlarga ega hisoblanadi [4]. Bu xususiyatlar fullereni antibakterial vositalarda, kosmetika va farmatsevtika qo'shimchalarida, moylash materiallari komponentlari sifatida, turli gazlarni (xususan, vodorodni) saqlashda, yangi turdagi quyosh panellari va elektron qurilmalar elementlari sifatida foydalanish imkonini yaratadi [5-8].

Hozirgi vaqtda yarimo'tkazgich xususiyatli bir o'lchovli nanostrukturalar fan va texnikaning turli jabhalarida keng imkoniyatli materiallar sifatida qaralmoqda [9-10]. Bir o'lchovli nanostrukturalarni sintez qilishning bug' fazada cho'ktirish, molekulyar nur dastasi bilan o'stirish, magnetronda o'stirish, yuqori vakuumda kimyoviy o'stirish, materiallar yuzasini lazer nuri ta'sirida va tezlashtirilgan diffuziyada o'stirish kabi usullari [11-14] mavjud bo'lsada, bu usullar ko'p energiya va vaqt talab qiluvchi, texnik jihatdan esa murakkab hisoblanadi.

Shu bilan birga, fullerenlar asosida bir o'lchovli nanostrukturalarni olish, ularning o'sish mexanizmlari va xususiyatlarini tadqiq qilishga doir ilmiy natijalar natijasida ularni sintez qilishning to'yingan eritmani bug'latish, tezlashtirilgan diffuziya va erituvchilar aralashmasini kimyoviy cho'ktirish kabi usullari ishlab chilgan [15-16]. Fulleren asosli bir o'lchovli supramolekular nanomateriallar (diametri <100 nm) sifatida nanoviskerlar deb ataluvchi strukturalarni ham nazarda tutish mumkin. Binobarin, hozirda nanotexnologiyalarning yanada rivoji uchun C₇₀ fulleren asosida yarimo'tkazgichli nanoviskerlar olishning arzon va samarali usullarini ishlab chiqish zarurati mavjud.

Ushbu ishning maqsadi C₇₀ fullerenning bug'lanayotgan eritmasi tomchisi hajmida filamentli nanoviskerlarni sintez qilish va ularning geometrik o'lchamlarini boshqarishdan iborat.

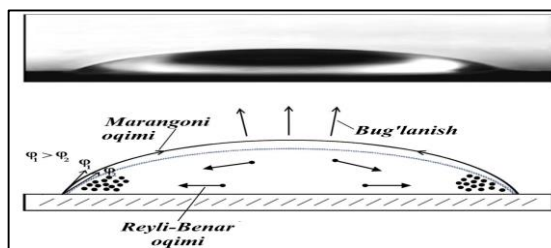
Tadqiqot metodi va reagentlar. Tajribalarda C_{70} fulleren kristall kukuni (sofligi >99,8%) va organik erituvchi orto-ksiloldan (C_8H_{10}) foydalanildi. Barcha reagentlar Sigma-Aldrich (AQSH) ishlab chiqaruvchisidan keltirilgan. Qattiq taglik sifatida K-8 markali optik shishadan (sirt notekisligi <10 nm) foydalanildi. Tajribalarda taglik sirti maxsus plazmalı tozalash qurilmasi (Harrick Plasma, PDC-002, AQSH) yordamida nano o'lchamgacha tozalashdan o'tkazildi.

Germetik yopilgan shisha kolbada "ortoksilol+ C_{70} kukuni" aralashmasi laboratoriya magnit aralashtirgichi (WIGO MS-11H, Polsha) yordamida 1.5 soat davomida ~ 2.5 Gs chastotada uzluksiz mexanik aralashtirish orqali eritildi. So'ngra, C_{70} eritmasi ultratovushli vannada (DC-120H) yordamida 15 daqiqa davomida ultratovushli ta'sir o'tkazildi. C_{70} molekulyar eritmasining tomchilari pipet dozator (VITLAB GmbH, Germaniya) yordamida aniq hajmlarda olib tajribalarda foydalanilgan.

Sintez qilingan C_{70} fulleren nanoviskerlarining morfologik va o'lchamli xususiyatlarini aniqlash uchun yuqori aniqlikdagi skanerlovchi elektron mikroskopidan (JSM-IT200, Yaponiya) foydalanildi. C_{70} fulleren nanoviskerlarining hosil bo'lishi va keyinchalik o'sishining fizik mexanizmlarini o'rganish uchun tasvirlarni uzluksiz yozib oluvchi raqamli kamera bilan jihozlangan, $\times 1000$ kattalashtirish imkoniyatiga ega optik binokulyar mikroskopidan (Motic V1-220A, Ispaniya) foydalanildi.

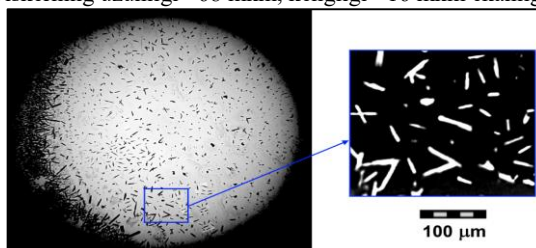
Olingan natijalar va ular muhokamasi. C_{70} fulleren eritmasining bug'lanayotgan tomchisi hajmida sodir bo'ladigan fizik jarayonlar ko'p jihatdan ishlatiladigan erituvchi turi, eritmadagi fulleren konsentratsiyasi va taglik haroratiga bog'liq [17]. Taglik sirtida hosil bo'luvchi nanostrukturalarning strukturaviy va o'chamli xususiyatlarini keltirilgan parametrlar bilan boshqarish mumkin.

C_{70} fulleren molekulyar eritmasining tomchilari mikropipetka yordamida taglik sirtiga o'tkazildi va bunda tomchilar erituvchi to'liq bug'lanib ketguncha tashqi ta'sirlardan himoyalangan. Taglik sirtidagi ishchi eritma tomchisi yarim shar shaklini oladi (1-rasm). Shuni ta'kidlash mumkinki, taglik sirtidagi C_{70} eritmasi tomchisi bug'lanishi davomida tomchilar asosining doimiy yuzasini saqlab qolib, tomchining kontakt burchagi (φ) esa asta-sekin 0 (nol) gradusgacha pasayadi. Erituvchining tomchidan bug'lanish yo'nalishi tomchi sirtining har bir nuqtasiga ortogonal hisoblanadi. Tomchi bug'lanishida uning hajmi va sirt qatlamlarida harakatlantiruvchi kuchlar (Marangoni va Reyli-Benar) kuchli kapillyar oqimlarni yuzaga keltiradi. Natijada taglik sirtida fulleren molekularining o'zaro to'qnashib birlashishlaridan ular asosida turli nanostrukturalar hosil bo'ladi. Tomchidan organik erituvchining bug'lanishi tugagandan so'ng, standart taglik sirtida konsentrik bo'lmagan halqa shaklidagi tuzilmalar hosil bo'ladi, ularning paydo bo'lishi fulleren zarrachalarining o'z-o'zidan yig'ilishi bilan izohlanishi mumkin.



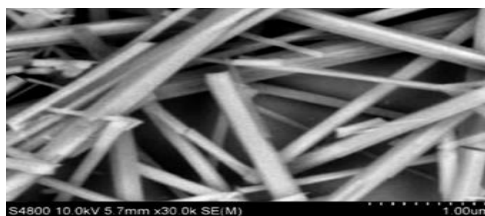
1-rasm. Shisha taglik sirtidagi C_{70} eritmasi mikrotomchisi (diametri ~5 mm) tasviri (tepada) va bug'lanayotgan tomchi ichida paydo bo'ladigan oqimlarning sxematik tasviri (pastda)

2-rasmda shisha taglik sirtida (~28°C haroratgacha qizdirilgan) yangi tayyorlangan C_{70} fulleren molekulyar eritmasi tomchisidan orto-ksilolning bug'lanishida sintezlangan C_{70} nanostrukturalarining optik binokulyar mikroskopda olingan tasviri keltirilgan. Bu holda tomchining asosi bo'ylab "qahva halqasi"ga o'xshash C_{70} nanostrukturalarining zich izi (2-rasmga qarang) qolgan bo'lib, erituvchining kuchli bug'lanishi natijasida sirt va sirtga yaqin qatlamlarining keskin sovishi (harorat gradiyenti) nanostrukturalarning shakllanishi bilan bog'liq bo'lgan ba'zi energiya qiyinchiliklarini yengib o'tishga imkon beradi. Rasmdan ko'rinib turibdiki, sintez bo'lgan C_{70} fulleren strukturasi o'rtacha uzunligi va kengligi mos holda ~50 mkm va ~10 mkm bo'lgan nanovisker shakliga ega. Eng uzun viskerning uzunligi ~68 mkm, kengligi ~16 mkm ekanligini ko'rish mumkin.



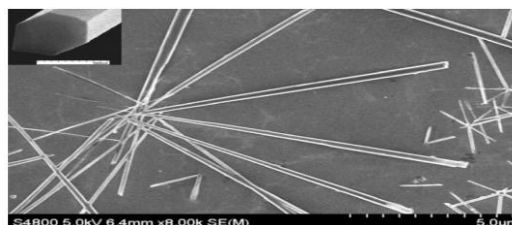
2-rasm. Shisha taglik sirtida orto-ksiloldagi C_{70} molekulyar eritmasining (eritmadagi fulleren C_{70} konsentratsiyasi ~ $3,5 \cdot 10^{-3}$ mol·l⁻¹) bug'langan tomchisi hajmida sintez qilingan bir o'lchovli strukturalarining optik mikroskopik tasviri

Keyingi bosqichda sintez qilingan C_{70} viskerlarining morfologik va geometrik xususiyatlarini skanerlovchi elektron mikroskop (SEM) yordamida tadqiq qilindi. 3-rasmda orto-ksilolning to'liq tabiiy bug'lanishidan so'ng C_{70} eritmasining izolyatsiyalangan tomchisi hajmida sintez qilingan nanoo'lchamli filamentli kristalli viskerlarning SEM tasviri keltirilgan. Bu holda eritmaning boshlang'ich tomchisidagi C_{70} fulleren konsentratsiyasi ~ $1,25 \cdot 10^{-3}$ mol·l⁻¹ ni tashkil etadi. Shunu ta'kidlash kerakki, tomchi bug'lanishida uning hajmi va sirt qatlamlarida paydo bo'ladigan kuchli kapillyar oqimlar natijasida bevosita fulleren zarralarining o'z-o'zidan yig'ilishi va C_{70} filamentlarining sintezi boshlanadi. 3-rasmda olingan C_{70} filamentlarining yuzasi molekular tekis va ularning diametrlari ~40÷200 nm oralig'ida ekanligi aniqlandi. Natijalar C_{70} nanoviskerlarining o'lchamlarini eritmadagi fullerenning dastlabki konsentratsiyasini o'zgartirish orqali o'zgartirish imkonligini ko'rsatdi. Shuni alohida aytib o'tishimiz kerakki, fulleren C_{70} filamentlarining sirt notekisligi <8 nm bo'lganligi ularni yuqori samarali nano va mikro o'lcholi fotovoltaiik tranzistorlar, zamonaviy sensorlar va boshqalarni ishlab chiqarish uchun eng samarali qiladi.



3–rasm. Taglik sirtida C_{70} molekular eritmasining bug‘langan tomchisi hajmida ($T \approx 28^\circ\text{C}$) sintez qilingan nanoviskerlarning SEM tasviri

4-rasmda gorizontal joylashgan shisha taglikning tekis sirtida joylashgan $T \approx 32^\circ\text{C}$ ga qadar qizdirilgan C_{70} fulleren molekulyar eritmasining bir tomchisidan erituvchining bug‘lanishi natijasida olingan C_{70} nanoviskerlarning SEM tasviri keltirilgan. Eritmaning bir tomchisida C_{70} ning belgilangan ($1,8 \cdot 10^{-3} \text{ mol} \cdot \text{l}^{-1}$) konsentratsiyasida taglik haroratining oshishi nafaqat kristalli nanoviskerlarning hosil bo‘lishi va o‘shishining tezlashishiga olib keldi, balki sintezlangan nanoviskerlarning geometrik o‘lchamlari sezilarli darajada o‘sadi. Tajribalar natijalariga ko‘ra C_{70} viskerlarining maksimal uzunligi $\sim 10 \text{ mkm}$ va diametri $\sim 0,55 \text{ mkm}$ qiymatlarga ega bo‘lib (4-rasm), nanoviskerlarning o‘lchamini ishchi eritmada doimiy C_{70} konsentratsiyasida taglik haroratini o‘zgartirish orqali nazorat qilish mumkinligini isbotladi. Shuni ta’kidlash kerakki, shisha taglikda tomchi bug‘lanishi vaqtida fulleren nanozarrachalarining o‘z-o‘zidan yig‘ilishi tufayli C_{70} nanoviskerlarining shakllanishi olti burchakli tartib bilan sodir bo‘ladi. Haqiqatdan ham C_{70} nanoviskerlarining ko‘ndalang kesimi yuzasi olti burchakli shaklga ega (4-rasmga qarang). Shubhasiz, fulleren nanostrukturali viskerlar supramolekular tuzilmalar bo‘lib, ularda Van-der-Vaals va elektrostatik kuchlar bilan bog‘langan fulleren molekulari asosiy rol o‘ynaydi. Bu holda, kollektiv molekulararo o‘zaro ta’sirlar C_{70} nanoviskerlarining yuqori mexanik mustahkamligini ta’minlaydi.



4–rasm. Harorati $T \approx 32^\circ\text{C}$ bo‘lgan shisha taglik sirtida C_{70} molekulyar eritmasining bug‘lanayotgan tomchisi hajmida sintezlangan C_{70} fulleren nanoviskerlarining SEM tasviri

Olingan bir o‘lchovli nanostrukturali fulleren tarkibli materiallar turli yarimo‘tkazgichli qurilmalar, gibril fotovoltaiq qurilmalar, o‘ta sezgir datchiklar va boshqalarni yaratishda amaliy qo‘llanilishini mumkin. Shuningdek, gorizontal tekis taglik sirtida fulleren eritmalarini tomchisidan turli nanostrukturalar va ular asosida yupqa qatlam olish ancha tejamkor va samarali usul hisoblanadi [18].

Xulosa. Shisha taglik sirtida joylashgan C_{70} fulleren eritmalarini tomchilaridan orto-ksilolning bug‘lanish jarayonida C_{70} molekulari o‘z-o‘zini tashkil qilishiga asoslangan nano va mikro o‘lchamdagi viskerlarni sintez qilish usuli taklif qilindi va amalga oshirildi. Sintezlangan nanoviskerlarning geometrik o‘lchamlari va morfologiyalarini eritmada C_{70} fullerenining dastlabki konsentratsiyasini o‘zgartirish orqali yoki taglik haroratini o‘zgartirish orqali nazorat qilish mumkinligi ko‘rsatilgan. Buning asosida fulleren nanoviskerlarining selektiv sintezi amalga oshirildi. Ushbu ish natijalari nano- va mikroelektronika, quyosh batareyasi, chiziqli bo‘lmagan optika, sensorlar va elektromexanika kabi ilovalarda katta imkoniyatlarga ega bo‘lgan nanostrukturali viskerlarning geometrik o‘lchamlarini bashorat qilish va nazorat qilish uchun ishlatilishi mumkin.

ADABIYOTLAR

1. N. Rao, R. Singh, L. Bashambu, *Materials Today: Proceedings*, 44, 608–614 (2020).
2. N. Baig, I. Kammakam, W. Falath, *Materials Advances*, 2 (№6), 1821–1871 (2021).
3. D. Jović, V. Jačević, K. Kuča, I. Borišev, J. Mrdjanovic, D. Petrovic, A. Djordjevic, *Nanomaterials*, 10 (№8), 1508 (2020).
4. U.K. Makhmanov, A.M. Kokhkharov, S.A. Bakhranov, and D. Erts, *Lith. J. Phys.* 60, 194–204 (2020).
5. H. Aoshima, K. Kokubo, S. Shirakawa, M. Ito, S. Yamana, T. Oshima, *Biocontrol Science*, 14 (№2), 69–72 (2009).
6. P. Kamla, K. Manish, M. Shashi Kiran, K. Beena, K. Nikita, *Micro and Nano Technologies*, 263-285 (2023).
7. A.V. Penkova, S.F.A. Acquah, L.B. Piotrovskiy, D.A. Markelov, A.S. Semisalova, H.W. Kroto, *Russ. Chem. Rev.*, 86 (№6), 530-566 (2017).
8. E. Castro, A.H. Garcia, G. Zavala, L. Echegoyen, *Journal of Materials Chemistry B*, 5 (№32), 6523–6535 (2017).
9. Z. Zhenyu, Z. Rujia, Y. Li, and H. Junqing, *Critical Reviews in Solid State and Materials Sciences*, 36, 148–173 (2011).
10. Machín, K. Fontánz, J.C. Arango, D. Ortiz, J. De León, S. Pinilla, F. Márquez, *Materials*, 14(№10), 2609 (2021).
11. M. Suzuki, K. Hamachi, H. Hideki, K. Nakajima, K. Kimura, C.-W. Hsu, and L.-J. Chou, *Appl. Phys. Lett.*, 99, 223107 (2011).
12. Z. Tang, Y. Han, M. Sun, X. Li, G. Wu, S. Gao, Q. Chen, L. Peng, and X. Wei, *Appl. Nano Mater.*, 1, 3035–3041 (2018).
13. M. Xia, G. Hong-Yan, and I.H. Muhammad, *Appl. Sci.* 10, 252–261 (2020).
14. D.S. Correa, P. Almeida, F.B. Almeida, R. Cardoso, L. De Boni, and C.R. Mendonça, *Photonics*, 4, 4010008 (2017).
15. V.A. Nebol’sin and A. A. Shchetinin, *Inorganic Materials*, 39 (№ 9), 899–903 (2003).
16. M. Knez, *Semiconductor Science and Technology*, 27 (№7), 074001 (2012).
17. S.A. Bakhranov, U.K. Makhmanov, B.A. Aslonov, *Condensed Matter*, 8 (№3), 62-71 (2023).
18. U.K. Makhmanov, A.M. Kokhkharov, S.A. Bakhranov, S.A. Esanov, *Rom. J. Phys.*, 67 (№ 1-2), 601-609 (2022).