O‘ZBEKISTON MILLIY UNIVERSITETI XABARLARI, 2025, [3/1]
ISSN 2181-7324

FIZIKA
http://journals.nuu.uz
Natural sciences

UDK: 537.312.62

Erkin AXMEDOV,
Jizzax politexnika instituti “Fizika” kafedrasi mudiri, PhD
E-mail: erkinaxmedov8555@gmail.com
Abdulatif SHERMUXAMMEDOV,
Jizzax politexnika instituti “Fizika” kafedrasi assistenti

PhD F.Almuradov taqrizi asosida

STUDY OF THE TEMPERATURE DEPENDENCE OF THE RELATIVE ELECTRICAL RESISTANCE OF INTERMETALLIC COMPOUNDS IN THE SAMARIUM (SM) AND COBALT (CO) SYSTEM

Annotation

The article explores the temperature dependence of the relative electrical resistance of intermetallic compounds between Samarium (*Sm*) and Cobalt (*Co*) elements. It analyzes the physical and chemical properties of the *Sm-Co* system, the variations in electrical resistance with temperature, and the phase changes occurring between high and low temperatures. The article discusses the relationship between the characteristics of intermetallic compounds of Sm and *Co*, particularly electrical resistance, and their connection with the underlying physical mechanisms of these changes.

Key words: Samarium (*Sm*), Cobalt (*Co*), intermetallic compounds, solid, liquid, crystal lattice, relative electrical resistance, temperature, 4f-metals, phase transitions, temperature-dependent variations

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ОТНОСИТЕЛЬНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ИНТЕРМЕТАЛЛИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ В СИСТЕМЕ САМАРИЙ (SM) И КОБАЛЬТ (*CO*)

Аннотация

В статье исследована температурная зависимость относительного электрического сопротивления интерметаллических соединений между химическими элементами самарием (*Sm*) и кобальтом (*Co*). Проанализированы физические и химические свойства системы *Sm-Co*, изменения электрического сопротивления в зависимости от температуры, а также фазовые изменения, происходящие при высоких и низких температурах. Обсуждаются характеристики интерметаллических соединений Sm и Co, в частности электрическое сопротивление, а также связь этих изменений с физическими механизмами.

Ключевые слова: Самарий (*Sm*), Кобальт (*Co*), интерметаллические соединения, твёрдое, жидкое, кристаллическая решётка, относительное электрическое сопротивление, температура, 4f-металлы, фазовые изменения, температурная зависимость изменений.

SAMARIY (*Sm*) VA KOBALT (*Co*) SISTEMASI INTERMETALLIK BIRIKMALARINING SOLISHTIRMA ELEKTR QARSHILIGINI TEMPERATURAGA BOG‘LIQLIGINI O‘RGANISH

Annotatsiya

Maqolada Samariy (*Sm*) va Kobalt (*Co*) kimyoviy elementlari o‘rtasidagi intermetallik birikmalarining solishtirma elektr qarshiligining temperatura bilan bog‘liqligi o‘rganilgan. *Sm-Co* tizimining fizikaviy va kimyoviy xususiyatlari, uning elektr qarshiligi temperaturaga bog‘liq o‘zgarishlari hamda yuqori va past temperaturalar orasida yuzaga keladigan fazaviy o‘zgarishlar tahlil qilingan. *Sm* va *Co* o‘rtasidagi intermetallik birikmalarning xususiyatlari, xususan elektr qarshiligi, o‘zgarishlarining fizik mexanizmlar bilan bog‘liqligi muhokama qiligan.

Kalit so‘zlar: Samariy (*Sm*), Kobalt (*Co*), intermetallik birikmalar, qattiq, suyuq, kristall panjara solishtirma elektr qarshiligi, temperatura, 4*f*-metallar, fazaviy o‘zgarishlar, temperaturaga bog‘liq o‘zgarishlar.

Kirish. Fan va texnikaning rivojlanishi fizikaviy, ximiyaviy xossaga ega bo‘lgan yangi materiallar yaratilishi bilan bevosita bog‘liq. Bunday materiallar orasida 4*f* metallari va ularning birikmalari masalan *Sm*, *Co* sistemasi konstruksion material sifatida alohida o‘rin tutadi. Metallar birikmalarining qo‘llanish chegarasini yanada oshirish maqsadida elektron, kristall va elektr xossalari to‘g‘risida ko‘proq ma’lumotga ega bo‘lish talab etiladi. Ko‘p sondagi ilmiy tadqiqotlarga qaramasdan bu malumotlar yetarli emas. Ayniqsa 4*f*-metallar va ularning birikmalari va qotishmalarining yuqori temperaturadagi suyuq holatini o‘z ichiga oluvchi kinetik xossalariga bag‘ishlangan tadqiqot ishlari kam sonda bo‘lib, bu yuqori temperaturadagi eksperiment ishlarini olib borishdagi ma’lum qiyinchiliklar bilan bog‘liqdir. Shulardan kelib chiqib, maqolada *Sm-Co* sistemasining birikmalaridan $Sm\,Co_5$, $Sm_2\,Co_7$ va *Sm Co* larining yuqori temperaturalardagi, ya’ni, xona temperaturasidan to 1700 ^oC gacha oraliqda (qattiq-suyuq, tartiblangan-tartiblanmagan) elektr xossalarini o‘rganish muhim vazifalardan deb hisoblash mumkin[4,5].

Mavzuga oid adabiyotlar tahlili. Intermetallik birikmalar - bu ikki yoki undan ortiq metall elementlarining qattiq fazadagi birikmalaridir. Samariy (Sm) va kobalt (Co) kabi elementlar o‘rtasidagi intermetallik birikmalar, ayniqsa yuqori temperturadagi va magnit xususiyatlariga bog‘liq materiallar sifatida qiziqish uyg‘otadi[10].

Samariy kobaltning termal xususiyatlari o‘zgarishlar bilan bog‘liq bo‘lib, bu materialning yuqori haroratlarda ishlash barqarorligini tekshirish muhimdir. Intermetallik birikmalarning elektr qarshiligi temperaturaga nisbatan, odatda linemaning o‘sishi yoki kutilgan darajada ortishi kuzatiladi.

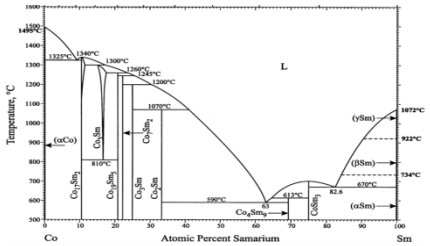
Tadqiqotlarda Sm Co intermetallik birikmalarining ko‘p xususiyatlari, shu jumladan yuqori temperaturaga bardosh berish, kimyoviy barqarorlik va magnit xususiyatlari bilan o‘rganilgan.

Tadqiqotlar shuni ko‘rsatadiki Sm-Co tizimidagi intermetallik birikmalarining elektr xususiyatlarini o‘rganishga bag‘ishlangan. Tadqiqotda, ayniqsa, temperaturaning Sm-Co intermetallik birikmalarining elektr qarshiligiga ta’siri va bu xususiyatlarning qanday o‘zgarishi tahlil qilingan[9]. Sm-Co tizimining elektr qarshiligi yuqori haroratlarda sezilarli darajada o‘zgaradi. Tadqiqotda temperaturaning 300 K dan 1000 K gacha bo‘lgan oraliqda Sm-Co5 intermetallik birikmasining elektr qarshiligi qanday o‘zgarishi aniqlangan. Ushbu o‘zgarishlar ayniqsa, materialning fazaviy o‘zgarishlari, kristall tuzilishidagi farqlar va elektronlarning ta’siri bilan izohlanadi [10].

Buchanan, R. L., & Rice, W. L. va boshqa olimlar tomonidan intermetallik birikmalarining elektr qarshiligi va temperaturaga bog‘liq o‘zgarishlarini o‘rganishga bag‘ishlangan. Tadqiqotda intermetallik birikmalarning elektr qarshiligi va ularning haroratga qanday ta’sir qilishini aniqlash uchun keng qamrovli eksperimental ishlanmalar va nazariy tahlillar keltirilgan[12].

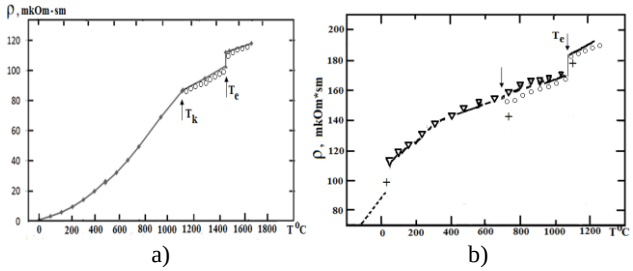
Kalinovskaya, M. A., va boshqa olimlarning tadqiqotlarida Sm Co5 intermetallik birikmalarining yuqori temperaturadagi fizik xususiyatlarini, shu jumladan, elektr qarshiligi, magnit xususiyatlar, va termodinamik o‘zgarishlarni o‘rganishga bag‘ishlangan. Tadqiqotda, Sm Co5 birikmalarining yuqori haroratlarda ishlovchi materiallar sifatida qanday o‘zgarishlarni namoyish etishi va ushbu materiallarning elektron, magnit va termal xususiyatlaridagi o‘zgarishlar tahlil qilingan[15].

Tadqiqot metodologiyasi. Sm-Co sistemasi fazaviy holat diagrammasi 1-rasmda ko‘rsatilgan. Rasmdan ko‘rinib turibdiki toza samariyning erish temperaturasi 1072^0 C va toza kobaltning erish temperaturasi 1496^0 C ni tashkil etadi. Sm-Co sistemasida sakkizta intermetallik birikma mavjud bo‘lib ular quyidagilar: Co17 Sm2; Co19 Sm5; Co5 Sm; Co3 Sm; Co7 Sm2; Co2 Sm; Co4 Sm9; Co Sm3; Bu birikmalarning erish temperaturasi fazaviy diagrammadan ko‘rinib turganidek juda juda keng diapozonda o‘zgaradi. *Sm-Co* sistemasi intermetallik birikmalarining solishtirma elektr qarshiligining temperaturaga bog‘liqligi $Co_{17}Sm_2$; Co_5Sm intermetallik birikmalari uchun 2-a va b rasmda keltirilgan. Sm_2Co_{17} intermetallik birikmasi uchun solishtirma elektr qarshiligining temperaturaga bog‘liqligi chiziqli xarakterga ega.



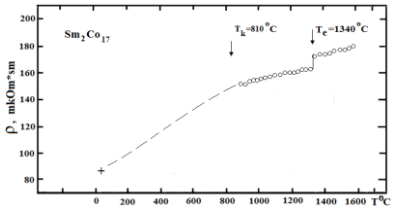
1-rasm Sm-Co sistemasi fazaviy holat diagrammasi[16].

Temperatura ortib borishi bilan solishtirma elektr qarshilik namunaning qattiq holatida chiziqli ravishda ortib boradi [13,14]. Temperatura 600 °C temperaturalardan yuqorida solishtirma qarshilik biroz to‘yinishga ega bo‘ladi. Namunaning erish temperaturasida solishtirma elektr qarshilik keskin ravishda sakrab ortadi. Bu sakrab ortishning foizlardagi qiymati qattiq holatdagi qarshiligiga nisbatan 9 % ni tashkil etadi. Namunaning suyuq holatida esa solishtirma qarshilik yana chiziqli ravishda ortadi. Erish temperaturasida namuna qarshiligining keskin ravishda ortishini namuna kristall panjarasining buzilishi va buning natijasida elektronlarning tartibli harakatiga bo‘ladigan qarshilikning ham xaotik ravishda ortishi bilan bog‘lash mumkin. Sm_2Co_{17} intermetallik birikmasini solishtirma elektr qarshiligining temperaturaga bog’liqligi 3-rasmda keltirilgan. Rasmdan ko‘rinib turibdiki, bu birikmaning ham solishtirma elektr qarshiligini temperaturaga bog‘liqligi chiziqli xarakterga ega va xuddi *Sm* va *Co* namunasining solishtirma elektr qarshiligining temperaturaga bog‘liqligi kabi erish temperaturasida sakrab ortadi va uning foizlardagi qiymati 8 % ni tashkil etadi. Bu birikma uchun ham qarshilikning temperaturadan bog’liqligi 650 °C dan yuqorida to‘yinish xarakteriga ega.

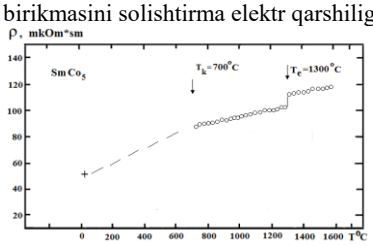


a) b)

2-rasm. Toza *Co* (a) va *Sm* (b) metalining solishtirma elektr qarshiligining temperaturaga bog‘liqligi.



3-rasm. Sm_2Co_{17} intermetallik birikmasini solishtirma elektr qarshiligining temperaturaga bog‘liqligi



4-rasm. $SmCo_5$ intermetallik birikmasining solishtirma elektr qarshiligining temperaturaga bog‘liqligi

Sm Co_5 birikmasi solishtirma elektr qarshiligining temperaturaga bog‘liqligi ham yuqoridagidek xarakterga ega (4-rasm). Qarshilikning sakrab o‘zgarish darajasi 8% ni tashkil etadi. Qarshilikning to‘yinishga ega bo‘lishi esa 650 ^oC temperaturalarga to‘g‘ri keladi.

Solishtirma elektr qarshiligining temperaturadan bog‘liqligi bo‘yicha tajriba natijalaridan foydalanib $SmCo_5$ va Sm_2Co_{17} intermetallik birikmalarning har biri uchun qarshilikning temperatura koeffisienti hisoblab chiqildi. Hisoblashlar uchun quyidagi ifodadan foydalanildi[6,7].

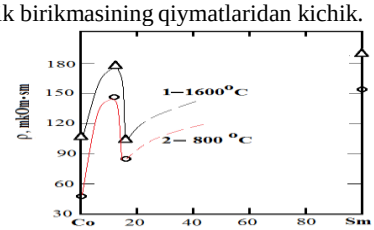
$\alpha = (\rho_2 - \rho_1) / \rho_0 (T_2 - T_1)$.

Hisoblash natijalari 1-jadvalda keltirilgan. Jadvaldan ko‘rinib turibdiki, solishtirma qarshilikning temperatura koeffisienti o‘rganilgan namunalar ichida Sm_2Co_{17} uchun eng katta qiymatga ega bo‘lib, qattiq holat uchun ham va suyuq holat uchun ham bir xil qiymatga ega va 0,00055 $^0C^{-1}$ qiymatga ega. Qolgan namunalar uchun esa solishtirma qarshilikning temperatura koeffisienti qattiq holat uchun suyuq holatdagidan katta qiymatga ega.

1-jadval

№	Namuna	ρ,(mkOm·sm) 20℃	ρ,(mkOm·sm) t_{erish}	ρ,(mkOm· sm) t_{suyuq}	α $_{ferromag}$ 10^{-3} K^{-1}	α $_{aramag}$ 10^{-3} K^{-1}	α $_{uyuq}$ 10^{-3} K^{-1}
1	*Co*	55	86.5	108	1.8	0.65	0.59
2	Sm_2Co_{17}		160	185		0.24	0.2
3	$SmCo_5$		91	100		0.51	0.67
4	*Sm*	120	160	190	0.89	0.47	0.12

Sm-Co sistemasining ikkita intermetallik birikmalari Co_5Sm, $Co_{17}Sm_2$ va toza samariy va toza kobaltlarning solishtirma qarshiligining temperaturaga bog‘liqligini eksperimental o‘lchash natijalaridan foydalangan holda bu sistemaning kobaltga boy qismi uchun solishtirma qarshilikning namunalarning tarkibidan bog‘liqligini o‘rganish mumkin. Buning uchun har bir namuna uchun solishtirma qarshilikning temperaturadan bog‘liqlik grafigidan aynan bir xil temperaturalardagi qiymatlari aniqlab olinadi. So‘ngra absissa o‘qiga namunalar konsentratsiyasi belgilanib aynan bir namunaning solishtirma qarshiligining qiymati ordinata o‘qiga qo‘yib chiqiladi. Xuddi shu usul bilan hosil qilingan *Sm-Co* sistemasi intermetallik birikmalarining solishtirma qarshiligining namuna tarkibidan bog‘liqligi 4-rasmda keltirilgan. Solishtirma qarshilikning tarkibdan bog’liqlik grafigi ikki xil temperatura uchun chizilgan. 1-grafik solishtirma qarshilikning 1600 ^{o} C temperaturadagi qiymatlari uchun va 2-grafik solishtirma qarshilikning 800 ^{o} C temperaturadagi qiymatlari uchun hosil qilingan. Rasmdan ko‘rinib turibdiki, solishtirma qarshilikning tarkibidan bog‘liqligi murakkab ko‘rinishga ega bo‘lib anomal holatda o‘zgaradi ya’ni qarshilikning qiymati Co_5 *Sm* birikmasi barcha temperaturalarda $Co_{17}Sm_2$ intermetallik birikmasining qiymatlaridan kichik.



4-rasm. *Sm-Co* sistemasi intermetallik birikmalarining solishtirma qarshiligining namuna tarkibiga bog‘liqligi.

Bunday holat Mattissen qoidasiga binoan va Nordgeym qoidasiga binoan hosil bolishi kerak bo‘lgan hollardan kichik chetlanadi. Buning sababibi intermetallik birikmalarining har birining o‘zining kristall panjarasining mavjudligi va shu kristall panjarasining elektronlar harakatiga ko‘rsatadigan qarshiligi o‘ziga xos individual xarakterga ega bo‘lishi to‘g‘risidagi nazariyalar natijalari bilan mos tushadi.

Xulosa va takliflar. Metallar va ularning birikmalarining solishtirma elektr qarshiligining metallar kristall va elektron tuzilishidan, temperaturadan bog‘liqligi to‘g‘risida adabiyotlarda mavjud bo‘lgan nazariy va eksperimental ma’lumotlar o‘rganib chiqildi va ilmiy tahlil etildi;

Samariy metali, Kobalt metali va *Sm-Co* sistemasiga tegishli Co_5Sm, $Co_{17}Sm_2$ va *Sm-Co* intermetallik birikmalarining kristall tuzulishi va fazaviy holat diagrammasi to‘g‘risidagi ma’lumotlar o’rganib chiqildi;

Metallar va ularning qotishmalarining solishtirma elektr qarshiligini qattiq va suyuq holatlarda eksperimental o‘lchash imkonini beruvchi aylanuvchi magnit maydon usuli va o‘lchash qurilmasining tuzilishi va ishlash prinsipi o‘rganib chiqildi.

ADABIYOTLAR

1. Дж. Блейкмор. Физика твердого тела. М.1988.
2. Ирхин В. Ю., Ирхин Ю. П. Электронная структура, физические свойства и корреляционные эффекты в d- и f – металлах и их соединениях. Екатеринбург: УрО РАН, 2004, 139-176, 200-265 с.
3. Дж.Займан. Принципы теории твердого тела. М., 1974.
4. Кувандиков О.К. Магнитные и кинетические свойства структурно-неупорядоченных сплавов и соединений на основе переходных и редкоземельных металлов. Дис. д-ра физ-мат наук. Самарканд. 1992. 442 с.
5. Кувандиков О.К., Ботин А.С., Хамраев Н.С., Абаев У.С. Высокотемпературная установка для исследование электрических свойств металлов. В сб. Акустические и электромагнитные свойства конденсированных сред. Самарканд, 1980, с 98-100.
6. L. Zhang, Y. Liu, H. Wang. Experimental and Theoretical Study of ElectricalResistivity in Sm-Co Alloys. *Materials Science and Engineering: A.* 2012, 10.1016/j.msea.2012.01.005
7. Carter G.C., Bennet L.H., METALLIC SHIFTS IN NMR. A review of the theory and comprehensive critical data compilation of metallic materials. Oxford. New York.Toronto.Sydney. Paris. Frankfult. Pfrt III, v.20, 1977, p.1177.
8. Axmedov E.R., Norqulov S.K. Kondensirlangan muhitlarda yorug‘likni suyuqliklarda sochilish intensivligini aniqlash // Namangan davlat universiteti ilmiy axborotnomasi. -Namangan.2023. -№12. –B.67-70. www.journal.namdu.uz ISSN: 2181-0427.
9. Gordeev, S. S., et al. “Electrical properties of Sm-Co intermetallic compounds”. Journal of Alloys and Compounds, 1998.
10. Yang, X., & Chen, Z. “Temperature dependence of the electrical resistance of intermetallic compounds in the Sm-Co system”. Materials Science and Engineering A, 2003.
11. Zhou, L., & Wu, H. “Magnetic and electrical properties of Sm-Co-based alloys”. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2005.
12. Buchanan, R. L., & Rice, W. L. “Influence of temperature on the electrical resistance of intermetallic compounds” Journal of Applied Physics, 2000.
13. Varga, S. P., & Westphal, C. J. “Temperature dependence of transport properties of intermetallics in the Sm-Co system”. Physics and Chemistry of Solid State Materials, 2012.
14. Thomson, E. L., et al. “Intermetallic compounds in high-temperature materials”. Materials Science and Technology, 2008.
15. Kalinovskaya, M. A., et al. “Properties of Sm Co5 intermetallics at high temperatures”. High Temperature Materials and Processes, 2006.
16. https://link.springer.com/article/10.1007/s11669-010-9836-z

O‘ZBEKISTON MILLIY UNIVERSITETI XABARLARI, 2025, [3/1]
ISSN 2181-7324

FIZIKA
http://journals.nuu.uz
Natural sciences

UDK: 538.632.4

Ramil VILDANOV,
O‘zbekiston Milliy universiteti “Fotonika”kafedrasi dotsenti
Mariya MALISHEVA,
O‘zbekiston Milliy universiteti “Fotonika”kafedrasi dotsenti v.b
Furkat TUROTOV
O‘zbekiston milliy universiteti “Fotonika”kafedrasi o‘qituvchisi
E-mail: f.turotov@nuu.uz, fturotov@gmail.com

PhD A Saparbaev taqrizi asosida

$EuGaG$ GRANATLARIDA FARADEY EFFEKTINI O‘RGANISH

Annotatsiya

Yaxshi ma’lumki, nodir yer birikmalarida kristall maydonning magnit kirituvchanligiga ta’sirini magnetiklarda, qaysiki kristall maydon bilan solishtirganda nodir yer elementlari ionlarining almashinish effekti (yoki dipol) kam bo‘ladigan hollarda ko‘rish mumkin. Hozirgi vaqtda nodir yer granatlari magnit qabul qiluvchanligini o‘rganish bo‘yicha yetarli katta hajmdagi nazariy va eksperimental ishlar mavjud. Tadqiqotlar shuni ko‘rsatadiki yetarlicha katta temperatura intervalida $(80-300\,K)$ ushbu granatlarning magnit kirituvchanligi Kyuri yoki Kyuri – Veys qonuniga bo‘ysunadi. Shuni ta’kidlash joizki, past T temperaturalar sohasida nodir yer granatlari magnitlanishlarini hisoblashda, ular tarkibida tarkibida kramers yoki nokramers ionlari mavjud bo‘lgan holda nodir yer granatlari magnit strukturalari hisobga olinishi kerak.
Kalit so‘zlar: Granatlar, Faradey effekti, kristall maydon, magnit kirituvchganlik.

ИЗУЧЕНИЕ ЭФФЕКТА ФАРАДЕЯ В ГРАНАТАХ $EuGaG$

Аннотация

Хорошо известно, что влияние кристаллического поля на магнитную восприимчивость в редкоземельных соединениях можно увидеть в магнетиках, где эффект обмена (или дипол) ионов редкоземельных элементов мал по сравнению с полем кристалла. В настоящее время существует достаточно большой объем экспериментальных и теоретических работ по изучению магнитной восприимчивости редкоземельных гранатов. Эксперименты показали, что в широком диапазоне температур (80-300 К) магнитная восприимчивость этих гранатов подчиняется закону Кюри или закону Кюри – Вейсса. Стоит отметить, что при расчете намагниченности редкоземельных гранатов в области низких температур т следует учитывать магнитные структуры редкоземельных гранатов при наличии в них ионов крамера или нон-крамера.
Ключевые слова: Гранаты, эффект Фарадея, кристаллическое поле, магнитная восприимчивость

STUDYING THE FARADAY EFFECT ON $EuGaG$ GARNETS

Annotation

It is well known that the effect of the crystal field on magnetic susceptibility in rare earth compounds can be seen in magnets, where the exchange effect (or dipole) of ions of rare earth elements is small compared to the crystal field. Currently, there is a fairly large amount of experimental and theoretical work on the study of the magnetic susceptibility of rare earth garnets. Experiments have shown that in a wide temperature range (80-300 K), the magnetic susceptibility of these garnets obeys the Curie law or the Curie–Weiss law. It is worth noting that when calculating the magnetization of rare earth garnets in the low temperature range t, the magnetic structures of rare earth garnets should be taken into account in the presence of kramer or non-kramer ions in them.
Key words: Garnets, Faraday effect, crystal field, magnetic susceptibility

Kirish. [1, 2] ishlarida $EuGaG$ ning magnitlanishiga asosan tashqi magnit maydonidagi $4f^n$ konfiguratsiyali asosiy va uyg’otilgan multipletlar to’lqin funksiyalarining aralashishi tufayli yuzaga keladigan Van – Flek hadi hissa qo’shishi ko’rsatib berildi. Eu^{3+} ionning asosiy holati nolinchi to’la momentiga ega bolgan $^7F_0$ singleti hisoblanadi. Asosiy multipletga nisbatan yaqin $\Delta \approx 350\ sm^{-1}$ energetik masofada $^7F_1$ tripleti yotadi. $^7F_2$ multiplet asosiy va keyingi uyg’otilgan $^7F_3$ multipletdan $\Delta_2 \approx 935\ sm^{-1}$masofaga joylashgan bo’lib $^7F_0$ dan $\Delta_3 \approx 2\cdot 10^3\ sm^{-1}$masofa bilan ajralgan Eu^{3+} ioni energetik spektrga birinchi multipletlarning bunday joylashuvi holatlarning tashqi magnit maydoniga “aralashishi” bilan bir qatorda yetarlicha yuqori temperaturalarda $EuGaG$ granatlar magnitlanishining temperaturaviy bog’lanishlarini nazariy chiqishda multipletlarning termik joylashuvlarini shuningdek multiplet to’lqin funksiyalarining $^7F_3$ multiplet to’lqin fuksiyalariga “aralashish” ham hisobga olish kerakligini ko’rsatadi. U holda magnit kirituvchanligini quydagicha ifodalar orqali olish mumkin.

$$\chi = \chi_{vv}^{(0)} + (\chi_1 + \chi_2) + \chi_{vv}^{(1)} + \chi_{vv}^{(2)} \qquad (1)$$

Bu yerda:

$$\chi_{vv}^{(0)} = \frac{8\beta^2}{\Delta_1 Z_0}\left[1 - exp\left(-\frac{\Delta_1}{kT}\right)\right]$$

$$\chi_1 + \chi_2 = \frac{9\beta^2}{2kTZ_0}\left[\exp\left(-\frac{\Delta_1}{kT}\right) + 5\exp\left(-\frac{\Delta_2}{kT}\right)\right]$$

$$\chi_{vv}^{(1)} = \frac{15\beta^2}{(\Delta_2 - \Delta_1)Z_0}\left[\exp\left(-\frac{\Delta_1}{kT}\right) + \exp\left(-\frac{\Delta_2}{kT}\right)\right]$$

$$\chi_{vv}^{(2)} = \frac{20\beta^2}{(\Delta_3 - \Delta_2)Z_0}\exp\left(-\frac{\Delta_2}{kT}\right)$$

$$Z_0 = 1 + 3\exp\left(-\frac{\Delta_1}{kT}\right) + 5\exp\left(-\frac{\Delta_2}{kT}\right)$$

(1) formulalarda $\chi_{vv}^{(0)}$ va $\chi_{vv}^{(1)}$ - mos ravishda $^7F_0$, $^7F_1$, va $^7F_1$, $^7F_2$ multipletlar to’lqin funksiyalarining “aralashuvi” bilan bog’liq kirituvchanligidagi hissalar; (x_1+x_2) - $^7F_1$, $^7F_2$ termik to’ldirilish holatlari bilan bog’liq hissa; $\chi_{vv}^{(2)}$ - $^7F_3$ multipleti termik to’ldirilishiga to’lqin funksiyalarining $^7F_2$ multipleti to’lqin funksiyalari bilan aralashuvi tufayli yuzaga keladigan Van – Flek hadi qolgan belgilanganlar ushbu ishda qabul qilingan belgilanishlarga mos keladi.

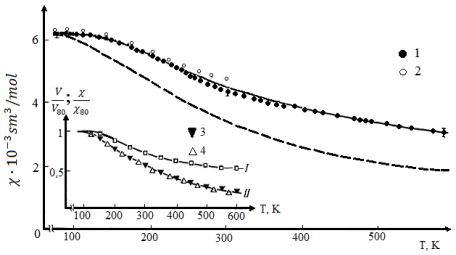
(1) ifodalar erkin Eu^{3+} ioni uchun olingan bo’lib bu holda granatdagi Eu^{3+} ioni yetarli darajada nuqtaviy hisoblanadi, chunki kristall maydon Eu^{3+} $^7F_0$ ionining asosiy holatiga ta’sir ko’rsatmaydi, multipletlarning Shtark ajralishlarining xarakteri kattaligida ular orasidagi energetik intervaldan sezilarli darajada kichik. Haqiqatdan ham, granat - gallat kristall maydonida $^7F_1$ triplet ajralishini hisobga olish $^7F_0$ va $^7F_1$ holatlar aralashishi Van – Flek hadi kattaligiga ~ 1% tuzatma beradi[1].

Natijalar va ularni muhokama qilish.

$EuGaG$ granatining magnit kirituvchanligining (qabul qiluvchanligi) temperaturaviy bog’lanishlariga to’xtalamiz. 1-rasmda 80 – 600 K temperatura intervalida ushbu granat magnit kirituvchanligining o’lchash natijalari keltirilgan. Xuddi shu yerda [1] ishda olingan kattaliklar keltirilgan edi. Bu rasmdan ko’rinadiki, bizning va [1] ishda olingan 80 – 300 K temperatura intervalidagi kattaliklar o'zaro 3 ÷ 5 % dan kichik qiymatlarga farq qiladi. Olib borilgan tadqiqotlar shuni ko’rsatadiki $EuGaG$ granatining magnit kirituvchanligi temperatura ortishi bilan manatom kamayadi va 300 K dan yuqori temperatura sohalarida bu kamayish deyarli chiziqli xarakterga ega.

1 - rasmda uzluksiz chiziqlar orqali 1 - formulalar asosida chizilgan EuGaG granat magnit kirituvchanligi χ(t) nazariy bog’lanishlari keltirilgan. (1) - rasmda ko’rinadiki barcha temperatura intervallarida χ(t) ning eksperimental va nazariy hisoblangan bog’lanishlarining bir - biriga eksperimental xatoliklar doirasiga mos tushishi ko’rinib turibdi.

[2] ishda EuGaG granatida Faradey effektini tadqiq qilish jarayonida 85 – 300 K temperatura intervalida ushbu granatning Faradey effektidagi o’zgarishining magnit kirituvchanligiga bog’liq emasligi ko’rsatib berildi va magnit kirituvchanligi hamda Verde doimiylarining temperaturaviy bog’lanishlari ayniqsa yuqori temperaturalarda yaxshi sezilar ekan. (1) - rasmda 80 – 600 K temperatura intervalida EuGaG granatlarida magnit kirituvchanligi va Verde doimiyliklarining temperaturaviy bog’lanishlari keltirilgan. (Bu grafikda keltirilgan Verde doimiyligi kattaliklarida ham granat - gallat, ham girometrik Faradey effekti hissalari hisobga olingan). Yaxshiroq tasavvur hosil qilishi uchun rasmda 0,63 va 1,15 mkm to’lqin uzunliklari uchun Verde doimiysi va magnit kirituvchanlik kattaliklarining temperaturaviy bog’lanishlari keltirilgan bu kattaliklar 80 K temperatura sharoitida olingan kattaliklarga normallashtirilgan.



1 – Rasm. *Magnit kirituvchanlikning temperaturaga bog’liqligi $\chi(t)$ $EuGaG$*

Uzluksiz chiziq – formula bo’yicha hisoblangan (1), 1 – eksperiment natijasi. Uzlukli chiziq $\chi'(t)$ funksiyaning temperaturaga bog’liqligi formula bo’yicha hisoblangan (3) normallashtirilgan Verde doimiysi $\frac{V}{V_{80}}$ (II) va normallashtirilgan magnit kirituvchanlikning $\frac{\chi}{\chi_{80}}$ (I) temperaturaga bog’liqligi; (3) 1,15 va (4) 0,63 to’lqin uzunliklarida (λ, mkm).

Ko’rinib turibdiki temperatura ortishi bilan normallashtirilgan Verde doimiylari $\frac{V}{V_{80}}$ va normallashtirilgan magnit kirituvchanlikning $\frac{\chi}{\chi_{80}}$ kattaliklaridan kuchliroq kamayar ekan. Ya’ni barcha qaralgan temperatura intervallarida Eu^{3+} ionining Faradey aylanishlarining temperaturaviy bog’lanishlari magnitlanish kattaliklari temperaturaviy bog’lanishlaridan sezilarli darajada farq qiladi.

$$V = -\frac{\pi e^2(n^2+2)^2}{12mnc\beta}\left[\left(\frac{2-g_0}{g_0}\right)\chi - \chi_{vv}\right]\frac{\omega^2}{\omega_0^2-\omega^2}\sum_{L_0S_0\to LS_0}\frac{A(L)f(LS_0)}{\omega_{LS_0}} \qquad (2)$$

(2) formuladan foydalanib, $^7F_0$, $^7F_1$, $^7F_2$ multiplet to’lqin funksiyalari va $^7F_1$, $^7F_2$ holatlarning aralashishlarini hisobga olgan holda $^7F_0$ asosiy holatidagi barcha ruxsat etilgan elektrodipol o’tishlar bilan xarakterlanadigan Eu^{3+} ioni Faradey effekti uchun ifodani quyidagi ko’rinishda yozishimiz mumkin [3]

[3] ishda EuGaG granatiga Faradey effektini qarab chiqishda $^7F_2$ multipletining termik joylashishlari va $^7F_3$ multipleti to’lqin funsiyalarining $^7F_2$ multipleti to’lqin funksiyalariga aralashishi tufayli yuzaga keladigan Faradey aylanishlari hissalari hisobiga olinmagan.

$$V = -\chi' \sum_{L_0S_0\to LS_0} C\,(LS_0)\frac{\omega^2}{\omega_0^2-\omega^2} + \frac{48\pi\beta^3 nN}{\hbar c\Delta_1} + \frac{\pi neg}{mc^2}(\chi_1 + \chi_2) \qquad (3)$$

$V(Eu^{3+}) = -\chi' \sum_n K_n \frac{\omega^2}{\omega_n^2 - \omega^2}$

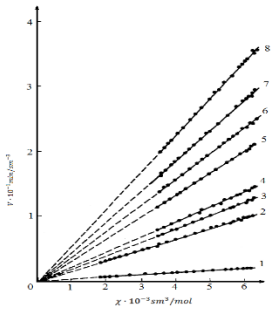
bu yerda

$\chi' = \chi_{vv}^0 - \frac{1}{3}(\chi_1 + \chi_2) + \chi_{vv}^1 + \chi_{vv}^2 = \chi - \frac{4}{3}(\chi_1 + \chi_2)$ va 2-va 3-qo’shiluvchilar mos ravishda $^7F_0$ va $^7F_1$ holatlarining va $^7F_1$, $^7F_2$ multipletlarining termik joylashuvlari aralashishi tufayli magnitlanish bilan bog’liq giromagnit fadey effekti hissasidir (1) dagi qolgan qo’shiluvchilar jihatdan kichik va giromagnit Faradey effektida ularni hisobga olmaslik munkin). (1) - rasmda (3) - formula orqali hisoblangan χ' magnit kirituvchanligining temperaturaviy bog’lanishlari keltirilgan.

85 - 300 K temperatura intervalida 400 - 700 spektral diapazonda olingan $EuGaG$ granatning FE eksperimental tadqiqotlari natijalari, shuningdek 80 – 300 K temperatura intervalida 0.63 va 1.15 mkm lazer to’lqin uzunliklarida Faradey aylanishlarini o’lchash shuni ko’rsatadiki ushbu granat Verde doimiysining temperaturaviy bog’lanishi egri chizig’i $\chi(t)$ funksiya orqali aniqlanadi.

(2) -rasmda ko’rinadiki, barcha to’lqin uzunliklarida $EuGaG$ granat Verde doimiysining χ ga bog’liqligi eksperiment aniqligi doirasida chiziqli va $V(\chi)$ bog’lanish grafigi koordinata boshidan o’tadi. (2) – rasmda keltirilgan V kattaliklarda granat – gallat matritsasi hissalari hisobga olingan).

Demak $EuGaG$ granatida Faradey effekti ushbu granatning magnitlanishiga proporsional emas va yuqori temperaturalarda temperaturaviy bog’lanishlari xuddi shunday magnit kirituvchanligiga bog’liq temperaturaviy bog’lanishlarga ega $\chi - \frac{4}{3}(\chi_1 + \chi_2)$ funksiyaga bog’liq.



2 – Rasm. NY ioni Eu^{3+} ning Verde doimiysi V ning turli to’lqin uzunliklarida χ funksiya bog’liqligi.
1 - 1150, 2 – 630, 3 – 590, 4-560, 5 – 530, 6 – 500, 7 – 470. 8 – 410 nm.

Xulosa. Ilk marotaba yevropiy – galliyli granat kristalida Faradey effektini tadqiq qilish asosida EuGaG da Verde doimiysining ushbu granat magnit kirituvchanligiga proporsinoal emasligi aniqlandi.

ADABIYOTLAR

1. Schieber M., Holmes L. Crystal growth and magnetic susceptibilities of samarium and europium garnets. - J. App? Phys. - 1965 - V. 36 .- /3. - P. 1459 - 1160.
2. Валиев У.В., Попов А.И. Магнитооптика иона Eu3+ в памагнитном гранате Eu3Ga5O12 // ФТТ. 1985. Т.27.В.9. С.2729-2732.
3. У. В. Валиев, А. А. Клочков, В. Неквасил, А. И. Попов, Б. Ю. Соколов, Природа температурной зависимости фарадеевского вращения в редкоземельных гранатах, содержащих ионы Eu3+ и Sm3+, Физика твердого тела, 1987, том 29, выпуск 6, 1640–1645.

O‘ZBEKISTON MILLIY UNIVERSITETI XABARLARI, 2025, [3/1]
ISSN 2181-7324

FIZIKA
http://journals.nuu.uz
Natural sciences

UDK: 538.955; 621.3.082.782

Muzaffar DADAMIRZAYEV,
Namangan muhandislik-texnologiya instituti tayanch doktoranti
Ulug‘bek ERKABOYEV,
Namangan muhandislik-texnologiya instituti professori, f.-m.f.d
Rustamjon RAHIMOV,
Namangan muhandislik-texnologiya instituti, PhD
Qudratali TEMIROV,
Namangan muhandislik-texnologiya instituti o‘qituvchisi
E-mail: muzaffardadamir81@gmail.com

NamMTI professori, f.-m.f.d. R.Ikramov taqrizi asosida

TOR ZONALI KVANT O‘RANING LANDAU SATHLARIGA MAGNIT MAYDON TA’SIRI

Annotasiya

Ushbu maqolada Landau sathlar uchun *InAs/AlSb* kvant o‘raning vakentlik zonasi shipidagi yengil kovaklar va o‘tkazuvchanlik zona tubidagi elektronlar energiyasini magnit maydonga bog‘liqligini matematik model ishlab chiqilgan.

Kalit so‘zlar: Tor zona, kvant o‘ra, geterostruktura, magnit maydon, yengil kovak, taqiqlangan zona, effektiv massa.

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА УРОВНИ ЛАНДАУ УЗКОЗОННОЙ КВАНТОВОЙ ЯМИ

Аннотация

В этой статье разработана математическая модель зависимости энергии электронов от магнитного поля на дне зоны пропускания и легких полостей на потолке квантовой зоны InAs/AlSb для поверхностей Ландау.

Ключевые слова: Узкая зона, квантовая яма, гетероструктура, магнитное поле, лёгкая дырка, запрещенная зона, эффективная масса.

INFLUENCE OF MAGNETIC FIELD ON LANDAU LEVELS OF NARROW-BAND QUANTUM WELL

Annotation

In this paper, a mathematical model of the dependence of the electron energy on the magnetic field at the bottom of the transmission zone and light cavities at the top of the InAs/AlSb quantum zone for Landau surfaces is developed.

Key words: Narrow band, quantum well, heterostructure, magnetic field, light hole, band gap, effective mass.

Kirish. Hajmiy va kichik o‘lchamli yarimo‘tkazgichli strukturalarning asosiy fundamental fizik kattaligi ta’qiqlangan zona kengligi bo‘lib (E_g^{3d}, E_g^{2d}), uning energetik kengligi yarimo‘tkazgich asosidagi qurilmaning eksplutasion parametrlarini oldindan bashorat qilish imkonini beradi. Shuning uchun, E_g^{3d} va E_g^{2d} larni aniqlash (agar yangi yaratilgan materiallarning ta’qiqlangan zona kengligi ma’lum bo‘lmasa) yarimo‘tkazgichli geterostrukturalar texnologiyasini asosiy vazifalaridan biri hisoblanadi). Bundan tashqari, E_g ni yana muhim xususiyatlaridan biri, uning tashqi ta’sirlarga moyilligi juda kuchli bo‘lib, xattoki, ushbu ta’sir natijasida E_g ni o‘zgarishi, yarimo‘tkazgichli asbobning fizik va kimyoviy xossalarini tubdan o‘zgartirib yuborada. Yarimo‘tkazgichlarning ta’qiqlangan zona kengligi tashqi omillarga bog‘liqligigni aniqlashning bir qator metodlari mavjud.

Adabiyotlar taxlili. Jumladan [1,2] ishlarida sirt holatlar zichligini haroratga bog‘liqligi modelidan $E_g(T)$ aniqlash metodikasi ishlab chiqilgan. Bundan, holatlar zichligini harorat bo‘yicha o‘zgarishida, uning “dumi”ni ta’qiqlangan soha kengligiga kirib borishi orqali $E_g(T)$ ni tushintirish mexanizmi yaratilgan. Lekin, ushbu ishlarda, kvantlovchi magnit maydonning ta’siri o‘rganilmagan [3].

Ushbu masala uch zonali yaqinlashish asosida tenglamalar yechiladi. Bu yaqinlashish tor zonali kvant o‘rali yarimo‘tkazgichlar uchun tenglamani qulay yechimini topish hisoblanadi. Ko‘rib chiqilayotgan yaqinlashishda H_{kp} va H 1 yordamida 8 X 8 o'zaro ta'sir matritsasini quyidagicha yozish mumkin [4]

$$\begin{pmatrix} H & 0 \\ 0 & H \end{pmatrix} \qquad (1)$$

Bu yerda

$$H = \begin{pmatrix} E_c & 0 & kP & 0 \\ 0 & E_v - \frac{\Delta}{3} & \frac{\sqrt{2}}{3}\Delta & 0 \\ kP & \frac{\sqrt{2}}{3}\Delta & E_v & 0 \\ 0 & 0 & 0 & E_v + \frac{\Delta}{3} \end{pmatrix} \begin{vmatrix} iS\uparrow \\ -\frac{1}{\sqrt{2}}(X+iY)\downarrow \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(X-iY)\downarrow \end{vmatrix} \qquad (2)$$

(2) matritsadagi o‘ng tomondagi ustun H bilan bog'langan energetik holatlarni ifodalaydi.

Agar boshlang‘ich energiyani kvant o‘raning o‘tkazuvchanlik zonasi tubi bilan hisoblasak, (E_c=0), u holda quyidagi tenglamaga erishiladi:

$$\left(E^{'}+E_g\right)\left[E^{'}\left(E^{'}+E_g\right)\left(E^{'}+E_g+\Delta\right)-k^2P^2\left(E^{'}+E_g+2\Delta/3\right)\right]=0 \qquad (3)$$

Bu yerda, $E^{'}(k)=E(k)-\frac{\hbar^2k^2}{2m_0}$;

(3) formuladan ma’lumki , k=0 uchun E`(k) funksiyaning to‘rtta o‘ziga hos qiymati mavjud: E_1=0; E_2= E_3= -E_g; va E_4=-E_g-Δ. E_1=0 sharti – bu sanoq boshi o‘tkazuvchanlik zonasi tubidan boshlanishini bildiradi. E_2 va E_3 energiyalar esa og‘ir (E_{v1}) va yengil (E_{v2}) kovaklarning valentlik zonalarining shiplarini anglatadi. E_4 enrgiya- valentlik zonasi shipiga spin orbital ta’sirini ko‘rsatadi.

Taxlil va natijalar. Masalani yechish uchun, quyidagi taqribiy yaqinlashuvlardan foydalanamiz:

1.Tor zonali yarimo‘tkazgichning ruxsat etilgan zonalariga spin orbital ta’sirini hisobga olmaslik.

2.Yengil kovaklarning effektiv massalarini erkin elektronlar effektiv massasiga yaqin bo‘lganligi uchun, og‘ir kovaklar bilan o‘zaro ta’sirni hisobga olmaslik.

U holda, E_g>>Δ va [4] ga ko‘ra, yengil kovaklarni energiyasi quyidagicha aniqlanadi:

$$E_{v2}^{'}(k)=-\frac{E_g}{2}\left\{1+\left[1+\frac{4k^2p^2}{E_g^2}\right]^{1/2}\right\} \qquad (4)$$

(4) ifodadan ko‘rinib turibdiki, k^2p^2 (P-matrisali element bo‘lib, u $P=-\frac{i\hbar}{m_0}<S\left|\hat{P}\right|x>$ ga teng) energiya hisobolanadi, chunki, $\frac{k^2p^2}{E_g^2}$ hadga o‘lchovsiz kattalik bo‘lish sharti bajarilishi kerak. U holda, yuqoridagi matrisali element formulasi va $\frac{k^2p^2}{E_g^2}$ ni o‘lchovsiz kattaliklarini hisobga olgan holda, (4) ni quyidagi ko‘rinishda yozish mumkin.

$$E_{v2}(\vec{k})=-\frac{E_g}{2}\left\{1+\left[1+\frac{4\hbar^2\vec{k}_{xyz}^2}{2m_{xyz}^*}*\frac{1}{E_g^2}\right]^{1/2}\right\} \qquad (5)$$

(5) ifodada tor zonali xajmiy yarimo‘tkazgichlarda yengil kovaklarning valentlik zona shipidagi energiyasi bo‘lib, u asosan, yengil kovakning XYZ o‘qlaridagi effektiv massalariga va to‘lqin sonlariga bog‘liq bo‘lmoqda. Bunda, xajmiy tor zonali yarimo‘tkazgich ta’qiqlangan zona kengligi (E_g) o‘zgarmas hisoblanadi. (5) formuladan, tabiiy savollar tug‘ilmoqda:

1. Agar, magnit maydon ta’siridagi material kvant o‘rali tor zonali, geterostrukturali yarimo‘tkazgich bo‘lsa (5) dan qanday foydalaniladi?

2. Ma’lumki, tor zonali xajmiy yoki kichik o‘lchamli yarimo‘tkazgichlarning E_g si tashqi omillarga moyilligi juda yuqori hisoblanadi. U holda $E_v^{3d}(k,E_g)$ va $E_v^{2d}(k,E_g,d)$ lar qanday aniqlanadi?

3. $E_v^{2d}(k,E_g,d)$ ning o‘zgarishi kvant o‘raning valentlik zonadagi energetik holatlar zichligiga qanday ta’sir qiladi?

Ushbu qo‘yilgan masalalarni yechish uchun albatta yangi matematik model yaratish talab etiladi.

(5) ifodani kvant o‘rali tor zonali yarimo‘tkazgichlarga tadbiq etish orqali, quyidagi ifoda kelib chiqadi:

$$E_v^{2d}(k,d)=-\frac{E_g}{2}\left\{1+\left[1+4\frac{\frac{\hbar^2\vec{k}_x^2}{2m_x}+\frac{\hbar^2\vec{k}_y^2}{2m_y}+\frac{\pi^2\hbar^2}{2md^2}n_z^2}{E_g^2}\right]\right\} \qquad (6)$$

(6) formula tor zonali kvant o‘raning yenkil kovaklarini valentlik shipidagi energiyasi hisoblanadi.

Bu yerda, n_z – o‘lchamli kvantlar soni, d-tor zonali kvant o‘ra qalinligi, m^*- yengil kovakning effektiv massasi.

(6) formuladan ko‘rinib turibdiki, kvant o‘raning valentlik zona shipidagi yengil kovak energiyasi kvant o‘ra qalinligi, yengil kovak effektiv massasi va o‘lchamli kvantlar soniga bog‘liq bo‘lmoqda.

Endi, tor zonali kvant o‘raga kuchli magnit maydon ta’sirini ko‘rib chiqaylik. Xususan, magnit maydon induksiyasi vektori yo‘nalishi $(\vec{B})$ Z o‘qi bo‘ylab yo‘nalgan bo‘lib, XOY tekislikka perpendikulyar bo‘lsin. Buni bo‘ylama kvantlovchi magnit maydon deb ataladi. U holda, Landau nazariyasi [5] hamda kvantlovchi magnit maydon qonunlariga ko‘ra, kvant o‘ra valent zona shipidagi erkin yengil kovakning $\left[\frac{\hbar^2\vec{k}_x^2}{2m_x}+\frac{\hbar^2\vec{k}_y^2}{2m_y}\right]$hadlarini $\left[\left(N_{Lv}+\frac{1}{2}\right)\hbar\omega_{cv}\right]$ had bilan almashtiriladi.

Bu yerda N_{Lv}- tor zonali kvant o‘raning valentlik zonasidagi Landau sathlari soni, ω_{cv}- yengil kovaklarning siklatron chastotasi.

Bundan kelib chiqadiki, (6) formula, bo‘ylama kvantlovchi magnit maydon ta‘sirida quyidagi ko‘rinishga keladi:

$$E_v^{0d}\left(B,d,n_z,N_{Lv}\right)=-\frac{E_g}{2}\left\{1+\left[1+4\frac{\left(N_{Lv}+\frac{1}{2}\right)\hbar\omega_{cv}+\frac{\pi^2\hbar^2}{2md^2}n_z^2}{E_g^{\,2}}\right]^{1/2}\right\} \qquad (7)$$

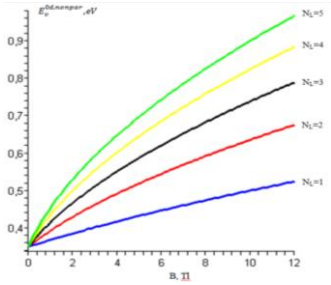
Keltirib chiqarilgan (7) formuladan ko‘rinib turibdiki, kvant o‘raning valentlik zonasi shipidagi yengil kovak energiyisi har tomonlama diskret energetik sathlarga aylanmoqda. Bu esa, o‘z navbatida yengil kovak energiyasi kvant nuqta energiyasi analogiga kelmoqda. Lekin, yana bir muhim fizik kattalik E_g ni B ga va d ga bog‘liqligini ham ko‘rish kerak. Sababi $E_g(B, d)$ funksiya o‘zgarishi monoton kabi hisoblanadi. Bundan $E_v^{0d}\left(B,d,n_z,N_{Lv}\right)$ funksiya $E_v^{0d}\left(E_g(B,d),B,d,n_z,N_{Lv}\right)$ kabi bo‘ladi. U holda formula quyidagi ko‘rinishga keladi:

$$E_v^{0d,nonparab}\left(E_g(B,d),B,d,n_z,N_{Lv}\right)=-\frac{\left(E_g(0)+\frac{1}{2}\hbar\omega_{cv}+\frac{1}{2}\frac{\pi^2\hbar^2}{2md^2}n_z\right)}{2}*\left\{1+\left[1+4\frac{\left(N_{Lv}+\frac{1}{2}\right)\hbar\omega_{cv}+\frac{\pi^2\hbar^2}{2md^2}n_z^2}{\left(E_g(0)+\frac{1}{2}\hbar\omega_{cv}+\frac{1}{2}\frac{\pi^2\hbar^2}{2md^2}n_z^2\right)^2}\right]^{1/2}\right\} \quad (8)$$

Olingan (8) formula, kvant o‘raning valentlik shipidagi yengil kovak energiyasini magnit maydonga, ta’qiqlangan zona kengligiga, kvant o‘ra qalinligi va o‘lchamli sathlar soniga bog‘liqligini ifodalaydi. (8) ifodani sonli va grafik usulda taxlil qilib ko‘raylik [6] ishda tor zonali InAs kvant o‘rali yarimo‘tkazgichning Shubnikov de Gaaz ossilyasiyalari aniqlangan. Bunda InAs kvant o‘ra qalinligi d=4 nm, B=0÷12 Tl oraliqda, $E_g(0)$=0,35 eV va n_z deb olingan.

Ushbu eksperiment qiymatlarni (3.8) ga qo‘yib $E_v^{0d}\left(B,d,E_g(B,d)\right)$ grafigini olish mumkin. 1-rasmda turli Landau sathlar uchun InAs kvant o‘raning vakentlik shipidagi yengil kovaklar energiyasini magnit maydonga bog‘liqligi keltirilgan. Ushbu rasmdan ko‘rinib turibdiki, grafikni egri chizig‘ini tor zonali InAs kvant o‘raning nokvadratik dispersiya qonuni bo‘yicha aks ettirilgan.

Bundan tashqari (8) formuladan foydalanib, tor zonali kvant o‘raning valent zonasidagi ikki o‘lchamli energetik holatlar zichligini hisoblashga imkon beradi.



1-rasm. Landau sathlar uchun InAs kvant o‘raning valentlik shipidagi yengil kovaklar energiyasini magnit maydonga bog‘liqligi.

Endi, tor zonali kvant o‘raning o‘tkazuvchanlik zonasi tubidagi erkin elektronlar energiyasini magnit maydonga bog‘liqligini ko‘rib chiqaylik.

Ma’lumki, tor zonali yarimo‘tkazgichlar uchun $m_n<<m_0$ shartdan foydalanib, (3) da keltirilgan $\frac{\hbar^2k^2}{2m_0}$ hadni hisobga olinmaydi ($E^{'}<<E_g$). U holda, magnit maydon mavjud bo‘lganda, (3) tenglamaga o‘xshash uchta energiya zonalari uchun energetik sathlarini kubik tenglamasi hosil bo‘ladi;

$$E_{N\pm}(E_{N\pm}+E_g)(E_{N\pm}+E_g+\Delta)-P^2\left[k_z^2+(2N+1)\frac{1}{L^2}\right]*\left(E_{N\pm}+E_g+\frac{2}{3}\Delta\right)\pm\frac{P^2\Delta}{3L^2}=0 \quad (9)$$

Bu yerda: $E_{Nk_z\pm}=E_{N\pm}$

(9) da bosh energetik sath o‘tkazuvchanlik zonasi tubidan boshlangan. Agar, B→0 bo‘lganda, (9) tenglama (3) ko‘rinishga o‘tadi.

Agar, elektronlarning spin taqsimotini hisobga olinmasa hamda $E_N<<E_g$ shart bajarilsa, (9) dagi kubik tenglama o‘tkazuvchanlik zonasi elektronlari uchun quyidagi ko‘rinishga ega bo‘lgan kvadrat tenglamaga o‘tadi:

$$E_{N\pm}(B,\,E_g)=-\frac{E_g}{2}+\frac{1}{2}\sqrt{E_g^2+4E_g\left[\left(N+\frac{1}{2}\right)\hbar\omega_c^0+\frac{\hbar^2k_z^2}{2m_n}\right]} \quad (10)$$

Ma’lumki, kuchli magnit maydon ta’sir etmaganda, erkin elektron energiyasi OZ o‘qi bo‘ylab o‘lchamli kvantlanish hisobiga diskret hisoblandi, lekin XOY tekislikda uzluksiz spektrdan iborat bo‘ladi. Yani,

$$E_c^{parab}(k,d)=\frac{P_x^2}{2m_{nx}}+\frac{P_y^2}{2m_{ny}}+\frac{\pi^2\hbar^2}{2m_{nz}d^2}n_z^2 \quad (11)$$

(11) ifoda keng zonali kvant o‘ralar uchun o‘rinli (kvadratik dispersiya qonuni uchun).

(10) formula, hajmiy tor zonali yarimo‘tkazgichlarning o‘tkazuvchanlik zonasidagi erkin elektronlar energiyasini magnit maydonga bog‘liqligini ifodalaydi. Ya’ni, magnit maydon kuchlanganligi Z o‘qi bo‘ylab yo‘nalgan bo‘lib, XOY tekislikka perpendikulyardir. Bunda, zaryad tashuvchilar energiyasi Landau nazaryasiga muvofiq, XOY tekislikda diskret sathlar hosil bo‘ladi. OZ o‘qi bo‘ylab esa, erkin elektron energiyasi uzluksiz spektrni tashkil etadi. Albatta bu kvant ip analogiyasini beradi. Savol tug‘iladi, tor zona kvant o‘ra asosidagi yarimo‘tkazgichlarda ushbu ilmiy faraz qanday amalga oshadi? Tor zonali kvant

o‘raning o‘rkazuvchanlik zonasidagi erkin elektronlar energiyasi magnit maydonga qanday bog‘liq bo‘ladi? Kvant o‘raning valent zonasidachi?

Tor zonali kvant o‘ralar uchun [4] dagi formulani tadbiq etiladi: Yani, $\Delta << E_g$ shart bajarilsa

$$E_c^{nonparab}(k) = -\frac{E_g}{2}\left\{1-\left[1+\frac{4P^2}{E_g^2}*\frac{2m_{nxyz}}{\hbar^2}*\frac{\hbar^2 k_{xyz}^2}{2m_{nxyz}}\right]^{1/2}\right\} \quad (12)$$

(12) ni tor zonali kvant o‘ra uchun quyidagicha yozish mumkin:

$$E_c^{2d,nonparab}(k,d) = -\frac{E_g}{2}\left\{1-\left[1+\frac{4P^2}{E_g^2}*\frac{2m_n}{\hbar^2}\left(\frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_{nx}}+\frac{\hbar^2 k_y^2}{2m_{ny}}+\frac{\pi^2\hbar^2}{2m_{nt}}n_z^2\right)\right]^{1/2}\right\} \quad (13)$$

Bu yerda, $P = -\frac{i\hbar}{m_0} < S\left|\hat{P}_x\right| x >$.

(11) va (13) formulalar kvadratik hamda kvadratik bo‘lmagan dispersiya qonunlari uchun B=0 da kvant o‘raning o‘tkazuvchanlik zonasidagi erkin elektronlar energiyasini ifodalaydi. Agar B≠0 shart bajarilsa, (11) ifoda quyidagi formulaga o‘tadi:

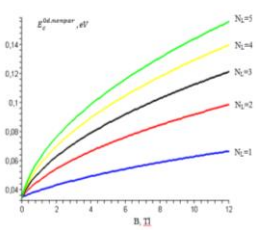
$$E_c^{parab}(B,d) = \left(N_{Lc}+\frac{1}{2}\right)\hbar\omega_{cc} + \frac{\pi^2\hbar^2}{2m_n d^2}n_z^2 \quad (14)$$

U holda, (10) da keltirilgan $\frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_n}$ ni o‘rniga tor zonali kvant o‘ra shartiga muvofiq (Lui de Broyl munosabati, $\lambda_d \approx d$), $\frac{\pi^2\hbar^2}{2m_n d^2}n_z^2$ xadni almashtirilsa, quyidagi ifodaga erishiladi:

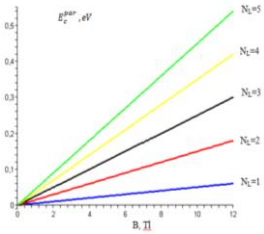
$$E_n^{0d,nonparab}(E_g(B,d),B,d,n_z,N_{Lc}) = -\frac{E_g(B,d)}{2}+\frac{1}{2}\sqrt{(E_g(B,d))^2+4E_g(B,d)[(N_{Lc}+\frac{1}{2})\hbar\omega_{cc}+\frac{\pi^2\hbar^2}{2md^2}n_z^2]} \quad (15)$$

Ushbu formula, tor zonali kvant o‘raning o‘tkazuvchanlik zonasidagi erkin elektronlarning energiyasi magnit maydonga bog‘liqligini ifodalaydi. Yangi olingan (15) formula muhim hisoblanadi, sababi, shu kunga qadar kvant o‘raning taqiqlangan zona kengligi qanday bo‘lishidan qat’iy nazar $E_N(B,d)$ faqat (14) bo‘yicha hisoblangan.Vaholanki, (15) ga ko‘ra, E_N energiya B ga nochiziqli bog‘langan. Bu yerda, $\omega_c = \frac{eB}{m_n}$;

Keling, (15) formulani tor zonali kvant o‘ra asosidagi yarimo‘tkazgichlarga tadbiq etaylik. Bu nazariy g‘oyani grafik ko‘rinishda taxlil qilib ko‘raylik. 2-rasmda InAs/AlSb kvant o‘rali yarimo‘tkazgich uchun o‘tkazuvchan zonasidagi erkin elektron energiyasini $E_c^{nonparab}$, B bog‘liqligi keltirilgan. Bunda, E_g(InAs)=0.35 eV, d=12 nm [7]. 3-rasmda esa, GaAs/Al_xGa_{1-x}/GaAs [8] kvant o‘ra uchun $E_c^{parab}(B,d)$ grafigi keltirilgan. Ushbu rasmdan ko‘rinib turibdiki, chiziqli va nochiziqli grafiklar dispersiya qonunlariga bo‘ysinishi kuzatilmoqda. Bundan tashqari (15) formulaga ko‘ra $E_c^{nonporab}(B,d)$ dan tor zonali kvant o‘rani qalinligi d ga bog‘ligini ham olish mumkin.



2-rasm. InAs/AlSb kvant o‘raning o‘tkazuvchanlik zonasidagi erkin elektronlar energiyasiga magnit maydonni ta’siri.



3-rasm. GaAs/Al_xGa_{1-x}/GaAs kvant o‘raning o‘tkazuvchanlik zonasidagi erkin elektronlar energiyasiga magnit maydonni ta’siri.

Xulosa. $E_v^{0d,nonparab}\left(E_g(B,d),B,d,n_z,N_{Lv}\right)$ tor zonali kvant o‘raning valentlik zonasidagi kovaklarning energiyasini magnit maydonga bog‘liqligini hisoblashni yangi matematik model ishlab chiqildi. $E_n^{0d,nonparab}(E_g(B,d),B,d,n_z,N_{Lc})$ tor zonali kvant o‘raning o‘tkazuvchanlik zonasidagi erkin elektronlarning energiyasini magnit maydonga bog‘liqligini hisoblashni yangi matematik modeli ishlab chiqildi.

ADABIYOTLAR

1. Gulyamov G., Sharibaev N.Yu. The Temperature Dependence of the Density of States in Semiconductors //World Journal of Condensed Matter Physics 2013, №3, p.216-220
2. Гулямов Г., Шарибаев Н. Ю. Исследования температурной зависимости ширины запрещенной зоны Si и Ge с помощью модели. // Физическая инженерия поверхности 2013, т.11, № 2 с.231-237
3. Gulyamov G., Erkaboev U.I., Gulyamov A.G. Magnetic quantum effects in electronic semiconductors at microwave-radiation absorption // Journal of nano- and electronic physics. 2019. Vol.11, Iss.1, Article ID 01020.
4. https://doi.org/10.21272/jnep.11(1).01020
5. Цидильковский И.М. Электроны и дырки в полупроводниках. Энергетический спектр и динамика // Издательство «Наука» Главная редакция физико - математической литературы, М., 1972 г. С. 264.
6. Landau L. Diamagnetismus der Metalle / Zeitschrift für Physik. 1930. Vol.64, pp.629-637. https://doi.org/10.1007/BF01397213
7. Joseph Y., Mehdi H., Brenden A. M., William M., Matthieu C.D., Kasra S., Kaushini S.W., Giti A.K., Yasuhiro H.M., Yoshimitsu K., Zhuo Y., Sunil T., Christopher J.S., Javad S. Experimental measurements of effective mass in near-surface InAs quantum wells // Physical review B. 2020. Vol.101, pp.205310- 205317. https:// doi.org/10.1103/PhysRevB.101.205310
8. Gulyamov G., Abdulazizov B. T., Baymatov P. J. Three-Band Simulation of the g-Factor of an Electron in an InAs Quantum Well in Strong Magnetic Fields // Journal of Nanomaterials. 2021. Vol. 2021, Article ID 5542559, 4 p.
9. Hou-zhi Zheng, Aimin Song, Fu-hua Yang, and Yue-xia Li. Density of states of the two-dimensional electron gas studied by magneto capacitances of biased double – barrier structures // Physical review B. 1994. Vol. 49, No.3, pp.1802-1808.

O‘ZBEKISTON MILLIY UNIVERSITETI XABARLARI, 2025, [3/1]
ISSN 2181-7324

FIZIKA
http://journals.nuu.uz
Natural sciences

UDK:678.742+678.746:535.34

Nizomiddin DUSIYOROV,
O‘zR FA Polimerlar kimyosi va fizikasi instituti tayanch doktoranti
Shodiya MARDONOVA,
O‘zbekiston Milliy universiteti magistranti
Qodirbek BERDINAZAROV,
O‘zR FA Polimerlar kimyosi va fizikasi instituti katta ilmiy xodimi, PhD
Nurbek NORMURADOV,
O‘zR FA Polimerlar kimyosi va fizikasi, instituti kichik ilmiy xodimi, PhD
Elshod HAQBERDIYEV,
O‘zR FA Polimerlar kimyosi va fizikasi instituti, katta ilmiy xodimi, PhD

JizPI professori, f.-m.f.n. A. Mustafakulov taqrizi asosida

FTIR ANALYSIS OF PEI/PET BLEND: POLYMER INTERACTIONS AND STRUCTURAL CHANGES

Annotation

This paper presents an analysis of PEI/PET polymer blends using infrared (IR) spectroscopy. Spectral data allowed the identification of hydrogen bonding and other molecular interactions between polymers. The addition of PEI altered the vibrational characteristics of functional groups in the PET matrix, shifting certain peaks and reducing their intensity. The results indicate that IR spectroscopy is an effective method for evaluating structural and chemical changes in PET/PEI blends, helping to determine their phase state and compatibility.

Key words: poly(etherimide), poly(ethylene terephthalate), polymer blends, IR spectroscopy, functional groups.

ИК-СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ СМЕСИ ПЭИ/ПЭТ: ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПОЛИМЕРОВ И СТРУКТУРНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ

Аннотация

В данной статье проведен анализ полимерных смесей PEI/PET с использованием инфракрасной (ИК) спектроскопии. Спектральные данные позволили выявить водородные связи и другие молекулярные взаимодействия между полимерами. Добавление PEI изменило колебательные свойства функциональных групп в матрице PET, вызывая смещение некоторых пиков и снижение их интенсивности. Результаты показывают, что ИК-спектроскопия является эффективным методом для оценки структурных и химических изменений в смесях PET/PEI, а также для определения их фазового состояния и совместимости.

Ключевые слова: полиэфиримид, полиэтилентерефталат, полимерные смеси, ИК-спектроскопия, функциональные группы.

PEI/PET ARALASHMASINING IQ - SPEKTROSKOPIYA TAHLILI: POLIMER O‘ZARO TA’SIRLARI VA TARKIBIY O‘ZGARISHLAR

Annotatsiya

Ushbu maqolada PEI/PET polimer aralashmalarining infraqizil (IQ) spektroskopiya yordamida tahlili o‘tkazildi. Spektral natijalar polimerlar orasidagi vodorod bog‘lanishlari va boshqa o‘zaro ta’sirlarni aniqlashga imkon berdi. PEI qo‘shilishi PET matritsasidagi funktsional guruhlarning vibratsion xususiyatlarini o‘zgartirib, ba’zi cho‘qqilarni siljitdi va ularning intensivligini pasaytirdi. Natijalar shuni ko‘rsatadiki, IQ spektroskopiya PET/PEI aralashmalaridagi tarkibiy va kimyoviy o‘zgarishlarni baholash uchun samarali usul bo‘lib, aralashmalarning tarkibiy uyg‘unligini va fazaviy holatini aniqlashga yordam beradi.

Kalit so‘zlar: Polieferimid, polietilentereftalat, polimer aralashmalar, IQ spektroskopiya, funksional guruhlar.

Kirish. PEI va PET sanoatda keng qo‘llaniladigan muhim muhandislik polimerlari bo‘lib, ularning o‘ziga xos issiqlik va mexanik xususiyatlari mavjud. PEI amorf termoplastik bo‘lib, yuqori shisha o‘tish harorati ($T_g \approx 215°C$) va yaxshi mexanik mustahkamlikka ega. Biroq, amorf polimer sifatida u kristallanmaydi va shu sababli kimyoviy chidamlilik jihatidan cheklovlarga ega. Shuningdek, PEI yuqori ishlov berish haroratini (380°C) talab qiladi, bu esa qayta ishlash jarayonini qiyinlashtiradi. PET esa yarim kristallik termoplastik bo‘lib, $T_g \approx 78°C$ va erish harorati $T_{er} \approx 255°C$. PET yuqori kimyoviy chidamlilik va yaxshi mexanik xususiyatlarga ega, lekin uning metallizatsiyalanish qobiliyati past. PET va PEI aralashmalari fazaviy o‘tishlarning o‘zgarishi natijasida haroratga chidamliligini oshirish va qayta ishlashni optimallashtirish uchun ishlatiladi. Ushbu ikki polimerni aralashtirish ilmiy izlanishlarda katta qiziqish uyg‘otgan, chunki PET ning kristallik tuzilishi PEI ning yuqori issiqlik barqarorligi bilan uyg‘unlashib, ularning qo‘llanish sohasini kengaytirish imkonini beradi.

PET/PEI aralashmalarining moslashuvchanligi va kristallanish jarayoni ko‘plab ilmiy ishlar asosida o‘rganilgan. Chen va boshqa ko‘pchilik muallik tomonidan o‘tkazilgan dastlabki tadqiqotlarda PET va PEI aralashmalari butun tarkibiy diapazonda eritma holatida o‘zaro mos kelishi aniqlangan. Eritmada tayyorlangan aralashmalarning moslashuvchanligi ishlatilgan erituvchiga bog‘liq bo‘lib, dixloruksus kislota fenol/tetraxloroetan eritmasiga nisbatan yaxshiroq segmentar aralashish hosil qilishi kuzatilgan.

Eritmada tayyorlangan aralashmalarni eritib qotirish usuli orqali yuqori haroratda ishlov berilganda, ularning moslashuvchanligi yanada oshgan va bitta shisha o‘tish harorati (T_g) qayd etilgan. Biroq, PEI miqdori 40% dan ortganda PET ning kristallanishi pasayishi kuzatilgan. Shuningdek, PET ning ko‘p cho‘qqili erish endotermik xususiyati PEI mavjudligi sababli susaygan [1-12]. Chen va Hsiao tomonidan olib borilgan keyingi tadqiqotlarda PET/PEI aralashmalarida kristallanish va suyuq-suyuq fazaviy ajralish jarayonlari bir vaqtda sodir bo‘lishi aniqlangan. Kichik burchakli rentgen sochilishi usuli yordamida PET ning kristallik va amorf qatlamlaridan iborat lamellar strukturalar hamda ularni o‘rab turgan PEI boy faza hosil bo‘lishi kuzatilgan. PEI miqdori oshgan sari amorf qatlamlar kengayishi va bu struktura aralashmaning mexanik va issiqlik xususiyatlariga sezilarli ta’sir qilishi aniqlangan [13].

Mutlu va boshqalar tomonidan olib borilgan tadqiqotlarda PET/PEI aralashmalarining mexano-optik xatti-harakatlari real vaqt rejimida o‘rganilgan. Tadqiqot natijalari shuni ko‘rsatadiki, PEI qo‘shilishi PET ning kristallanish tendensiyasini pasaytiradi va shisha o‘tish haroratini oshiradi. PEI konsentratsiyasi ortgan sari PET/PEI aralashmalarining stress-optik koeffitsienti ortib boradi, bu esa ularning deformatsiya sharoitlarida optik xususiyatlarini sezilarli darajada o‘zgartiradi. Shuningdek, PEI ning mavjudligi mexanik barqarorlikni oshiradi va amorf holatdan kristallik holatga o‘tish jarayonini sezilarli darajada o‘zgartiradi.

Umuman olganda, ushbu ilmiy tadqiqotlar shuni ko‘rsatadiki, PET/PEI aralashmalarining fazaviy xususiyatlari murakkab jarayonlar natijasida shakllanadi. Bu jarayonlar kristallanish, fazaviy ajralish hamda segmentar aralashish hodisalari bilan chambarchas bog‘liq bo‘lib, ularning o‘zaro ta’siri polimer aralashmasining yakuniy tarkibi va tuzilish xususiyatlarini belgilaydi. Tadqiqot natijalari shuni ko‘rsatadiki, PEI polimerining PET matritsasiga qo‘shilishi uning fizik va kimyoviy xususiyatlariga sezilarli ta’sir ko‘rsatadi. Xususan, PEI konsentratsiyasining oshishi PET ning issiqlik barqarorligini sezilarli darajada yaxshilaydi, bu esa uni yuqori haroratga chidamliroq materialga aylantiradi. Biroq, PET ning kristallanish qobiliyati PEI mavjudligida sezilarli darajada cheklanadi, chunki PEI segmentlari kristall o‘sish jarayoniga ta’sir qiladi va tartiblangan kristall fazaning shakllanishiga to‘sqinlik qiladi. Shu sababli, PET ning kristall tuzilishi PEI mavjudligida sezilarli darajada o‘zgaradi, natijada materialning morfologiyasi hamda fizikaviy-mechanik xususiyatlari o‘zgaradi. Ushbu tadqiqotning natijalari PET va PEI aralashmalarining sanoat amaliyotlarida qo‘llanilishi, yuqori haroratga chidamli, mexanik jihatdan mustahkam va barqaror polimer kompozitsiyalarini yaratish istiqbollari haqida muhim ma’lumotlarni taqdim etadi [14-15].

PEI/PET polimer aralashmalarining sintez qilinishi, fizik-kimyoviy xossalari va strukturaviy o‘ziga xosliklarini o‘rganishga bag‘ishlangan ilmiy maqolalar chuqur tahlil qilindi. Olingan natijalarga ko‘ra, ushbu polimer tizimlarining infratovush (IQ) spektroskopiyasi asosida tadqiq etilishi yetarlicha o‘rganilmaganligi aniqlandi. Ma’lumki, IQ spektroskopiya usuli polimerlarning funksional guruhlarini aniqlash, ularning makromolekulyar tuzilishdagi o‘zgarishlarini baholash va aralashma komponentlari o‘rtasidagi o‘zaro ta’sir mexanizmlarini o‘rganishda muhim ahamiyat kasb etadi. Shu sababli, ushbu tadqiqot doirasida PEI, PET va ularning teng nisbatdagi aralashmasini IQ spektroskopiya usuli orqali chuqur tahlil qilish rejalashtirildi. Polimer materiallarining IQ spektroskopik tahlili ularning kimyoviy tuzilishini, bog‘lanish tabiatini va polimer zanjirlari orasidagi ichki o‘zaro ta’sirlarni aniqlashga imkon beradi. PEI va PET polimerlari o‘ziga xos kimyoviy tarkibga ega bo‘lib, ularning aralashmasi turli xil fizik-kimyoviy va mexanik xossalarga ega yangi materiallar yaratish imkonini beradi. Ilmiy adabiyotlar tahlili shuni ko‘rsatdiki, mazkur polimer tizimlarining IQ spektroskopik tadqiqotlari yetarli darajada rivojlanmagan bo‘lib, ayniqsa, PEI va PET aralashmalarining spektral xususiyatlari va molekulyar o‘zaro ta’sir mexanizmlari haqida to‘liq tasavvur mavjud emas.

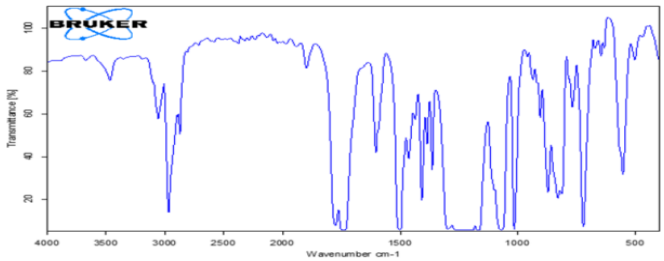
Tadqiqot metodologiyasi. *Polimer aralashmani tayyorlash.* Ushbu tadqiqot ishida Xitoyning ZOGOV kompaniyasida ishlab chiqarilgan PEI (Ultem 1000) polieferimid hamda pepsi brendidagi plastik idish ikkilamchi polietilenteriftalat polimerlaridan foydalanilgan

Polimer aralashmalar turli nisbatlarda laboratoriya ikki shnekli ekstruderida suyuqlanma holatda 235, 240, 240, 240, 240, 240, 245 ± 5 °C harorat zonalarida olindi.

IQ-spektroskopiya. Tadqiqot ishida PEI/PET polimer aralashmalarini IQ spektroskopiyasi polimer molekulalarining kimyoviy tuzilishi, fazaviy tarkibi, reaksiya jarayonlari va materiallar xususiyatlarini baholash maqsadida o‘tkazildi.

PEI/PET polimer aralashmalari namunalari *Inventio-S IR Fourier* (Bruker, Germany) qurilmasida tekshirildi. PEI/PET plyonka namunalari 40-50 mkm qalinlikga ega bo‘lib maxsus savutish tizimiga ega (500℃ Manual Hot Press) issiqlik pressida alyumin folga qog‘oziga (10×10sm) 2-3 gr atrofida namuna granulasi olinib 280-240℃ haroratda, dastlab 2-3 min vaqt davomida qizib turgan plitalarda bosimsiz namuna erishi kutildi so‘ngra 7-8 tonna (700-800 MPa) yuk bosimida 3-4 min vaqt davomida ushlab turildi, plyonka hosil qilgan namunalar shu bosimda 100-120℃ haroratgacha sovitildi. Plyonkalar qalinligi 60-80 mkm, o‘lchamlari 2 sm×4sm qilib to‘g‘ri to‘rt burchak shaklida qirqib olindi. Olingan natijalar IQ-spektrlarning kenglik sohasi 400 sm^{-1} dan 4000 sm^{-1} gacha bo‘lib har bir nuqta oraliqlari uchun talab 2 sm^{-1} dan iborat bo‘lgan.

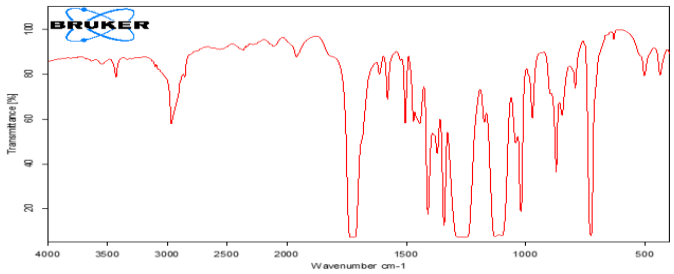
Tahlil va natijalar. *PEI, PET va ularning aralashmalari IQ-spektroskopiyasi*. Infraqizil spektroskopiya (FTIR) usuli yordamida toza PEI va ikkilamchi PET polimerlarining funksional guruhlari tahlil qilindi. Toza PEI spektrida imid, efir, aromatik amin va karbonil guruhlariga xos tebranish cho‘qqilari aniq kuzatildi.



Rasm.1. Toza PEI ning IQ spektri.

Imid guruhining C=O valent tebranishlari ~1775 cm^{-1} va ~1720 cm^{-1} da joylashgan bo‘lib, bu PEI ning yuqori haroratga chidamliligini tasdiqlaydi. Shuningdek, C-N bog‘lari (~1350 cm^{-1}), C-O-C (efir bog‘i) (~1230 cm^{-1}), va aromatik C=C (~1500–

1600 cm^{-1}) valent tebranishlari mavjudligi qayd etildi. 2850–2950 cm^{-1} diapazonda CH alifatik bog‘lari va 3400 cm^{-1} atrofida NH

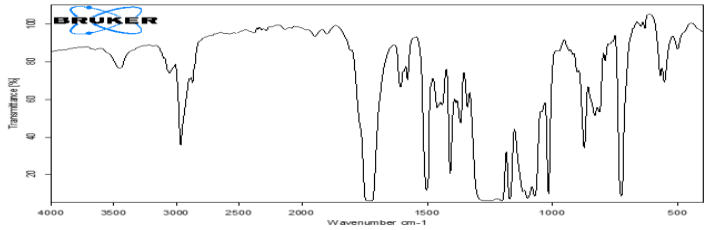


deformatsion tebranishlari kuzatildi, bu PEI tarkibida amin guruhlarining borligini ko‘rsatadi (1-rasm).

Rasm.2. Ikkilamchi PET ning IQ spektri.

Ikkilamchi PET spektrida efir, aromatik halqa va karbonil guruhlariga xos infraqizil yutilish cho‘qqilari aniqlandi. C=O valent tebranishi ~1715 cm^{-1} da joylashib, PET polimerining asosiy tarkibiy qismini tasdiqlaydi. Aromatik C=C bog‘lari (~1500–1600 cm^{-1}) PET ning benzol halqasiga mos keladi, C-O-C efir guruhining valent tebranishlari esa ~1240 cm^{-1} va ~1090 cm^{-1} oralig‘ida joylashgan. 2850–2950 cm^{-1} diapazonda CH alifatik valent tebranishlari qayd etildi. 3200–3500 cm^{-1} atrofida namoyon bo‘lgan keng cho‘qqilar esa PET ning gidrolitik degradasiyasi yoki namlik bilan bog‘liqligini ko‘rsatadi (2-rasm).

PEI 50% –PET 50% aralashmasining IQ spektri tahliliga ko‘ra. Olingan spektr asosida har ikkala komponentga xos funksional guruhlarning mavjudligi tasdiqlandi va ularning intensivliklari baholandi.



Rasm.3. PEI/PET 50/50 polimer aralashmaning IQ spektri.

IQ spektrda karbonil (C=O) guruhining valent tebranishi 1715–1770 cm^{-1} (PEI) va 1715–1740 cm^{-1} (PET) oralig‘ida aniqlanadi. Bu ikki komponentning bir-biri bilan aralashganligini va ularning o‘zaro ta’sirini ko‘rsatadi. Aromatik halqadagi C=C valent tebranishlari 1500–1615 cm^{-1} diapazonda kuzatiladi, bu esa PEI va PET molekulalarining qo‘shbog‘ tuzilmalarga egaligini tasdiqlaydi.

Imid halqasidagi C-N valent tebranishlari 1180–1360 cm^{-1} oralig‘ida kuzatiladi, bu PEI ning mavjudligini tasdiqlovchi asosiy tasmalar hisoblanadi. Shu bilan birga, ester guruhidagi C-O valent tebranishlari 1240–1300 cm^{-1} oralig‘ida aniqlanib, PET polimerining tarkibiy tuzilishini aks ettiradi. Aromatik C-H valent tebranishlari 3000–3100 cm^{-1}, alifatik C-H valent tebranishlari esa 2800–3000 cm^{-1} oralig‘ida kuzatiladi.

Spektral tahlil shuni ko‘rsatadiki, PET va PEI o‘zaro bog‘langan holda mavjud bo‘lib, har ikkala polimerga xos tasmalar bir-biriga ta’sir etgan holda qayd etilgan. Shu bilan birga, ayrim tasmalarning yengil siljishi va intensivlik o‘zgarishlari aralashmaning molekulyar darajadagi o‘zaro ta’sirlarini tasdiqlaydi (3-rasm).

Xulosa va takliflar. IQ spektral tahlili natijalari toza PEI, ikkilamchi PET va PEI50 PET50 aralashmasi tarkibidagi funksional guruhlarni aniqlash imkonini berdi. Har bir polimerning o‘ziga xos kimyoviy tuzilishi spektrda aniq aks etgan bo‘lib, aralashma namunasi har ikkala polimerning xususiyatlarini mujassam etgan.

Toza PEI spektrida imid, karbonil, efir va aromatik amin guruhlari intensiv yutilish cho‘qqilari bilan namoyon bo‘ldi. Ayniqsa, C=O (1775 va 1720 cm^{-1}) va C-N (1350 cm^{-1}) tebranishlari PEI ning yuqori termal va mexanik barqarorligini tasdiqlaydi.

Ikkilamchi PET spektrida ester, karbonil va aromatik halqa guruhlari o‘ziga xos cho‘qqilarni hosil qildi. C=O (1715 cm^{-1}) valent tebranishi polyester tuzilishini tasdiqlaydi. 3200–3500 cm^{-1} oralig‘ida namoyon bo‘lgan keng yutilish cho‘qqisi PET ning gidrolitik degradatsiyasi yoki namlik ta’sirini ko‘rsatishi mumkin.

PEI 50 PET 50 aralashma spektri esa har ikkala polimerga xos funksional guruhlarni aks ettirdi. Karbonil guruhining valent tebranishlari (~1775 va 1715 cm^{-1}) ham PEI, ham PET tarkibida mavjudligini tasdiqlaydi. Shuningdek, 3400 cm^{-1} atrofidagi keng yutilish cho‘qqisi vodorod bog‘lari hosil bo‘lishi mumkinligini ko‘rsatdi. Umuman olganda, spektral natijalar PEI va PET aralashmasida polimerlar o‘rtasida muayyan o‘zaro ta’sir mavjudligini ko‘rsatadi. Bu materiallarning issiqlikka chidamliligi va mexanik xususiyatlarini yaxshilash imkoniyatini bildiradi.

ADABIYOTLAR

1. Chen, H.-L. Miscibility and Crystallization Behavior of Poly(ethylene terephthalate)/Poly(ether imide) Blends. Macromolecules. - 1995. – T. 28– №.8. – C. 2845–2851.
2. Jo W. H. et al. Miscibility of poly (ether imide)/poly (ethylene terephthalate) blends //Polymer Bulletin. – 1994. – T. 33. – C. 113-118.
3. Chen H. L., Hwang J. C., Chen C. C. Multiple melting and crystal annealing of poly (ethylene terephthalate) in its blends with poly (ether imide) //Polymer. – 1996. – T. 37. – №. 24. – C. 5461-5467.
4. Huang J. M., Chang F. C. Miscibility, melting, and crystallization of poly (trimethylene terephthalate)/poly (ether imide) blends //Journal of applied polymer science. – 2002. – T. 84. – №. 4. – C. 850-856.
5. Kint D. P. R. et al. Microstructure and crystallization of melt-mixed poly (ethylene terephthalate)/poly (ethylene isophthalate) blends //Journal of applied polymer science. – 2003. – T. 90. – №. 11. – C. 3076-3086.

6. Martinez J. M., Eguiazabal J. I., Nazabal J. Miscibility of poly (ether imide) and poly (ethylene terephthalate) //Journal of applied polymer science. – 1993. – T. 48. – №. 5. – C. 935-937.
7. Jang J., Sim K. Spectroscopic studies of the crystallization behaviour in poly (ether imide)/poly (ethylene terephthalate) blends //Polymer. – 1997. – T. 38. – №. 16. – C. 4043-4048.
8. Ruvolo-Filho A., de Fátima Barros A. Correlation between thermal properties and conformational changes in poly (ethylene terephthalate)/poly (ether imide) blends //Polymer degradation and stability. – 2001. – T. 73. – №. 3. – C. 467-470.
9. Chen H. L. et al. Simultaneous liquid–liquid demixing and crystallization and its effect on the spherulite growth in poly (ethylene terephthalate)/poly (ether imide) blends //Polymer. – 1998. – T. 39. – №. 26. – C. 6983-6989.
10. Choi J., Cakmak M. Morphological evolution during thermal and strain induced crystallization in poly (ethylene terephthalate)/poly (ether imide) blend films //Polymer. – 2016. – T. 84. – C. 10-20.
11. Hwang J. C. et al. Analysis of two-stage crystallization kinetics for poly (ethylene terephthalate)/poly (ether imide) blends //Polymer. – 1997. – T. 38. – №. 16. – C. 4097-4101.
12. Alobaidi Q. M. Study of polyetherimide (PEI)-polyethylene terephthlate blends (PET). 02 DAYS //Proceedings of the 5th International Conference on Recent Trends in Engineering, Science & Management, Pune, India. – 2016. – C. 9-10.
13. Chen, H.-L., & Hsiao, M.-S. Morphological Structure Induced by Combined Crystallization and Liquid−Liquid Demixing in Poly(ethylene terephthalate)/Poly(ether imide) Blends. Macromolecules. - 1998. – T. 31. – №. 19. – C. 6579–6584.
14. Mutlu Z. et al. Mechano-optical behavior in poly (ethylene terephthalate)/poly (ether imide) blends //Journal of Polymer Science. – 2021. – T. 59. – №. 18. – C. 2045-2056.
15. Choi, J., Serhatkulu, T., & Cakmak, M. Temporal evolution of structure in uniaxially stretched PET/PEI blends during constrained annealing: A real time birefringence study. Polymer. – 2016. – T. 97. – C. 569–579.

O‘ZBEKISTON MILLIY UNIVERSITETI XABARLARI, 2025, [3/1]
ISSN 2181-7324

FIZIKA
http://journals.nuu.uz
Natural sciences

UDC: 535.012

Shavkatjon YORMATOV,
PhD student of SamSU
E-mail: shavkatjonyormatov1710@gmail.com
Abduvakhid JUMABAEV,
DSc, professor of SamSU
Absanov AHMAD,
PhD, associate professor of SamSU
Marjona MUSTAFOYEVA,
Master student of SamSU

PhD Eshonqulov G’.taqrizi asosida

INVESTIGATING ACETONITRILE VIBRATIONS IN PROTIC AND APROTIC MIXTURES

Annotation

Polarized Raman spectroscopy and two-dimensional correlation spectroscopy (2D-COS) were used to study the vibrational behavior of acetonitrile (ACN) in mixtures with dimethyl sulfoxide (DMSO) and water. The Raman non-coincidence effect (NCE) of the C≡N stretching mode revealed weak dipole interactions in ACN-DMSO and strong hydrogen bonding in ACN-water. Synchronous and asynchronous 2D-COS spectra showed that ACN vibrations respond differently to solvent concentration changes, with significant spectral shifts in water due to hydrogen bonding. These findings demonstrate how 2D-COS effectively reveals solvent-induced vibrational interactions in molecular systems.

Key words: Acetonitrile, polarized Raman spectroscopy, synchronous 2D-COS, asynchronous 2D-COS, intermolecular interactions.

ИССЛЕДОВАНИЕ КОЛЕБАНИЙ АЦЕТОНИТРИЛА В ПРОТОННЫХ И АПРОТОННЫХ СМЕСЯХ

Аннотация

Поляризованная Раман спектроскопия и двумерная корреляционная спектроскопия (2D-КОС) использовались для изучения колебательных свойств ацетонитрила (АЦН) в смесях с диметилсульфоксид (ДМСО) и водой. Эффект несовпадения частот (ЭНЧ) для валентного колебания C≡N показал слабые дипольные взаимодействия в системе АЦН-ДМСО и сильное водородное связывание в системе АЦН-вода. Синхронные и асинхронные 2D-КОС спектры выявили различную реакцию колебаний АЦН на изменения концентрации растворителя, причем в воде наблюдались значительные спектральные сдвиги из-за водородных связей. Эти результаты демонстрируют эффективность 2D-КОС в выявлении раствор-зависимых колебательных взаимодействий в молекулярных системах.

Ключевые слова: Ацетонитрил, поляризованная рамановская спектроскопия, синхронная 2D-КОС, асинхронная 2D-КОС, межмолекулярные взаимодействия.

ASETONITRIL TEBRANISHLARINING PROTIK VA APROTIK ARALASHMALARDAGI TADQIQI

Annotatsiya

Qutblangan Raman spektroskopiyasi va ikki o‘lchamli korrelyatsion spektroskopiya (2D-KOS) yordamida asetonitril (ACN)ning dimetilsulfoksid (DMSO) va suv bilan aralashmalaridagi tebranish xususiyatlari o‘rganildi. C≡N valent tebranishi uchun Raman no-moslik effekti (NME) ACN-DMSO tizimida zaif dipol o‘zaro ta’sirlari va ACN-suv tizimida kuchli vodorod bog‘lanishlarini aniqladi. Sinxron va asinxron 2D-KOS spektrlari ACN tebranishlarining erituvchi kontsentratsiyasi o‘zgarishiga turlicha javob berishini ko‘rsatdi, suvda esa vodorod bog‘lari sababli sezilarli spektral siljishlar kuzatildi. Ushbu natijalar 2D-KOS metodining erituvchi ta’sirida tebranish o‘zaro ta’sirlarini aniqlashdagi samaradorligini ko‘rsatadi.

Kalit so‘zlar: Asetonitril, Qutblangan Raman spektroskopiyasi, sinxron 2D-KOS, asinxron 2D-KOS, molekulalararo ta’sirlar.

Introduction. A useful technique for investigating the nature of polar bonds and differentiating between molecular structures in chemical substance analysis is vibrational spectroscopy [1-2]. Because of its adaptability, it is now essential in many fields, including industrial applications, biochemistry, and chemistry connected to health [3-5]. One of the intriguing aspects of vibrational spectroscopy lies in its ability to uncover subtleties in molecular behavior. For instance, some polar vibrational modes display shifts in their vibration wavenumbers when observed through IR and Raman spectroscopy, reflecting the differing sensitivities of these techniques [6]. Even more fascinating is the discrepancy observed within Raman spectroscopy itself, where the frequencies of certain vibrational modes in isotropic and anisotropic components do not coincide [7-9]. This phenomenon, known as the non-coincidence effect (NCE), provides critical insights into intermolecular interactions, molecular orientations, molecular symmetry and dynamic processes within complex systems. As a result, studying NCEs has become an essential approach for understanding and predicting molecular structures with greater precision, further emphasizing the importance of vibrational spectroscopy in modern science [10-11]. In this paper, we analyzed Raman NCE for the C≡N polar bond of acetonitrile (ACN). To date, various intermolecular processes involving this polar bond of ACN have been systematically investigated. The vibrational

wavenumber of the C≡N polar bond, which carries an extremely sensitive environmental probe, depends on the medium's solvation characteristic [12]. The vibrational properties of the C≡N polar bond were also analyzed using Density Functional Theory (DFT) [13]. This analysis explained the mechanism by which the vibrational wavenumber of this triple bond exhibits a blue shift in intermolecular hydrogen bonding. It was found that the triplet bond length is strongly dependent on the H-bond length. It has also been reported that the triple bond strength constant of acetonitrile in aqueous media unexpectedly increases, leading to a blue shift in the corresponding stretching vibration, which is in contrast to the typical consequence of hydrogen bonding in the vibrational wavenumbers of the accepting groups, i.e., a red shift in the wavenumber [14]. The observation of various anomalous effects in the spectral properties of the C≡N polar bond of the ACN molecule necessitates the study of processes involving this bond using more extensive and effective methods. We have studied the nature and strength of intermolecular interaction forces in ACN by determining the Raman NCE of the polar C≡N bond. Studying this effect allows us to understand the formation of molecular systems in ACN and predict their precise geometric structure. Also, in this work, two-dimensional Raman-correlation spectroscopy (2D-COS) analyses of ACN solutions with solvents water, and dimethyl sulfoxide (DMSO), which have different intermolecular interaction natures, were performed. This method is one of the interactive methods for analyzing the spectral properties of vibrational modes in the solution phase [15].

Methods. Polarized and unpolarized Raman spectra of neat acetonitrile and its binary solutions with Water, and DMSO at different concentrations were recorded using a Renishaw Invia Raman spectrometer with a 1200 lines/mm grating. The excitation light source was a Spectrum Stabilized Laser Module with a 532 nm wavelength and 100 mW of power. Raman spectra were acquired at room temperature (298 K) using a Renishaw CCD Camera detector with ×100 objective in a backscattering geometry configuration.

Results and discussions.

Raman non-coincidence effect analysis

The principle of the technique of polarized Raman spectroscopy depends on the mutual orientation of the electric field vectors of light incident on and scattered from a sample. If the field vectors are parallel to each other, a polarized Raman spectrum is formed, and if they are perpendicular to each other, an unpolarized Raman spectrum is formed. Using these spectral results, it is possible to generate isotropic and anisotropic Raman spectra of a vibrating polar bond. Figure 1 shows the isotropic and anisotropic Raman spectra of the C≡N stretching mode of ACN. The peak wavenumber of the isotropic Raman spectrum of the C≡N stretching mode is 2253 cm^{-1}. The wavenumber of the anisotropic component is 2254.4 cm^{-1}. The difference between these wavenumbers is +1.4 cm^{-1}. The positive splitting of the Raman NCE indicates that the C≡N triplet bonds are arranged antiparallel to each other. Antiparallel ordered triplet bonds generate resonantly coupled dipole couples. These dipole couples are connected by resonant energy transfer. The small value of the Raman NCE indicates that the resonance energy transfer between dipole pairs is very weak. This result indicates that the most sensitive part of the ACN molecule to intermolecular interactions is C≡N. In order to study the intermolecular interaction processes of this triplet bond, Raman spectra of binary mixtures of ACN with DMSO and Water were recorded. Based on the obtained spectral data, two-dimensional synchronous and asynchronous correlation spectra were generated.

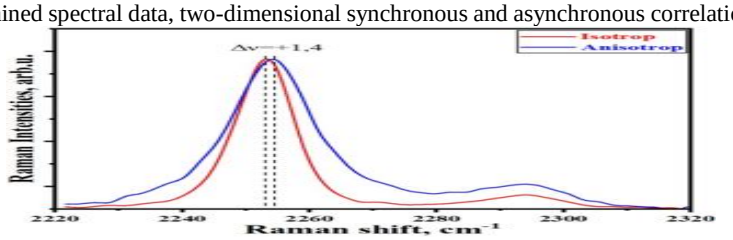


Figure 1. *Isotropic and anisotropic Raman spectra of the C≡N stretching mode of ACN.*

Two-Dimensional Correlation Spectroscopy analysis

Synchronous and asynchronous 2D-Raman correlation spectra of an ACN and DMSO solution at varying concentrations were obtained (Fig. 2a, b). Synchronous 2D-COS identifies the correlation between two signals occurring simultaneously at the same frequency, revealing how closely different vibrational modes respond to concentration changes. The intensity of the colours in the synchronous spectrum represents the strength of these correlations. Positive correlations, where two modes change in the same direction, are typically shown in warm colours such as red, yellow, or orange. Conversely, anticorrelated modes, which vary in opposite directions, are depicted in cool colours like blue. Asynchronous 2D-COS, on the other hand, highlights phase differences or time lags between vibrational modes by illustrating how signals evolve relative to each other across frequencies or time. The colour intensity in asynchronous spectra provides insight into the interaction sequence of different vibrational modes. When the x-axis signal precedes the y-axis signal, warm colours (e.g., red or orange) appear, indicating dominance. Meanwhile, cool colours (e.g., blue) suggest that the y-axis signal is more prominent than the x-axis signal. It can be seen that a strong signal appears in the synchronous spectrum (Fig.2a). This strong signal corresponds to the fundamental stretching vibration of the C≡N triple bond of ACN, at 2253 cm^{-1}. The dark red central area shows that the shift in this vibrational mode is due to changes in DMSO concentration.

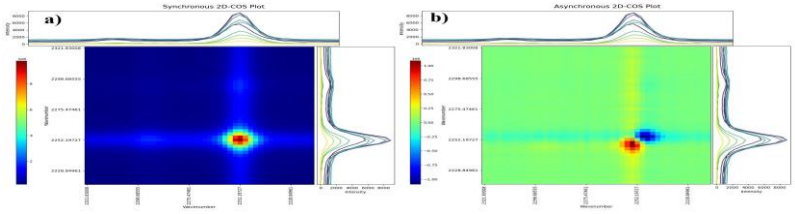


Figure 2. *Synchronous (a) and asynchronous (b) 2D Raman correlation spectra of the ACN-DMSO mixture were constructed from the selected concentration range from 1 to 0.05 mole fraction.*

The map is symmetric, with the highest intensity along the main diagonal line. This means that the ground vibrational mode of ACN changes synchronously with increasing DMSO concentration. The high intensity observed along the diagonal line, however, the weakness of the off-diagonal regions, indicates that the main interaction is due to the vibrational mode of the C≡N bond. This means that there is a significantly variable vibrational coupling between ACN and DMSO. An asynchronous spectrum shows interactions that are delayed by changes in concentration (Fig 2b). This spectrum has two distinct contrasting (red-blue) signals around the wavenumber 2253 cm^{-1}. This situation indicates the presence of a strong correlation, that is, the C≡N vibration of ACN and the effect of DMSO molecules show asynchronous modulation. There are red and blue signals in this region, which reflect different stages of the intermolecular hydrogen bonding effect. Red regionss indicate an increase, while blue regions indicate a decrease in intensity, indicating that the vibrational mode is associated with two different transformation processes. The green background means that there is not much phase difference in this system overall; however, there is a clear signal at the center region. This indicates that the vibrational coupling between molecules has a certain phase delay with increasing DMSO concentration. As a general conclusion from the synchronous and asynchronous spectra, it can be said that the stretching vibration of the C≡N bond is strongly reflected in the synchronous spectrum, indicating its important role in ACN-DMSO mixtures. The asynchronous spectrum shows phase delays and, in particular, strong asynchronous changes in the C≡N bond indicate the presence of intermolecular interactions. These results indicate that the ACN-DMSO interactions are mainly modulated by hydrogen bonding effects, which may account for the blue shift of the C≡N vibrations, as opposed to the usual red shift. In the next analysis, 2D-COS was discussed for mixtures with water, which belong to the type of clusters with strong hydrogen bonds, i.e., protic solvents. Such analysis helps to understand how vibrational properties change based on intermolecular hydrogen bonds and solvent effects. Synchronous and asynchronous 2D-Raman correlation spectra of an ACN and water solution at varying concentrations were obtained (Fig. 3a, b). The strongest shift was detected around 2253 cm^{-1}, similar to that observed with DMSO (Fig.3a). The dark red color indicates that this wavenumber is significantly modulated by changes in water concentration. The presence of a dominant signal along the diagonal indicates that the interaction of water on ACN molecules occurs symmetrically. In addition, this may indicate that the Raman intensity increases uniformly across the entire spectrum. This suggests that there are other vibrational changes associated with water concentration. It is possible that the deformation vibrations or low-energy modes of ACN molecules may also change. The asynchronous 2D-COS spectrum has red-blue regions at 2253 cm^{-1} (Fig.3b). This signal indicates that the C≡N bond is modulated differently with increasing water concentration.

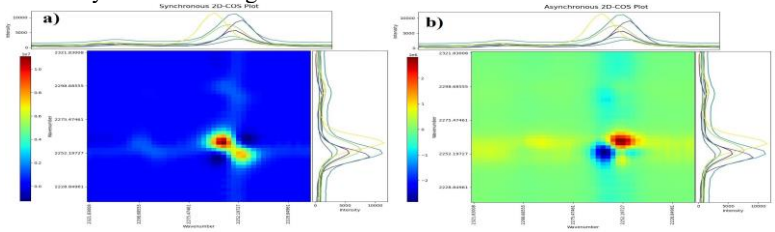


Figure 3. *Synchronous (a) and asynchronous (b) 2D Raman correlation spectra of the ACN-Water mixture were constructed from the selected concentration range from 1 to 0.05 mole fraction.*

The red and blue colors indicate that the C≡N vibrational state of ACN changes differently with water. This shows that the fundamental mode reacts with a phase delay. The absence of strong off-diagonal signals suggests that although the fundamental vibrations of ACN molecules are changing under the influence of water, there are no other ambiguous bonds. It is likely that ACN molecules do not form strong hydrogen bonds, but rather are dominated by dipole-dipole interactions. In general, ACN-Water mixtures have strong hydrogen bonds and significant spectral changes, while in the ACN-DMSO system, dipole-dipole interactions are dominant and the Raman intensity does not change much.

Conclusions. Polarized Raman spectroscopy and 2D-COS were used to study the intermolecular interactions of ACN with solvents (DMSO and water). The synchronous 2D-COS spectrum showed that the C≡N stretching vibration changed in the same direction with the increase in DMSO concentration, indicating the main interaction in the ACN-DMSO system. The asynchronous spectrum revealed phase delays between the C≡N vibration of ACN and DMSO molecules. In water mixtures, the C≡N stretching vibration showed different behavior with increasing water concentration, suggesting the role of hydrogen bonding. In the ACN-DMSO system, dipole-dipole interactions dominate, with little change in Raman intensity. However, in ACN-water mixtures, strong hydrogen bonds and significant spectral shifts were observed. These results demonstrate the effectiveness of 2D-COS in understanding the vibrational changes and intermolecular interactions in ACN solutions.

REFERENCES

1. J.X. Cheng, X.S. Xie, "Vibrational spectroscopic imaging of living systems: An emerging platform for biology and medicine," *Science*, 350(6264), (2015). https://doi.org/10.1126/science.aaa8870
2. G.J. Thomas Jr., "Raman spectroscopy of protein and nucleic acid assemblies," *Annu. Rev. Biophys. Biomol. Struct*., 28, 1-27 (1999). https://doi.org/10.1146/annurev.biophys.28.1.1
3. W.H. Su, D.W. Sun, "Fourier Transform Infrared and Raman and Hyperspectral Imaging Techniques for Quality Determinations of Powdery Foods: A Review," *Compr. Rev. Food Sci. Food Saf.*, 17(1), 104–122 (2018). https://doi.org/10.1111/1541-4337.12314
4. Z. Movasaghi, S. Rehman, I.U. Rehman, "Raman spectroscopy of biological tissues," *Appl. Spectrosc. Rev.*, 42, 493-541 (2007). https://doi.org/10.1080/05704920701551530
5. J.B. Wu, M.L. Lin, X. Cong, H.N. Liu, P.H. Tan, "Raman spectroscopy of graphene-based materials and its applications in related devices," *Chem. Soc. Rev.*, 47(5), 1822–1873 (2018). https://doi.org/10.1039/C6CS00915H
6. G. Fini, P. Mirone, B. Fortunat, "Evidence for Short-Range Orientation Effects in Dipolar Aprotic Liquids from Vibrational Spectroscopy: 1. Ethylene and Propylene Carbonates," *J. Chem. Soc., Faraday Trans*., 69(8), 1243–1248 (1973). http://dx.doi.org/10.1039/f29736901243

7. D.E. Logan, "The non-coincidence effect in the Raman spectra of polar liquids," *Chem. Phys.*, 103, 215–225 (1986). https://doi.org/10.1016/0301-0104(86)80022-2
8. H. Torii, "Approximate theories of the Raman non-coincidence effect: a critical evaluation in the case of liquid acetone," *J. Mol. Struct*. THEOCHEM., 311, 199-203 (1994). https://doi.org/10.1016/S0166-1280(09)80057-2
9. P. Mirone, G. Fini, "Local order and vibrational coupling in solutions of polar molecules," *J. Chem. Phys*., 71, 2241–2243 (1979). https://doi.org/10.1063/1.438557
10. Z. Wang, Y. Han, Q. Peng, C. Jiang, H. Wang, "The intermolecular interactions of methanol diluted in protic and aprotic solvent probed by polarized Raman spectroscopy and HNMR," *J. Mol. Liq*., 387, 122658 (2023). https://doi.org/10.1016/j.molliq.2023.122658
11. A. Jumabaev, U. Holikulov, S. Yormatov, T. G. Devi, "Influence of Dielectric Environments on Raman Non-Coincidence Effects in the C=O Stretching and NH2 Bending Modes of Formamide," *Vibr. Spectrosc*., 103767 (2025). https://doi.org/10.1016/j.vibspec.2025.103767
12. H.C. Garcia, L.F. de Oliveira, B.G. Nicolau, M.C. Ribeiro, "Raman spectra of acetonitrile in imidazolium ionic liquids," *J. Raman Spectrosc*., 41(12), 1720-1724 (2010). https://doi.org/10.1002/jrs.2628
13. J.M. Alía, H.G. Edwards, "Vibrational spectroscopic properties of hydrogen bonded acetonitrile studied by DFT," *J. Phys. Chem. A*, 109(35), 7977-7987 (2005). https://doi.org/10.1021/jp051892y
14. F. Muniz-Miranda, A. Pedone, M.C. Menziani, "Blueshift of the C≡N stretching vibration of acetonitrile in solution: computational and experimental study," *J. Comput. Chem.*, 45(28), 2352-2359 (2024). https://doi.org/10.1002/jcc.27452
15. Y. Park, S. Jin, I. Noda, Y. M. Jung, "Continuing progress in the field of two-dimensional correlation spectroscopy (2D-COS), Part I: Yesterday and today," *Spectrochim. Acta Part A: Mol. Biomol. Spectrosc*., 281, 121573 (2022). https://doi.org/10.1016/j.saa.2022.121573

O‘ZBEKISTON MILLIY UNIVERSITETI XABARLARI, 2025, [3/1]
ISSN 2181-7324

FIZIKA
http://journals.nuu.uz
Natural sciences

UDK:614.876:615.849

Mohinabonu JALOLOVA,
Buxoro davlat pedagogika instituti talabasi
E-mail:jalolovamohina776@gmail.com
To‘lqin RO‘ZIYEV,
BuxDUPI dotsenti, PhD
E-mail:ruzievtulqin@gmail.com

PhD, dotsent M.Usanov taqrizi asosida

RENTGEN NURLARINING INSON SALOMATLIGIGA IJOBIY VA SALBIY TA’SIRI

Annotatsiya

Bugungi kungacha tibbiyot sohasida keng qo‘llanilib shifokorlar ishini yengillatayotgan rentgen nurlarining qulayligi bilan bir qatorda uning salbiy ta’sirlari ham bor ekan. Rentgen nurlanishi yoki kamroq tarqalgan rentgen nurlanishi yuqori energiyali elektromagnit nurlanishning kirib boruvchi shakli. Rentgen nurlari zaryadlangan zarralar yoki fotonlarning muhitni tashkil etuvchi atomlari bilan o‘zaro ta’sirlashishlaridan yuzaga keluvchi elektromagnit nurlanish. Rentgen nurlari singan suyaklarni tekshirish hamda ayrim kasalliklarni aniqlashda, ba’zi metallarni aniqlashda va po‘latdagi zaif nuqtalarning joylashishini aniqlashda ham juda keng qo‘llanadi. Elektronning yuqori energiya darajasidan pastroq energiya darajasiga o‘tishi ma’lum bir diskret to‘lqin uzunlikdagi rentgen nurlarini keltirib chiqaradi. Shuning uchun rentgen nurlanishining o‘ziga xos xususiyati bor chiziqli spektr. Xarakterli nurlanish chiziqlarining chastotasi butunlay anod atomlarining elektron orbitallarining tuzilishiga bog‘liq.Rentgen nurlari kashf qilingach, ularning tabiatini uzok, vaqtgacha aniqlash qiyin bo‘lgan. Chunki Rentgen nurlari elektr yoki magnit maydoni ta’sirida o‘z yo‘nalishini o‘zgartirmaydi, to‘lqin uzunligi kisqaligidan to‘lqin xususiyatini o‘rganish, isbotlash qiyin bo‘lgan.
Kalit so‘zlar: Suyaklar, nurlanish, rentgen, radiatsiya, saraton, katod, erta qarish, genetik mutatsiyalar.

ПОЛОЖИТЕЛЬНОЕ И ОТРИЦАТЕЛЬНОЕ ВЛИЯНИЕ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЗДОРОВЬЕ ЧЕЛОВЕКА

Аннотация

Помимо удобства рентгеновские лучи, которые широко используются в сфере медицины для облегчения работы врачей, имеют и отрицательные последствия. Рентгеновские лучи, или реже рентгеновские лучи, представляют собой проникающую форму электромагнитного излучения высокой энергии. Рентгеновские лучи – это электромагнитное излучение, возникающее в результате взаимодействия заряженных частиц или фотонов с атомами, составляющими среду. Рентгеновские лучи также используются для исследования сломанных костей, выявления определенных типов заболеваний, обнаружения определенных металлов и определения слабых мест. сталь. Энергия ниже высокого энергетического уровня перехода электрона на уровень дает рентгеновские лучи определенной дискретной длины волны. Следовательно, рентгеновские лучи имеют характерный линейчатый спектр. Частота характеристических линий излучения полностью зависит от строения электронных орбиталей анодных атомов. После открытия рентгеновских лучей долгое время было трудно определить их природу. Поскольку рентгеновские лучи не меняют своего направления под действием электрического или магнитного поля, изучить и доказать природу волн было сложно из-за их короткой длины волны.
Ключевые слова: Кости, радиация, рентген, радиация, рак, катод, преждевременное старение, генетические мутации.

POSITIVE AND NEGATIVE EFFECTS OF X-RAYS ON HUMAN HEALTH

Annotation

In addition to the convenience of X-rays, which are widely used in the field of medicine to ease the work of doctors, they also have negative effects. X-rays, or less commonly X-rays, are a penetrating form of high-energy electromagnetic radiation. X-rays are electromagnetic radiation produced by the interaction of charged particles or photons with the atoms that make up the medium. X-rays are also used to examine broken bones, detect certain types of diseases, detect certain metals, and locate weak points in steel. Energy below the high energy level of an electron transition to the level produces X-rays of a certain discrete wavelength. Therefore, X-rays have a characteristic line spectrum. The frequency of the characteristic radiation lines depends entirely on the structure of the electronic orbitals of the anode atoms. After the discovery of X-rays, it was difficult to determine their nature for a long time. Because X-rays do not change their direction under the influence of an electric or magnetic field, it was difficult to study and prove the nature of waves due to their short wavelength.
Keywords: Bones, radiation, X-ray, radiation, cancer, cathode, premature aging, genetic mutations.

Kirish. Rentgen nurlari ko‘zga ko‘rinmaydigan nurlar qatoriga kiradi, ularni qayd qilish uchun maxsus usullar ishlab chiqarilgan fotografiya va oinlash shular jumlasidan. Fotografiya usulida Rentgen nurlari faqatgina qayd qilinmaydi, bu usulda ularning intensivligi ham aniqlanadi. Ammo fotografiya usuli bilan Rentgen nurlari intensivligini o‘lchashdagi xatolik ionlash usuli bilan o‘lchangan xatolikka nisbatan kattadir. Ionlash usuli Rentgen nurlari ta’sirida moddadan chiqqan elektronlarning gazni

ionlashtirishni o‘lchashga asoslangan. Rentgen nurlari qattiq jismlardan, misol qilib aytganda odam muskullaridan o‘ta olishi takrorlanmas mo‘jiza bo‘ldi desak adashmagan bo‘lamiz. Shu jihati bilan rentgen nurlari inson organizmida nimalar sodir bo‘layotganini aniqlashda yordamchi bo‘ladi.

Adabiyotlar tahlili. “O‘zbekiston Respublikasi ‘Radiatsiyaviy xavfsizlik to‘g‘risida’gi Qonuni” (2000-yil, Toshkent) radiatsiyaviy xavfsizlikni ta’minlash, inson hayoti va sog‘lig‘ini muhofaza qilish, shuningdek, atrof-muhitni zararli radiatsiya ta’siridan himoya qilishga qaratilgan huquqiy asoslarni belgilaydi. Ushbu qonun mamlakatdagi radiatsiya bilan bog‘liq faoliyatlarni xavfsiz amalga oshirish va salbiy oqibatlarning oldini olishga xizmat qiladi[1].

R.B. Bekjonovning “Atom yadrosi va zarralar fizika” kitobining 367-432-betlarida atom yadrosi va zarralar fizikasiga oid muhim ilmiy masalalar yoritilgan. Ushbu bo‘limning mazmuni quyidagilardan iborat.Bu bo‘lim atom yadrosi va zarralar fizikasining nazariy asoslarini va zamonaviy rivojlanish yo‘nalishlarini batafsil yoritadi. Mazkur mavzular yadro fizikasi va uning amaliy qo‘llanilishida muhim ahamiyatga ega[2].

T.M. Muminov, A.B. Xoliqulov va Sh.X. Xushmurodovning “Atom yadrosi va zarralar fizika” ma’ruzalar matni (Samarqand, 2001) atom yadrosi va zarralar fizikasi asoslarini o‘rgatishga mo‘ljallangan o‘quv qo‘llanma bo‘lib, qo‘llanma talabalarga atom yadrosi va zarralar fizikasini nazariy va amaliy jihatdan o‘rganishda yordam beradi. U fundamental tushunchalarni yoritib, zamonaviy fizikadagi muhim masalalarni tushunishga yo‘naltirilgan[3].

N.K. Рыжакованинг “Ядерная физика и её приложения” nomli o‘quv qo‘llanmasi (Tomsk Politexnika Universiteti, 2008) yadro fizikasi asoslari va uning amaliy qo‘llanilishlariga bag‘ishlangan. Ushbu qo‘llanma talabalarga va mutaxassislarga nazariy bilimlarni amaliy masalalarda qo‘llashga yordam beradi.Qo‘llanma ilmiy va texnik bilimlarni yadro texnologiyalari va amaliy sohalarda qo‘llash uchun zarur bo‘lgan nazariy va eksperimental asoslarni o‘z ichiga oladi[6].

Asosiy qism. Rentgen nurlarini 1895 yilda Rentgen labaratoriya jarayonida katod nurlarini tadqiq qilish bilan shug‘ullanganda, katod nuridan unchalik uzoq bo‘lmagan joyda bariy platina siyanidi bilan qoplangan ekranda sariq-yashil floresansni ko‘rdi. Bu kashfiyoti uchun Vilgelm Konrad Rentgen 1901 yilda fizika bo‘yicha dastlabki Nobel mukofotiga sazovor bo‘lgan.

Rentgen nurlari dastlab X nurlar deb atalgan. Vilgelm Rentgenning o‘zi bu nurni shunchaki “x-nur” deb nomlagan . Boshqa olimlar va nufuzli ilmiy jurnallar keyinchalik uni olim sharafiga "rentgen nurlari" deb atay boshlashdi. Shu tariqa bugungi kunda tibbiyot, bojxona, metallurgiya va zargarlik sohalarida sifat nazorati va boshqa ko‘plab sohalarda benazir yordamchi bo‘lgan rentgen kashf qilingan edi. Ayniqsa bugungi kunda travmatologiyada hamda ko‘krak qafasi a’zolari diagnostikasida va umuman tibbiy vizualizatsiya sohasida rentgen nurlarining ahamiyati beqiyos bo‘lib kelmoqda. Bu orqali vaqtida tashxis qo‘yilgan necha-necha odamlar hayoti saqlab qolingan va saqlab qolinmoqda. Rentgen nurlari radiatsiya emas. U faqat modda tomonidan ishlab chiqarilmaydi.U yuqori tezlikda harakatlanuvchi elektronlar volfram nishonni bombardimon qiladi, inson tanasiga zarar radiatsiyadan kelib chiqadi. Bu ikkala nur ham inson salomatligiga zarar yetqazishi mumkin, ammo shunday bo‘lsa-da bu ikkisi ya’ni “radiatsiya” va “radiaktivlik” bir biridan farq qiladi.

Radioaktivlik beqaror atom yadrolaridan alfa, betta, gamma nurlarning o‘z-o‘zidan chiqishi .Radioaktivlik deyarli barcha ilmiy sohalarda keng qo‘llaniladi.

Radiatsiya deganda issiqlik, yorug‘lik, tovush, elektromagnit to‘lqinlar tushuniladi.

Radiatsiyaning inson organlari va organlar tizimiga ta’siri uning uzoq muddat davomida ta’siri natijasida yuzaga keladi. Buning hosilasi o‘laroq turli xil genetik mutatsiyalarni, aplatik, saraton, erta qarish kabilarni keltirib chiqaradi. Radiatsiyani yo‘qotish uchun nurlanish keltirib chiqaradigan elektromagnit to‘lqinlar himoyalangan bo‘lishi kerak.

Rentgen nurlari ko‘pincha tibbiyot, ilmiy sohalarda va sanoatda qo‘llaniladi. Shunday bo‘lsa ham rentgen nurlari shifokorlar ishini osonlashtiradi ya’ni, rentgen nurlarida ishlaydigan rentgen kompyuter tomografiyasi eng xavfsiz va umuman o‘griqsiz kechadigan tibbiy ko‘rik hisoblanadi. Bunday tibbiy ko‘rikda shifokorlar apparatdan olingan natijalar asosida tashxis qo‘yishda qiynalishmaydi chunki, bu qurilmada inson tanasining qattiq to‘qimalaridagi patalogik o‘zgarishlarni o‘rganadi.

Rentgen nurlarining fotokimyoviy xususiyati ham mavjud. Bunda rentgen nurlari fotomateriallar ya’ni plyonka yoki qog‘ozning yorug‘lik sezuvchi qavatiga ta’sir qiladi natijada ularning ta’siri yoritilganda qorayish paydo bo‘ladi.

Muhokama va natijalar. X-nurlari tibbiyotda turli kasalliklar va sharoitlarni aniqlash uchun keng qo‘llaniladi. Biroq, ular inson salomatligiga ham ijobiy, ham salbiy ta’sir ko‘rsatishi mumkin. Rentgen nurlari tibbiy diagnostikada keng qo‘llaniladi.ularning asosiy ijobiy ta’siri, tibbiy ekipmantlar orqali shifokorlarga o‘rganish imkonyati berishdir.Rentgen nurlarini o‘zgartirishda keyin,davo olish uchun kritik ma’lumotlar olish mumkin. Diagnostika rentgen nurlari shifokorlarga tananing ichki tuzilmalarini ko‘rish imkonini beradi, bu esa turli kasalliklar va sharoitlarni aniqlashda yordam beradi. Rentgen nurlari saratonning ayrim turlarini va gipertiroidizm kabi boshqa kasalliklarni davolash uchun ishlatilishi mumkin.

Salbiy ta’sirlarini aytadigan bo‘lsak, rentgen nurlarining DNK ga kuchli ta’sir qiladi.bu esa hujayrada o‘zgarishlarni keltirib chiqaradi.Rentgen nurlarida to‘qimalar, hujayralar, organlar yoki tirik organizmda o‘zgarishlar keltirib chiqarish xususiyati ham mavjud.Rentgen nurlarining biologik ta’siri gormonal tizimlar, nerv, endokrin va organizmning immune biologik tizimida muhim rol ijro etadi. Bu nurlar ya’ni rentgen nurlari ta’sirining oxiriga kelib to‘qimalarda turli xil o‘zgarishlar kuzatiladi. Distrofik o‘zgarishlar ham shular jumlasidan. Rentgen nurlari ta’sir qilishi naijasida tirik to‘qimalar nobud bo‘ladi, ular o‘z funksiyasini yo‘qotadi. Ionlashtiruvchi nurlanish: rentgen nurlari DNK va boshqa hujayra tuzilmalariga zarar etkazishi mumkin bo‘lgan ionlashtiruvchi nurlanish shaklidir. Rentgen nurlariga uzoq va takroriy ta’sir qilish saraton va boshqa kasalliklarni rivojlanish xavfini oshirishi mumkin. Reproduktiv tizimga ta’siri: rentgen nurlanishining yuqori dozalari reproduktiv tizimga, shu jumladan spermatogenez va embrion rivojlanishiga salbiy ta’sir ko‘rsatishi mumkin.Homilador ayollar uchun xavf: rentgen nurlari homilador ayollar uchun, ayniqsa homiladorlikning dastlabki oylarida ma’lum bir xavf tug‘dirishi mumkin. Shuning uchun shifokorlar homiladorlik paytida rentgen tekshiruvidan qochishga yoki minimal talab qilinadigan nurlanish dozalarini ishlatishga harakat qilishadi.Umuman olganda, rentgen nurlari tibbiyotda foydali vositadir, ammo ulardan foydalanish cheklangan bo‘lishi va malakali mutaxassislar tomonidan nazorat qilinishi kerak. Agar rentgen nurlari bilan bog‘liq aniq savollaringiz yoki talablaringiz bo‘lsa, shifokor yoki ushbu sohadagi mutaxassis bilan maslahatlashish tavsiya etiladi.

Xulosa. Rentgen bu insonga diagnoz qo‘yish uchun qo‘llaniladigan tibbiy usul.Rentgen nurlari inson tanasida hosil bo‘lgan siljishlar, jarohatlar bo‘lgani tufayli zichligi buzilgan qismlarni aniqlashga imkon beradi. Shu bilan birgalikda u DNK zanjirini biza

olish xususiyatiga ega va u bu bilan DNK zanjirini nobud bôlishiga olib keladi. Rentgen apparatlari tashxis qo‘yish va davolash ishlarida o‘z dolzarbligini hali yo‘qotmagan. O‘pka kasalliklari, suyak sinishlari va tish kasalliklarini uchun tashxis qo‘yishda Rentgen diagnostikasiga yetadigani topilmaydi. Ammo, rengen nurlaridan foydalanishning ijobiy taraflari bilan bir qatorda salbiy taraflari ham mavjud: Ular odam organizmiga tushgach, to‘qimalar faoliyatiga ta’sir ko‘rsatishi va saraton kasalliklarini kelib chiqishiga sababchi bo‘lishi mumkin. Shuning uchun ham rentgen tekshiruvlari oraliq masofasini saqlash kerak.

ADABIYOTLAR

1. O‘zbekiston Respublikasi “Radiatsiyaviy xavfsizlik to‘g‘risida”gi Qonuni, Toshkent, 2000 y
2. Bekjonov R.B. Atom yadrosi va zarralar fizika. T.1995. 367-432 betlar.
3. Muminov T.M., Xoliqulov A.B., Xushmurodov Sh.X. Atom yadrosi va zarralar fizika maruzalar matini Samarqand, 2001.
4. Барсуков О.А. Основы физики атомного ядра. Ядерные технологии. Москва Физматлит, 2011,стр. 473-484.
5. Ракобольская И.В., Ядерная физика, Изд.МГУ , 1971 .
6. Рыжакова Н.К. Ядерная физика и её приложения, Учебное пособие Изд.Томского Политехнического университета 2008, стр
7. Kuldashev N. U., Sh, A. M., Ruziyev, T. R., & Umarov, A. O. (2018). Bending Vibrations Polymeric Pipes of Variable Section with Interference inside the Liquid. World Wide Journal of Multidisciplinary Research and Development. WWJMRD, (4 (2)), 72.
8. Болтаев, З. И., Собиров, С. Ж., Рузиев, Т. Р., & Рузиева, М. А. (2023). Распространение сдвиговых волн в вязкоупругих двухслойных средах. European Journal of Interdisciplinary Research and Development, 16, 332-339.
9. Sh, A. M., Ruziyev, T. R., Umarov, A. O., & Atoyev, A. B. (2018). Spatial Oscillations Varied Viscoelastic Pipeline under AC Varied Internal Pressure. World Wide Journal of Multidisciplinary Research and Development. WWJMRD, (4), 2.
10. Safarov, I., Teshaev, M., Ruziev, T., Ishmamatov, M., & Kulmuratov, N. (2023). Proper normal waves in a two-layer tube taking into account the rheological properties of materials. In E3S Web of Conferences (Vol. 417, p. 06003). EDP Sciences.
11. Kuldashov N., Boltaev, Z., Xudoyberdiyev, M., Juraev, U., & Ruziyev, T. (2023). Natural waves in a spatial viscoelastic cylinder with a radial crack. In E3S Web of Conferences (Vol. 417, p. 06014). EDP Sciences.
12. Teshaev M., Safarov, I., Boltaev, Z., Sobirova, R. N., & Ruziev, T. (2022, November). Propagation of natural waves in extended viscoelastic plates of variable thickness. In AIP Conference Proceedings (Vol. 2647, No. 1). AIP Publishing.
13. Boltaev Z., Safarov I.I., Razokov, T. Natural vibrations of spherical inhomogeneity in a viscoelastic medium. International Journal of Scientific and Technology Research, 2020, 9(1), pp. 3674-3680

O‘ZBEKISTON MILLIY UNIVERSITETI XABARLARI, 2025, [3/1]
ISSN 2181-7324

FIZIKA
http://journals.nuu.uz
Natural sciences

УДК: 373.016:514-021.121

Ерназар КОСБЕРГЕНОВ,
Преподаватель Национального университета Узбекистана, PhD
Мухаммад АБДУМУТАЛОВ,
Студент Национального университета Узбекистана

На основе рецензии доцент ТГТУ имени И. Каримова, PhD, З.Кенжаев

DETERMINATION OF FREE FALL ACCELERATION USING A RING PHYSICAL PENDULUM

Annotation

This article presents a technique for measuring the acceleration due to gravity using a ring pendulum. The work describes in detail the process of organizing a laboratory experiment, including its theoretical foundations and practical aspects. Particular attention is paid to the structure of the experimental setup, which ensures high measurement accuracy. Key elements necessary for creating effective laboratory work, as well as optimal conditions for obtaining reliable results, are discussed. The presented technique not only illustrates the physical principles underlying the phenomenon of free fall but also serves as a practical guide for students and teachers interested in conducting experiments on this topic.

Keywords: physical pendulum, moment of inertia, acceleration due to gravity, experiment.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРЕНИЯ СВОБОДНОГО ПАДЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ КОЛЬЦЕВОГО ФИЗИЧЕСКОГО МАЯТНИКА

Аннотация

В данной статье представлена методика измерения ускорения свободного падения с использованием кольцевого маятника. В рамках работы подробно описан процесс организации лабораторного эксперимента, включая его теоретические основы и практические аспекты. Особое внимание уделяется структуре экспериментальной установки, которая обеспечивает высокую точность измерений. Рассматриваются ключевые элементы, необходимые для создания эффективной лабораторной работы, а также оптимальные условия, способствующие получению достоверных результатов. Представленная методика не только иллюстрирует физические принципы, лежащие в основе явления свободного падения, но и служит практическим руководством для студентов и преподавателей, заинтересованных в проведении опытов по данной теме.

Ключевые слова: физический маятник, момент инерции, ускорение свободного падения, эксперимент.

HALQA FIZIKI MAQTANISH FOYDALANISHI ERKIN TUSHISH TEZLANISHINI ANIQLASH

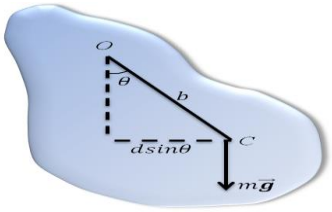
Annotatsiya

Ushbu maqolada halqa mayatnik yordamida erkin tushish tezlanishini o’lchash usuli keltirilgan. Ishda laboratoriya tajribasini tashkil etish jarayoni, uning nazariy asoslari va amaliy jihatlari batafsil yoritilgan. Eksperimental qurilmaning tuzilishiga alohida e’tibor berilgan bo‘lib bu yuqori o‘lchov aniqligini ta’minlaydi. Samarali laboratoriya ishlarini yaratish uchun zarur bo‘lgan asosiy elementlar, shuningdek, ishonchli natijalarni olish uchun optimal sharoitlar muhokama qilinadi. Taqdim etilgan metodika nafaqat erkin tushish hodisasining fizik tamoyillarini ko‘rsatibgina qolmay, balki ushbu mavzu bo‘yicha tajribalar o‘tkazishga qiziqqan talabalar va o‘qituvchilar uchun amaliy qo‘llanma bo‘lib xizmat qiladi.

Kalit so‘zlar: fizik mayatnik, inersiya momenti, tortishish tezlanishi, tajriba.

Введение. Актуальность темы измерения ускорения свободного падения заключается в том, что это фундаментальная физическая константа, играющая ключевую роль в различных областях науки и техники [1-3]. Точное определение ускорения свободного падения имеет важное значение для исследований в механике, астрономии, геофизике и даже в инженерных приложениях [4-7]. Существуют различные методы определения ускорения свободного падения, каждый из которых имеет свои особенности, преимущества и недостатки. Например: 1. Методы с использованием маятников: Они достаточно просты в реализации, но могут быть подвержены ошибкам из-за влияния внешних факторов, таких как трение и воздушные потоки [8]. 2. Методы с использованием свободного падения тел: Хотя они обеспечивают высокую точность, их реализация может быть сложной из-за необходимости создания идеальных условий для падения (отсутствие сопротивления воздуха, точное измерение времени) [9]. 3. Методы с использованием гироскопов и акселерометров: Эти методы могут быть высокотехнологичными и точными, но требуют сложного оборудования и могут быть чувствительными к калибровке и внешним воздействиям [10]. Предложенная методика с использованием кольцевого маятника позволяет избежать многих недостатков традиционных методов. Она обеспечивает более стабильные условия для измерений и позволяет минимизировать влияние внешних факторов. Кольцевой маятник, благодаря своей конструкции, позволяет точно фиксировать колебания и, следовательно, получать более надежные данные о периоде колебаний и, соответственно, ускорении свободного падения. Лабораторные работы по измерению ускорения свободного падения играют важную роль в изучении законов физики для студентов. Они не только помогают закрепить теоретические знания, но и развивают практические навыки работы с измерительным оборудованием, учат анализировать полученные

данные и делать выводы на основе экспериментов [11]. Такие занятия способствуют формированию научного мышления и критического подхода к решению задач, что является неотъемлемой частью обучения физике. Таким образом, актуальность данной темы заключается не только в возможности повышения точности измерений, но и в создании доступной и эффективной методики для студентов и преподавателей, что способствует более глубокому пониманию физических принципов и развитию экспериментальных навыков



1-rasm

Методика измерения. Рассмотрим предмет произвольной формы, который свисает с точки О на расстоянии b от центра тяжести (точки С) (см. рис. 1). При отклонении этого маятника от положения равновесия на угол θ момент силы тяжести mg, возвращающий маятник в равновесие, выражается следующим образом:

$$M = -mgbsin\theta$$

В данном случае $bsin\theta$ представляет собой плечо силы. Согласно основному закону динамики вращательного движения, момент M можно записать как:

$$-mgbsin\theta = I\frac{d^2\theta}{dt^2} \quad (1)$$

Здесь I — момент инерции маятника относительно точки подвеса. При малых значениях угла отклонения допустимо использовать приближение $sin\theta \approx \theta$. Это позволяет упростить уравнение (1) до следующего вида:

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} = -\left(\frac{mgb}{I}\right)\theta \quad (2)$$

Если мы введем обозначение

$$\omega^2 = \frac{mgb}{I} \quad (3)$$

то уравнение (2) примет вид:

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} + \omega^2\theta = 0 \quad (4)$$

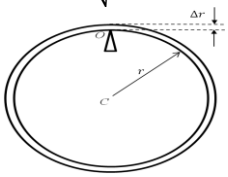
Данное уравнение представляет собой дифференциальное уравнение второго порядка вида $y'' + a^2y = 0$. Решение этого уравнения имеет вид: $y = C_1cos(ax + C_2)$. Следовательно, решение уравнения (4) можно записать как:

$$\theta = \theta_{max}\cos(\omega t + \varphi_0) \quad (5)$$

Это периодическая функция, период которой определяется формулой: $T = 2\pi/\omega$

Подставляя значение ω, получаем:

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{I}{mgb}} \quad (6)$$



2-рисунок

Теперь рассчитаем период колебаний физического маятника в виде кольца. В качестве такого маятника используется кольцо с внутренним радиусом r и внешним радиусом $R = r + \Delta r$ где Δr - небольшая величина по сравнению с r (см. рис. 2). Момент инерции тела относительно оси, проходящей через его центр масс C и перпендикулярной плоскости кольца (ось CC'), выражается следующим образом (см. рис. 3):

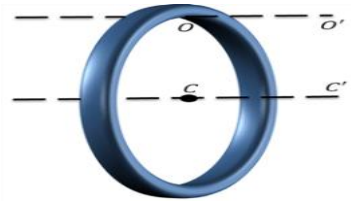
$$I_0 = \frac{1}{2}m(R^2 + r^2) \quad (7)$$

Согласно теореме Штейнера, момент инерции кольца относительно оси OO', параллельной оси CC'и проходящей через точку O, равен:

$$I = I_0 + mr^2 = \frac{1}{2}m(R^2 + r^2) + mr^2 \quad (8)$$

При условии, что толщина кольца очень мала ($\Delta r \ll R \approx r$), выражение (7) можно упростить до $I_0 \approx mr^2$. Тогда момент инерции маятника относительно оси OO′, с учетом условия $\Delta r \ll R \approx$ r, будет равен:

$$I = \frac{1}{2}m(r^2 + r^2) + mr^2 = 2mr^2 \quad (9)$$



3-рисунок

Если точка подвеса физического маятника находится в точке O, то, используя уравнения (6) и (9), можно определить период колебаний маятника, представленного малым кольцом:

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{2r}{g}} \quad (10)$$

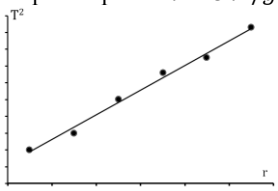
Предполагается, что $b = r$. В эксперименте величину ускорения свободного падения можно определить с помощью уравнения (10), измерив общее время t для N колебаний маятника и рассчитав период $T = t/N$:

$$g = \frac{8\pi^2 r}{T^2} \quad (12)$$

Ускорение свободного падения также можно определить следующим методом. Из выражения (10) следует, что квадрат периода колебаний тонкостенного кольцевого маятника ($R \approx r \gg \Delta r$) прямо пропорционален радиусу кольца, то есть $T^2 \sim r$:

$$T^2 = \frac{8\pi^2}{g} \cdot r \quad (13)$$

Рассмотрим уравнение (13) в виде линейной зависимости $y = kx$, где $y = T^2$ и $x = r$. Постройте график зависимости y от x (см. рис. 4) и проведите прямую линию через полученные точки, определив ее угловой коэффициент. Значение g можно найти, учитывая, что угловой коэффициент этой прямой равен $k = 8\pi^2/g$.



4- рисунок

Для реализации данной лабораторной работы были использованы кольца различных радиусов, что позволило исследовать влияние геометрических параметров на динамику колебаний. При этом для подвеса колеблющихся систем были выбраны три различных формы: цилиндр, треугольная призма и конус. В первом случае, когда использовался цилиндрический подвес, было отмечено значительное влияние трения, что приводило к быстрому затуханию колебаний маятника. Это обстоятельство ограничивало возможность получения точных и стабильных результатов, поскольку быстрое затухание не позволяло наблюдать за полноценными колебательными процессами. Во втором случае, при использовании треугольной призмы в качестве подвеса, наблюдались более устойчивые колебания. Эта форма обеспечивала оптимальные условия для минимизации трения и затухания, что способствовало более продолжительным и регулярным колебаниям маятника. Данные результаты свидетельствуют о том, что треугольная призма является наиболее эффективным вариантом для проведения экспериментов в данной конфигурации. В третьем случае, когда был применен конус в качестве подвеса, маятник совершал колебания не только в одной плоскости, но и имел значительные отклонения в других направлениях. Это усложняло анализ динамики системы и снижало точность получаемых данных. Таким образом, анализ проведенных экспериментов позволил определить, что наилучшие результаты достигаются при использовании треугольной призмы в качестве подвеса. Этот выбор обеспечивает оптимальный баланс между устойчивостью колебаний и минимизацией влияния внешних факторов, что делает его предпочтительным для дальнейших исследований в области динамики колебательных систем.

Порядок выполнения работы

I. Определение значения ускорения свободного падения

a) Геометрических размеров

Определите внешний радиус R, измерив длину L внешней окружности кольца с помощью рулетки. Затем с помощью штангенциркуля измерьте толщину кольца Δr в трёх различных точках, и вычислите внутренний радиус кольца по формуле $r = R - \Delta r$. Внесите результаты в таблицу 1.

Таблица 1

№	L_i	R_i	Δr			$\overline{\Delta r}$	r_i
			Δr_{1i}	Δr_{2i}	Δr_{3i}		
1							
…							

b) Измерение периода колебаний

Подвесьте кольцо в точке на опору O и измерьте время t, за которое оно совершает $N = 25$ колебаний, отклоняя его на небольшой угол, не превышающий 6°, с помощью секундомера.

c) Повторение измерений

Переместите точку подвеса и повторите измерения трижды, фиксируя результаты в таблице 1.

d) Расчёт периода колебаний

Определите период колебаний маятника по формуле (11) и занесите полученные результаты в таблицу 2. Повторите указанные действия для других колец. Полученные значения внесите в таблицы 1 и 2.

Таблица 2

№	N	t_{1i}	t_{2i}	t_{3i}	$\bar{t}_i$	T_i	${T_i}^2$	g_i	$\bar{g}$
1									
…									

e) Определение ускорения свободного падения

На основе полученных данных рассчитайте значение ускорения свободного падения с использованием формулы (12). Представьте результат в виде:

$$g = \bar{g} \pm \overline{\Delta g}.$$

d) Построение графика и анализ

Постройте график зависимости квадрата периода колебаний маятника ${T_i}^2$ от его радиуса r_i. Покажите, что график является прямой линией, и определите её наклон k. Вычислите значение $k = 8\pi^2/g$, используя соотношение в соответствии с уравнением (13).

II. Определение момента инерции тела

a. С помощью весов определите массу колец.

b. Считая ускорение свободного падения g известным, вычислите экспериментальное значение момента инерции кольца $I_{\text{экс}}$ по формуле (6), используя данные, приведенные в таблицах 1 и 2.

c. На основании теоретической формулы (8) рассчитайте момент инерции кольца $I_{\text{теор}}$ относительно оси OO'.

d. Определите отклонение экспериментального значения момента инерции от теоретического, рассчитав $\delta = I_{\text{экс}} - I_{\text{теор}}$. Внесите полученные результаты в таблицу 3.

Таблица 3

№	m	$I_{\text{экс}}$	$I_{\text{теор}}$	δ
1				
…				

Выводы. В результате тщательного анализа проведенных экспериментальных исследований было установлено, что оптимальные результаты динамики колебаний достигаются при использовании треугольной призмы в качестве подвеса для колебательной системы. Эта форма подвеса обеспечивает не только высокую устойчивость колебаний, но и минимизирует влияние внешних факторов, таких как трение и затухание, что в свою очередь способствует получению более точных и воспроизводимых данных. Следует отметить, что данная лабораторная работа не требует использования дорогостоящего оборудования, что делает ее доступной для широкого круга исследователей и студентов. Это обстоятельство значительно расширяет возможности для проведения экспериментов в учебных заведениях и научных учреждениях, позволяя сосредоточиться на изучении принципов динамики колебательных систем без значительных финансовых затрат. Кроме того, с помощью предложенной методики возможно не только определить ускорение свободного падения, но и проверить теорему Штейнера, что подчеркивает универсальность и практическую значимость проведенных исследований. Данные результаты могут служить основой для дальнейших экспериментов и углубленного изучения механики колебаний, а также для практического применения в различных областях физики и инженерии

ЛИТЕРАТУРА

1. Zdzisław P., Tadeusz H., Mass Moment Determination Using Compound Pendulum. International Letters of Chemistry, Physics and Astronomy Vol. 8 (2013) pp. 85-100.
2. Jiraporn P., Kotchakorn M., Onuma M., Oscillation of Full and Partial Ring Pendulum: Physics Laboratory Experiment. Original research article, Vol. 27 No.3 2022
3. Candela D, Martini KM, Krotkov RV, Langley KH. Bessel’s improved Kater pendulum in the teaching lab. Am. J. Phys. 2001; 69 (6):714-20.
4. Kladivova M, Mucha L. Physical pendulum - a simple experiment can give comprehensive information about a rigid body. Eur. J. Phys. 2014; 35(2):02550181- 14.
5. Kazachkov A., Castellanos A., Kostyukov V., Measuring g: An inexhaustible source of instruction and creativity. Lat. Am J Phys. Educ. 2012; 6:168-74.
6. Jesus VLB, Sasaki DGG. A simple experiment to determine the moments of inertia of the fidget spinner by video analysis. Phys. Teach 2018; 56:639-42.
7. Luca RD, Ganci S. A measurement of g with a ring pendulum. Rev. Bras. Ensino Fís 2011; 33(3):33011-5.
8. Layton W, Rodriguez. Segmented Hoop as a Physical Pendulum. Phys. Teach. 2013; 51:418-9.
9. Gonzalez M, Bol A., Controlled damping of a physical pendulum: experiments near critical conditions. Eur. J. Phys. 2006; 27(1):257-64.
10. Schultz D. An inexpensive, multipurpose physical pendulum. Phys. Teach. 2012; 50: 436-9.
11. Russeva G.B., Tsutsumanova G.G., Russev S.C., An experiment on a physical pendulum and Steiner’s theorem. Phys. Educ. 2010; 45(1):58-63.

O‘ZBEKISTON MILLIY UNIVERSITETI XABARLARI, 2025, [3/1]
ISSN 2181-7324

FIZIKA
http://journals.nuu.uz
Natural sciences

UDK: 546.26.043:535

Urol MAXMANOV,
Ion plazma va lazer texnologiyalari instituti professori, “Optika va spektroskopiya” laboratoriyasi mudiri, f.-m.f.d
Email: urolmakh@gmail.com
Bobirjon ASLONOV,
Ion plazma va lazer texnologiyalari instituti tayanch doktoranti
Tohirjon CHO‘LIYEV,
Guliston davlat universiteti tayanch doktoranti
Elyor TURSUNQULOV
Ion plazma va lazer texnologiyalari instituti stajyor tadqiqotchisi

O‘zbekiston Milliy universiteti dotsenti, f.-m.f.n.,T.Axmadjanov taqrizi asosida

C_{70} NANOSTRUKTURALARI SINTEZI VA ULARNING BARQARORLIGINI TADQIQ QILISH

Annotatsiya

Yarim o‘tkazgich xususiyatli C_{70} fullerenga asoslangan nanomateriallar zamonaviy fanda katta qiziqish uyg‘otadi. Ushbu ishda ilk bor taglik sirtida nanostrukturali C_{70} fulleren nanoagregatlari va nanoviskerlarini sintez qilish usuli taklif qilindi. Taglik sirtida C_{70} eritmasi tomchilarining bug‘lanishi bilan C_{70} nanostrukturalari sintezining boshlanishi taglik haroratiga bog‘liqligi aniqlandi. Xususan, ham eritmadagi C_{70} konsentratsiyasining, ham taglik haroratining ortishi C_{70} nanoviskerlarining geometrik o‘lchamlarining oshishiga olib kelishi haqida tajribaviy dalillar keltirildi. Olingan nanostrukturalarning yuqori haroratga barqarorligi aniqlandi.

Kalit so‘zlar: C_{70} fullereni, nanovisker, nanoagregat, fulleren eritmasi, o‘z-o‘zidan tashkillanish, barqarorlik.

СИНТЕЗ НАНОСТРУКТУР C_{70} И ИССЛЕДОВАНИЕ ИХ СТАБИЛЬНОСТИ

Аннотация

Наноматериалы на основе полупроводникового фуллерена C_{70} представляют большой интерес в современной науке. В данной работе впервые предложен метод синтеза наноструктурированных наноагрегатов и нановискеров фуллерена C_{70} на поверхности подложки. Установлено, что начало синтеза наноструктур C_{70} при испарении капель раствора C_{70} на поверхности подложки зависит от температуры подложки. В частности, представлены экспериментальные доказательства того, что увеличение как концентрации C_{70} в растворе, так и температуры подложки приводит к увеличению геометрических размеров нановискеров C_{70}. Определена стабильность полученных наноструктур к воздействию высоких температур.

Ключевые слова: Фуллерен C_{70}, нановискер, наноагрегат, раствор фуллерена, самоорганизация, стабильность.

SYNTHESIS OF C_{70} NANOSTRUCTURES AND STUDY OF THEIR STABILITY

Аннотатион

Nanomaterials based on fullerene C_{70} with semiconductor properties are of great interest in modern science. In this work, a method for synthesizing nanoaggregates and nanowhiskers of fullerene C_{70} on a smooth substrate surface is proposed for the first time. It is established that the onset of synthesis of nanostructures containing C_{70} depends on the substrate temperature. In particular, experimental evidence was obtained that an increase in the concentration of C_{70} and the substrate temperature leads to an increase in the geometric dimensions of C_{70} nanostructures. It was found that the synthesized C_{70} nanostructures are stability to high temperatures.

Keywords: Fullerene C_{70}, nanowhisker, nanoaggregate, solution of fullerene, self-organization, stability.

Kirish. C_{60}/C_{70} fullerenlar diametri 1 nm dan kam bo‘lgan ichi bo‘sh sfera/ellipsoid uglerod molekulasi bo‘lib, sp^2 uglerod atomlari kesilgan ikosaedral uchlarida joylashgan. Bu molekulalarining ajoyib xususiyatlaridan biri ularning vaqt o‘tishi bilan sof erituvchilarda o‘z-o‘zidan yig‘ilib turli shakl va o‘lchamdagi nanoklasterlar hosil qilish qobiliyatidir [1]. Aytib o‘tish joizki, bu jarayonda erituvchining tabiati muhim rol o‘ynaydi. Molekulyar o‘z-o‘zini yig‘ish, elektron akseptorlik va yetuk reaktivlik xususiyatlari fullerenlarga elektrokatalizatorlar va superkondensatorlar kabi ilovalarda beqiyos afzalliklarni beradi [2]. Bundan tashqari, ular juda yuqori fotosezgirlik, elektron harakatchanligi, antioksidant faollik va radikallarni tozalash qobiliyatiga ega [3]. Bu xususiyatlari tufayli fullerenlar sensorlar, fotodetektorlar, quyosh batareyalari, biomeditsina va dori vositalarini yetkazib berish kabi keng ko‘lamli ilovalarga jozibador hisoblanadi [4-6].

Nanoviskerlar, nanoagregatlar, nanonaychalar, nanorodlar, nanosimlar va nanoqatlamlar kabi fullerenga asoslangan supramolekulyar nanotuzilmalar alohida e'tiborda hisoblanadi [7-8]. Nanoviskerlar shartli holda ko‘ndalang kesimi 100 nm gacha bo‘lgan va uzunligi ko‘ndalang o‘lchamdan ancha kattaroq bo‘lgan filamentli kristallar deb qaraladi [9]. Bugungi kunda yarimo‘tkazgichli nanoviskerlar olish uchun molekulyar nurli epitaksiya, bug‘ qatlami olish, lazer ablatsiya, magnetron yotqizilish, yuqori vakuumda kimyoviy epitaksiya va boshqa usullar qo‘llanilmoqda [10-12]. Nanoviskerlar oddiy kristallardan bir necha baravar mustahkamroqdir va yuqori o‘tkazuvchanlik, moslashuvchanlik, suvni qaytaruvchanlik va korroziyaga chidamlilikka ega [13].

Yarimo‘tkazgichli nanoviskerlar bugungi kunda mikroelektronika, optoelektronika, nanoinjineriya, quyosh energiyasi, biomeditsina, nanoelektromexanika va gaz sensorlari kabi sohalardagi qurilmalar elementlarini yaratish uchun keng qo‘llaniladi [14-16].

C_{60} fulleren nanoviskerlarini (C_{60}NW) sintez qilishda C_{60} ning to‘yingan eritmasiga kuchsiz erituvchi qo‘shiladi, bu esa suyuqlik-suyuqlik interfeysining shakllanishiga olib keladi [17]. Natijada o‘ta to‘yingan eritma hosil bo‘lib, suyuqlik-suyuqlik interfeysida C_{60} embrion kristallari yadrolanadi va uzun C_{60}NW sintezlanadi. Bu usul dastlab "statik" (tashqi ta’sirsiz) bo‘lsada, keyinchalik "dinamik" (ultratovush, qo‘lda aralashtirish va hokazo ta’sirlar) va boshqa o‘zgartirilgan usullar ishlab chiqildi [18]. Xuddi shunday, C_{70} fulleren nanoviskerlar (C_{70}NW) tuzilmalari shu usullarda sintez qilingan [19]. Nano o‘lchamdagi fullerenlar asosida hosil bo‘lgan NWlar pastdan yuqoriga texnologiyaga asoslangan bo‘lib, bunda NW larning o‘lchami va tuzilishini tartibga solish va nazorat qilish katta ahamiyatga ega. Eritmada sintez qilingan fulleren NW qattiq taglik yuzasiga o‘tkazilganda esa ularning morfologiyasida o‘zgarishlar yuz beradi [20]. Shuning uchun fulleren eritmalari tomchilarining bug‘lanish hajmida sodir bo‘ladigan jarayonlarni o‘rganish dolzarb hisoblanadi.

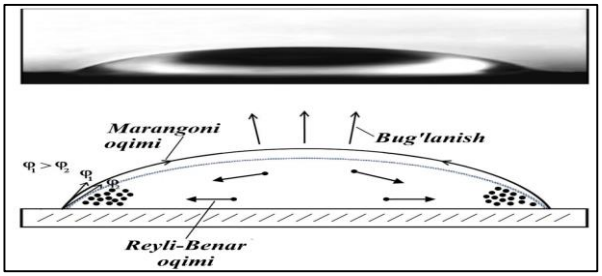
Ushbu ishda taglik sirtida C_{70} eritmasi mikrohajmli tomchisi bug‘lanishi orqali C_{70} fulleren nanoviskerlari va nanoagregatlari sintezi hamda ularning strukturaviy barqarorlik xususiyatlari bo‘yicha ilmiy natijalar bayon etiladi.

Material va metodlar. Tajribalarda biz yuqori ~ 99,8% tozalikdagi C_{70} fulleren kukunlari (Sigma-Aldrich, AQSh) hamda dixlorbenzol ($C_6H_4Cl_2$, Sigma-Aldrich) organik erituvchisidan foydalandik. C_{70} kukunlarining xona haroratida dixlorbenzolda erishi maksimal qiymati ~18,5 mg/ml ni tashkl etadi. Eritmani dastlab MS-11H markali WIGO (Polsha) magnit aralashtirgichi yordamida ~2,0 Hz chastotada 1,2 soat davomida uzluksiz mexanik aralashtirib, shundan so‘ng, uni DC-120H markadagi ultratovushli vanna yordamida 15 daqiqa davomida sonikatsiya qilish orqali olindi.

C_{70} eritmasining tomchilari ~ 24 ± 1 °C haroratda va tomchilar to‘liq bug‘lanishgacha konvektiv havo oqimlaridan himoyalangan sharoitda VITLAB pipet dozatori (VITLAB GmbH, Germaniya) yordamida taglikka joylashtirildi. Issiqlik bilan ishlov berish bo‘yicha tajribalar uchun Pelte effektida 140°C gacha qizdirish imkoniyati bilan termostatik boshqariladigan (±1°C aniqlikda) stol ishlatilgan. MS8217 raqamli multimetriga o‘rnatilgan termopara yordamida shisha taglikdagi harorat ± 2% xatolik bilan nazorat qilindi.

Biz bir o‘lchovli C_{70}NWlarning morfologik xususiyatlarni o‘rganishda va aniq geometrik o‘lchamlarini aniqlashda JSM-IT200 (Joel, Tokio, Yaponiya) markali yuqori aniqlikdagi skanerlovchi elektron mikroskopidan (keyingi o‘rinlarda SEM) dan foydalandik. Turli o‘lchamli C_{70} nanostrukturalarining hosil bo‘lish va o‘sish jarayonlarini doimiy yozib oluvchi raqamli kamera bilan jihozlangan Motic B1-220A optik binokulyar mikroskopi (1000 marta kattalashtirishga ega) yordamida o‘rganildi.

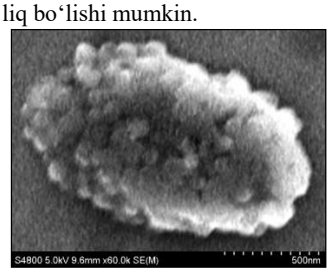
Olingan natijalar va ularning tahlili. Shuni ta'kidlash kerakki, fulleren eritmasining tomchisi issiqlikdan bug‘lanishning butun muddati davomida tomchi asosi doimiy maydonini saqlab qoladi. Ammo tomchining aloqa burchagi (φ) asta-sekin (nol gradusgacha) kamayadi. "Tomchi-havo" interfeysi bo‘ylab Marangoni effekti va bug‘lanayotgan tomchilar hajmi bo‘ylab Reyli-Benar effekti (1-rasm, pastda) tufayli kuchli kapillyar oqimlar paydo bo‘ladi va fulleren nanozarralari yig‘ilishi, shuningdek, ularga asoslangan turli nanostrukturalar sintezi boshlanadi.

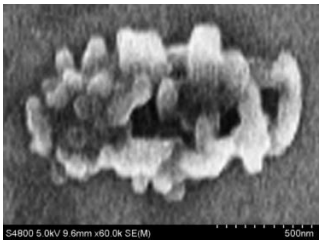


1-rasm. C_{70} eritmasining mikrotomchisi fotosurati (yuqorida) va bug‘lanayotgan tomchi ichida sodir bo‘ladigan oqimlarning sxematik tasviri (pastda).

Dixlorbenzoldagi C_{70} eritmasi tomchilarining xona haroratida taglik sirtida bug‘lanishi natijasida hosil bo‘lgan strukturalarning SEM tasviri (2-rasm) mikrotomchining doimiy asos maydoni tufayli, erituvchining butunlay bug‘langanida tomchining tagida kofe halqasiga o‘xshash C_{70} nanostrukturalarining izi qolishini ko‘rsatadi. Bunda tomchining sirt va sirtga yaqin qatlamlari keskin sovib ketganda yuzaga keladigan harorat gradienti muhim rol o‘ynaydi. Ko‘rinib turibdiki, C_{70} eritmasining mikrotomchisidan erituvchi to‘liq bug‘langandan so‘ng, taglik sirtida ellipsoid shaklidagi C_{70} agregatlari hosil bo‘lgan (2-rasmga qarang). Bu holda C_{70} agregatlarining o‘rtacha qutbiy va ekvatorial diametrlari mos holda ~ 1500 nm va ~ 900 nm ni tashkil etdi. Olingan C_{70} agregatlari g‘ovakli bo‘lib, o‘rtacha diametri ~50÷60 nm gacha bo‘lgan diskret oraliq nanoagregatlardan iborat.

3-rasmda ~24±1°C haroratda sintez qilingan C_{70} nanoagregatlarini taglik sirtida ~185°C haroratda qizdirilgandan so‘ng olingan SEM tasviri keltirilgan. Ko‘rinib turibdiki, ushbu holda sintez qilinganda g‘ovak va fraktal strukturali bo‘lgan nanoagregatlarning umumiy tashqi ko‘rinishi hamda o‘lchamlari saqlangan, ammo agregatlarning ba’zi joylarida g‘ovak yoriqlar hosil bo‘lgan. Bu bizning fikrimizcha ushbu haroratda nanoagregatlar hajmi bo‘ylab erituvchi molekulalarining to‘liq uchib chiqishi bilan bog‘liq bo‘lishi mumkin.

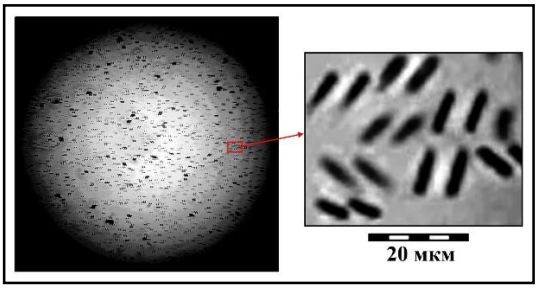




2-rasm. ~24±1°C haroratda C_{70} mikrotomchisi bug‘lanishi natijasida hosil bo‘lgan C_{70} nanoagregatlarining SEM tasviri.

3-rasm. ~24±1°C haroratda sintez qilingan C_{70} nanoagregatlarini ~185°C haroratda qizdirilgandan so’ng olingan SEM tasviri.

Bir o‘lchovli C_{70} strukturalarini sintez qilish uchun taglikda C_{70} eritmasi tomchisining bug‘lanish jarayonini turli haroratida olib borildi.



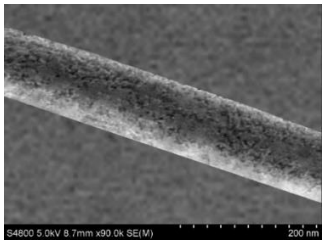
4-rasm. Taglik sirtida dixlorbenzoldagi C_{70} molekulyar eritmasining bug‘langan tomchisida sintez qilingan bir o’lchovli strukturalarining optik mikroskopik tasviri

Qattiq taglik ~32°C ga qizdirilganda taglik sirtida optimal shakldagi C_{70} fullerenning nanostrukturali filamentlari (viskerlar) sintez qilindi (4-rasmga qarang). Bunda eritmaning dastlabki tomchisidagi fulleren C_{70} konsentratsiyasi ~5,0 mg/ml ni tashkil etdi. 32°C haroratda mikrotomchidan erituvchining intensiv bug‘lanishi jarayonida harorat gradienti C_{70}NW hosil bo‘lishida ba’zi energiya qiyinchiliklarini yengish imkonini beradi. Bu holda C_{70}NW ning o‘rtacha geometrik o‘lchamlari kengligi ~1,6 μm va uzunligi ~9,2 μm ni tashkil etadi.

Gorizontal joylashgan T=36°C gacha qizdirilgan taglik sirtida sintez qilingan C_{70}NWlarning SEM tasviri 5-rasmda keltirilgan. Bu holda eritmaning boshlang‘ich tomchisidagi C_{70} konsentratsiyasi ~2,5 mg/ml ni tashkil etadi. Shuni 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. 5-rasmda olingan C_{70}NW larning yuzasi molekular tekisdir. Ularning uzunlik va kengligi bo‘yicha o‘rtacha geometrik o‘lchamlari mos holda ~1,75 μm va ~100 nm ekanligi aniqlandi. Olingan natijalar eritmadagi fullerenning dastlabki konsentratsiyasini o‘zgartirish orqali turli o‘lchamdagi C_{70} nanoviskerlarini siztez qilish mumkinligini ko‘rsatdi.



5-rasm. C_{70} molekular eritmasining bug‘langan tomchisida (T≈36°C) sintez qilingan nanoviskerlarning SEM tasviri



6-rasm. T≈36°C haroratda sintez qilingan C_{70}NW ni ~185°C haroratda qizdirilgandagi SEM tasviri.

6-rasmda taglik sirtida T≈36°C haroratda sintez qilingan C_{70} nanoviskerlarini ~185°C haroratda qizdirilgandan so‘ng olingan SEM tasviri ko‘rsatilgan. Ko‘rinib turibdiki, ushbu haroratda C_{70}NW larning umumiy tashqi ko‘rinishi hamda o‘lchamlari to‘la saqlangan, ammo uning sirtida kichik o‘lchamli nanokraterlar hosil bo‘lgan. Bu esa C_{70}NW lar ushbu haroratga yetarlicha bardoshli va barqaror bir o‘lchovli strukturalar ekanligini bildiradi.

1-jadval. C_{70}NWlarning o‘rtacha o‘lchamlarining taglik haroratiga va C_{70} konsentratsiyasiga bog‘liq ravishda o‘zgarish evolutsiyasi

[a]Eritmadagi C_{70} konsentratsiyasi. [b]Taglik harorati (T) tomchi to‘liq bug‘lanib ketguncha doimiy bo‘lib qoladi.

C, (mg/ml)[a]	T, (°C)[b]	O‘rtacha uzunlik, mkm	O‘rtacha kenglik, nm
2.5	35	1.65	100
	38	2.0	150
	42	2.5	180
3.1	35	1.85	123
	38	3.1	155
	42	3.5	188

Tajribalar davomida taglik haroratini va fullerenning konsentratsiyasini o‘zgartirib, hosil bo‘lgan C_{70}NWlarning geometrik o‘lchamlarini nazorat qilish mumkinligi aniqlandi (1-jadval). Xususan, taglik haroratining oshishi nafaqat kristalli nanoviskerlarning hosil bo‘lishi va o‘sishining tezlashishiga olib keladi, balki sintezlangan nanoviskerlarning geometrik o‘lchamlari sezilarli darajada o‘sadi.

Xulosa. Taglik sirtida bug‘lanayotgan tomchi hajmida C_{70} fullereni asosida nanostrukturalarni sintez qilishning tejamkor va moslashuvchan usuli ishlab chiqildi. Elektron mikroskopik tahlillar natijasida xona haroratida taglik sirtida tomchi bug‘lanishi jarayonida ellipsoidal nanoagregatlar hosil bo‘lishi, 32°C da qizdirilgan taglik sirtida tomchi bug‘lanishi davomida esa bir o‘lchovli C_{70}NW shakllanishi aniqlandi. Tadqiqot shuni ko‘rsatdiki, dastlabki fulleren konsentratsiyasi hamda taglik haroratini o‘zgartirish orqali C_{70}NW ning geometrik o‘lchamlarini talab qilinadigan qiymatlarga moslashtirish mumkin. Shuningdek, mazkur usul mikro- va nanoo‘lchamdagi fulleren asosli viskerlarni sintez qilishda yuqori samaradorlikka ega ekani va ularning "pastdan yuqoriga" texnologiyasining turli maqsadlarida qo‘llash imkoniyati mavjudligi tasdiqlandi.

Ushbu tadqiqot O‘zbekiston Respublikasi Oliy ta’lim, fan va innovatsiyalar vazirligining FL-8323102108 “Uglerod asosidagi funksional nanomateriallarni sintezi va modifikatsiyasi, ularning atom zarralari bilan o‘zaro ta’sirini tadqiq etish” loyihasi tomonidan qo‘llab-quvvatlandi.

ADABIYOTLAR

1. S.D. Peroukidis, A.G. Vanakaras, D.J. Photinos. Self-organisation of fullerene-containing conical supermesogens // Soft Matter, 4(3), 493-499 (2008).
2. P.R. Birkett. Fullerenes // Annual Reports Section" A"(Inorganic Chemistry), 102, 420-448 (2006).
3. Y. Lahir. Impacts of fullerene on biological systems // Clinical Immunology, Endocrine & Metabolic Drugs, 4(1), 47-58 (2017).
4. M. Kumar, K. Raza. C_{60}-fullerenes as drug delivery carriers for anticancer agents: promises and hurdles // Pharm. Nanotechnol., 5(3), 169-179 (2017).
5. F. Moussa. [60] Fullerene and derivatives for biomedical applications // Nanobiomaterials, 113-136 (2018).
6. B.C. Thompson, J.M. Fréchet,. Polymer–fullerene composite solar cells // Angew. Chem. Int. Ed., 47(1), 58-77 (2008).
7. A. Kausar. Fullerene nanowhisker nanocomposite—Current stance and high-tech opportunities // Polym.-Plast. Tech. Mat., 61(17), 1908-1923 (2022).
8. U.K. Makhmanov, A.M. Kokhkharov, S.A. Bakhramov, S.A Esanov. Synthesis of fullerene C_{60} nanotubes in the volume of an evaporating drop of colloidal solution // Rom. J. Phys., 67, 601–609 (2022).
9. A. Kausar. Polymeric nanocomposites reinforced with nanowhiskers: design, development, and emerging applications // J. Plast. Film Sheeting, 36(3), 312-333 (2020).
10. S. Kumar, R. Madhuri. Fundamentals for material and nanomaterial synthesis. In Green Sustainable Process for Chemical and Environmental Engineering and Science, 137-169 (2021).
11. S.A. Bakhramov, U.K. Makhmanov, B.A. Aslonov. The Synthesis of C_{70} Fullerene Nanowhiskers Using the Evaporating Drop Method // Condens. Matter, 8, 62 (2023**)**.
12. K. Siuzdak, Ł. Haryński, J. Wawrzyniak, P. Kupracz, K. Grochowska. Self-standing Nanoarchitectures // Self-standing Substrates: Materials and Applications, 1-56 (2020).
13. C. Borsoi, A.J. Zattera, C.A. Ferreira. Effect of cellulose nanowhiskers functionalization with polyaniline for epoxy coatings // Appl. Surf. Sci., 364, 124-132 (2016).
14. C.L. Ringor, K.I. Miyazawa. High yield preparation of fullerene nanowhiskers and nanotubes by the solution route // Nano., 3(05), 329-333 (2008).
15. K. Miyazawa. Synthesis and properties of fullerene nanowhiskers and fullerene nanotubes // J. Nanosci. Nanotechnol., 9, 41–50 (2009).
16. T. Xu, W. Shen, W. Huang, X.J. Lu. Fullerene micro/nanostructures: controlled synthesis and energy applications // Mater. Today Nano, 11, 100081 (2020).
17. K.I. Miyazawa. Synthesis and properties of fullerene nanowhiskers and fullerene nanotubes // J. Nanosci. Nanotechnol., 9(1), 41-50 (2009).
18. S. Inayath Basha, A. Ur Rehman, M.A. Aziz, J.H. Kim. Cement composites with carbon-based nanomaterials for 3D concrete printing applications–A review // Chem. Rec., 23(4), e202200293 (2023).
19. U.K. Makhmanov, S.A. Esanov, B.A. Aslonov, Z. Bekmurodov, K.N. Musurmonov, A. Shukurov, A.M. Kokhkharov. Controlling the size of C_{70} fullerene whiskers by evaporation of solution droplets // Rom. J. Phys., 68, 616 (2023).
20. S.A. Bakhramov, U.K. Makhmanov, A.M. Kokhkharov. Synthesis of Nanoscale Fullerene C_{60} Filaments in the Volume of an Evaporating Drop of a Molecular Solution and Preparation of Thin Nanostructured Coatings on Their Basis // Appl. Sol. Energy, 55(5), 309–314 (2019).

O‘ZBEKISTON MILLIY UNIVERSITETI XABARLARI, 2025, [3/1]
ISSN 2181-7324

FIZIKA
http://journals.nuu.uz
Natural sciences

УДК: 537.533.537.534;

Нодира МУСТАФОЕВА,
Доцент, Университет информационных технологий и менеджмента, PhD
https://orcid.org/0000-0003-2693-0751,
E-mail: mustafoyevan@gmail.com,
Ёкуб ЭРГАШОВ,
Профессор Национального университета Узбекистана, д.ф.-м.н.
Алланазар ТАШАТОВ,
Профессор Каршинского государственний университет, д.ф.-м.н.
Сафарали КУЧАРОВ,
Базовый докторант Каршинского государственний университет
Хуснора НОРКУЛОВА,
Магистрантка Каршинского государственний университет

ИСЛЕДОВАНИЕ ШИРИНА ПЕРЕХОДНОГО СЛОЯ ДВУХСЛОЙНОЙ СИСТЕМЫ СИЛИЦИД-КРЕМНИЙ

Аннотация

В работе приведены параметры энергетических зон тонких пленок Si, $BaSi_2$ и ширина переходного слоя. Значения ширины запрещенной зоны - E_g и положения потолка валентной зоны - E_V определялись методом УФЭС. С использованием методов ОЭС, УФЭС, РЭМ и рентгеноструктурного анализа исследованы состав, морфология поверхности и электронная структура нанопленочной системы $BaSi_2$/Si/$BaSi_2$/Si (111), полученных методом имплантации ионов Ba^+ в Si в сочетании с прогревом. Определены параметры энергетических зон и построена энергетическая зонная диаграмма системы Si/$BaSi_2$/Si. Определены глубина образования и толщина слоя $BaSi_2$ для различных энергии ионов Ba^+ в диапазоне от 0.5 кэВ до 30 кэВ

Ключевые слова: ширина запрещенной зоны, нанослой, имплантация ионов, морфология, отжиг, параметры энергетических зон, тонких пленок, потолка валентной зона.

STUDY OF THE WIDTH OF THE TRANSITION LAYER OF A BILAYER SILICIDE-SILICON SYSTEM

Annotation

The paper presents the parameters of the energy bands of Si, $BaSi_2$ thin films and the width of the transition layer. The values of the band gap - E_g and the position of the valence band ceiling - E_V were determined by the UFES method. The composition, surface morphology and electronic structure of the $BaSi_2$/Si/$BaSi_2$/Si (111)nanofilm system obtained by implantation of Ba+ ions into Si in combination with heating were studied using OES, UFES, SEM and X-ray diffraction analysis. The parameters of the energy bands were determined and the energy band diagram of the Si/$BaSi_2$/Si system was constructed. The formation depth and thickness of the $BaSi_2$ layer were determined for different energies of Ba+ ions in the range from 0.5 keV to 30 keV

Key words: band gap, nanolayer, ion implantation, morphology, annealing, parameters of energy bands, thin films, valence band ceiling.

SILICID-SILITSID BI-QATATLI TIZIMINING O‘TISH QAT’ATINING KENGLIGINI O‘RGANISH

Annotatsiya

Maqolada Si, $BaSi_2$ yupqa plyonkalarining energiya diapazonlarining parametrlari va o‘tish qatlamining kengligi keltirilgan. Tarmoq oralig‘ining qiymatlari - E_g va valentlik zonasining yuqori qismining holati - E_V UVES usuli bilan aniqlandi. OES, UVES, SEM va rentgen difraksion tahlil usullaridan foydalanib, isitish bilan birgalikda Ba+ ionlarini Si ga implantatsiya qilish natijasida olingan $BaSi_2$/Si/$BaSi_2$/Si (111) nanofilm tizimining tarkibi, sirt morfologiyasi va elektron tuzilishi o‘rganildi. Energiya diapazonlarining parametrlari aniqlandi va Si/$BaSi_2$/Si tizimining energiya diagrammasi tuzildi. $BaSi_2$ qatlamining hosil bo‘lish chuqurligi va qalinligi 0,5 keV dan 30 keV gacha bo‘lgan Ba+ ionlarining turli energiyalari uchun aniqlangan.

Kalit so‘zlar: tarmoqli bo‘shlig‘i, nano qatlam, ion implantatsiyasi, morfologiya, tavlanish, energiya tasmasi parametrlari, yupqa plyonkalar, valentlik zonasi shifti.

В настоящее время во многих научных центрах ведется поиск материалов для создания фотоэлектрических преобразователей с лучшими физическими свойствами. Основой для таких материалов могут служить тонкие пленки силицидов, в частности дисилицида бария [1-4]. Поэтому ведется активная работа по поиску оптимальных методов получения одно- и двухслойных нанопленочных систем типа силицид металл - кремний. Теоретические исследования и расчёт показывают, что функциональная плотность $BaSi_2$ принадлежит фазе *Zintl* со смешанной ковалентной связью тетраэдрического Si_4 и с ионной связью типа $(2Ba_2^+)$ $(Si_4)^4$.

Диаграмма молекулярных орбиталей объясняется на основе электронных структур, предполагая, что переход с переносом заряда от *p* - состояния Si к *d* - состоянию Ba, что значительно увеличивает оптическое поглощение. Большой коэффициент фотопоглощения подтверждается расширенными расчетами возбужденного состояния, которые включают экситонные эффекты. Уровень Ферми закреплен в середине запрещенной зоны для всего диапазона химических

потенциалов кремния и широкого диапазона температур роста, что указывает на возможность биполярного легирования, которое является преимуществом для изготовления *p-n-* переходов [5].

В [6], с использованием метода поэтапной имплантации Co^+ в Si в сочетании с отжигом, получена слоистая структура типа $CoSi_2$ / Si / $CoSi_2$ / Si (111) и изучены их состав и электронная структура. Однако, такие исследования в случае имплантации ионов Ba^+ в Si, практически, не проводились.

Целью данной работы является получение методом имплантаци ионов Ba^+ в Si двухслойной нанопленочной системы типа $BaSi_2$ / Si / $BaSi_2$ / Si (111) и исследование их состава, структуры и параметров энергетических зон. Наноразмерные фазы и слои $BaSi_2$ на различных глубинах приповерхностного слоя Si получены имплантацией ионов Ba^+ с вариацией энергии E_0 до 30 кэВ, при вакууме не хуже 10^{-7} Па [7-8].

Методика эксперимента. В качестве подложки использовались хорошо полированные монокристаллические пластины Si (111) p-типа. Эти образцы установили в сверхвысоковакуумный- универсальный прибор типа УСУ-2, где проводился все технологические операции (прогрев, напыление атомов Ni и Si) и исследования состава и электронной структуры с используешь методом Оже- и фотоэлектронной спектроскопии. Очистка Si (111) осуществлялась при вакууме $P=10^{-7}$ Па при T=1100 К длительно (~4-5 часов) и кратковренно при температуры ~1350 Т.

Морфология и кристаллическая структура, спектр поглощения света и удельные сопротивления пленок исследовались на стандартных приборах типа Jeol, ЭМР-2 и UV-1280

Профили распределения атомов по глубине исследовались методом ОЭС в сочетании с травлением поверхности Ar^+.

Результаты и их обсуждение. На рис. 1 приведена зависимость C_{Ba} от глубины h для Si (111), имплантированного ионами Ba^+ с E_0 = 30 и 1 кэВ. После каждого цикла ионной имплантации проводился прогрев при оптимальной температуре 900 К в течении 30 ÷ 40 мин. Видно, что на поверхности и на глубине 20 ÷ 30 нм концентрация Ba составляет 30 ÷ 35 ат.%. Анализ изменения положения и формы оже – пика $L_{2,3}VV$ кремния показали, что в этих слоях образуются соединения типа $BaSi_2$. На рисунке 2 приведена рентгенограмма системы $BaSi_2$ / Si / $BaSi_2$ / Si (111), снятая на дифрактометре *STOE «STADI P»* (*CoKa* – излучение). Видно, что на рентгенограмме, в основном, обнаруживается множество пиков, характерных для $BaSi_2$ и Si, а пики посторонних элементов, практически, отсутствуют. Исходя из этого можно полагать, что данная система имеет поликристаллическую структуру. Данное предположение подтверждалось результатами, полученными методом ДБЭ.

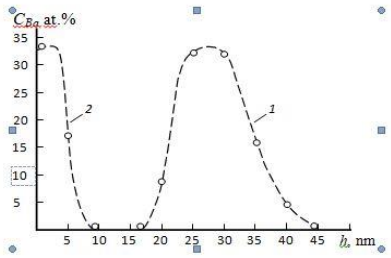


Рис.1. Концентрационные профили распределения Ba по глубине для Si, имплантированного ионами Ba^+ с E_0 = 30 кэВ – *1* и 1 кэВ – *2*. После каждого цикла имплантации проводился прогрев при T ≈ 900 К.

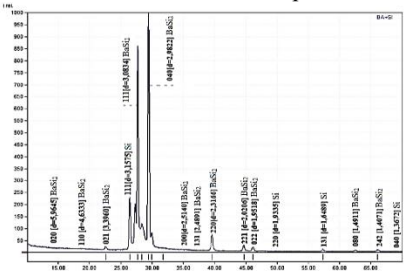


Рис. 2. Рентгенограмма поверхности системы $BaSi_2$/Si/$BaSi_2$/Si (111).

На рисунке 3 приведены картины ДБЭ для чистого Si и системы $BaSi_2$ / Si / $BaSi_2$ / Si (111). Видно, что на электронограмме поверхности чистого Si наблюдаются рефлексы, характерные для грани (111), а в случае двухслойной системы устанавливается структура, соответствующая поликристаллическим образцам.

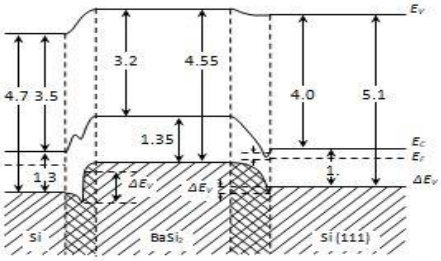


Рис. 3. Энергетическая зонная диаграмма для сверхрешетки Si/$BaSi_2$/Si (111).

При этом, на фоне поликристаллических колец с узкими линиями, появляются точечные рефлексы. Отметим, что при малых толщинах ($\Theta \leq 0.2 \div 1$ нм) $BaSi_2$ на поверхности Si кристаллизуется кубической решёткой с постоянной

решётки $a \simeq 6.54$ Å [9; 10]. Однако, вследствии несоответствия параметров решеток Si и пленки $BaSi_2$, на поверхности Si, даже после прогрева при определенной температуре, сохраняются дендритные структуры.

Таблица

Параметры энергетических зон тонких пленок Si и $BaSi_2$ и ширина переходного слоя (Δh) на границе Si/$BaSi_2$ и $BaSi_2$/Si(111)

В таблице приведены параметры энергетических зон тонких пленок Si, $BaSi_2$ и ширина переходного слоя. Значения ширины запрещенной зоны - E_g и положения потолка валентной зоны - E_V определялись методом УФЭС. Значение сродства к электрону - χ оценивалось по формуле $\chi = E_V - E_g$. Разрыв краев зон проводимости - по разности значений электронного сродства двух полупроводников [11]:

$$\Delta E_C = \chi_1 - \chi_2 \qquad (1)$$

Предполагая справедливой одноэлектронную теорию, имеем $\Delta E_g = \Delta E_C - \Delta E_V$, где $\Delta E_g = E_{g2} - E_{g1}$ - разность ширин запрещенных зон. Учитывая соотношение $E_F = \chi + E_g$, получаем для разрыва краев валентных зон

$$\mathbf{\Delta E_V = E_{F2} - E_{F1}} \qquad (2)$$

Согласно этим формулам для контакта нанопленки Si/$BaSi_2$: $\Delta E_C = 0.1$ эВ; $\Delta E_V = 0.3$ эВ, а для контакта $BaSi_2$/Si (111): $\Delta E_C = 0.5$ eV $\Delta E_V = 0.1$ эВ. Необходимо отметить, что E_g нанопленки Si с толщиной 10 ÷ 15 Å на 0.05 ÷ 0,1 эВ больше, чем толстой пленки.

Как видно из таблицы, вследствие заметного различия постоянных решеток Si и $BaSi_2$, происходит интенсивная взаимодиффузия атомов и на границе Si/$BaSi_2$ и $BaSi_2$/Si (111) формируются переходные области толщиной ~ 6 ÷ 10 нм.

На основе данных таблицы нами построена примерная зонно-энергетическая диаграмма системы Si(111)/$BaSi_2$/Si (рис.3). Для построения этой диаграммы мы пользовались моделью Шокли-Андерсона [12].

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.

С использованием методов ОЭС, УФЭС, РЭМ и рентгеноструктурного анализа исследованы состав, морфология поверхности и электронная структура нанопленочной системы $BaSi_2$/Si/$BaSi_2$/Si (111), полученных методом имплантации ионов Ba^+ в Si в сочетании с прогревом. Определены параметры энергетических зон и построена энергетическая зонная диаграмма системы Si/$BaSi_2$/Si. Определены глубина образования и толщина слоя $BaSi_2$ для различных энергии ионов Ba^+ в диапазоне от 0.5 кэВ до 30 кэВ [13-15].

ЛИТЕРАТУРА

1. Гомоюнова М.В., Пронин И.И., Галль Н.Р., Молодцов С.Л., Вялых Д.В. // ФТТ. 2003. Т. 45. Вып. 8. С. 1519–1522.
2. Нормурадов М.Т., Рысбаев А.С., Нормурадов Д.А., Турсунметова З.А.. // Тезисы докладов 50-й международной Тулиновской конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. Москва 2021. с.140.
3. Алексеев А.А., Олянич Д.А., Утас Т.В., Котляр В.Г., Зотов А.В., Саранин А.А. // ЖТФ. 2015. Т. 85. Вып. 10. С. 94–100
4. Алексеев А.А., Олянич Д.А., Утас Т.В., Котляр В.Г., Зотов А.В., Саранин А.А. // ЖТФ. 2015. Т. 85. Вып. 10. С. 94–100
5. Dubinin D.V., Geringer V. // Bulletin of the Tomsk Polytechnic University. 2015. Vol. 326, № 3. p. 58-62.
6. Kirilin A.N., Tkachenko S.I., Salmin V.V.,et.al.// 2015. Vol.14, № 4. p.58-71. doi: 10.18287/2412-7329-2015-14-4-58-71
7. Hara K.O., Nakagawa Y., Suemasu T., Usami N. // Selection and/or peer-review under responsibility of the scientific committee of Symposium 2015 ICMAT. p.28-31. doi: 10.1016/j.proeng.2015.08.1103.
8. Galkin N.G., Goroshko D.L., Dubov V.L., Fomin D.V., Galkin K.N., Chusovitin E.A., Chusovitina S.V. // Japanese Journal of Applied Physics 59, SFFA11 (2020). P. SFFA11-1-7. doi.org/10.35848/1347-4065/ab6b76.
9. Yamashita Y., Sato T., Saitoh N., Yoshizawa N., Toko K., Suemasu T. // J. Appl. Phys. 2019. 126, 215301-1-215301-7. doi: 10.1063/1.5128690.
10. Эргашов Ё.С., Умирзаков Б.Е. // Журнал технической физики, 2018, том 88, вып. 12. с. 1859-1862. doi:10.21883/JTF.2018.12.46788.12-18.
11. Umirzakov B.E., Tashmukhamedova D.A., Tashatov A.K., Mustafoeva N.M., Muradkabilov D.M. // Effect of the Disordering of Thin Surface Layers on the Electronic and Optical Properties of Si(111) // Semiconductors, 2020, 54(11), стр. 1424–1429
12. K. Tashatov, N. M. Mustafoyeva // Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques, 2020, Vol. 14, No. 1, pp. 81–84.
13. Umirzakov, B.E., Tashmukhamedova, D.A., Tashatov, A.K., Mustafoeva, N.M. //Electronic and Optical Properties of NiSi2/Si Nanofilms // Technical Physics, 2019, 64(5), стр. 708–710
14. Эргашов Ё.С// Журнал технической физики, 2017, Том 87, вып. 5. с.758-761.
15. Умирзаков Б.Е., Ташмухамедова Д.А., Рузибаева М.К., Ташатов А.К., Донаев С.Б., Мавлянов Б.Б. // Журнал технической физики, 2013, Том 83, вып. 9. с. 146-149.

O‘ZBEKISTON MILLIY UNIVERSITETI XABARLARI, 2025, [3/1]
ISSN 2181-7324

FIZIKA
http://journals.nuu.uz
Natural sciences

UDK: 538.955; 621.3.082.782

Ulug‘bek NEGMATOV,
Namangan muhandislik-texnologiya instituti tayanch doktoranti
Ulug‘bek ERKABOYEV,
Namangan muhandislik-texnologiya instituti professori, f.-m.f.d.
Nozimjon SAYIDOV,
Namangan muhandislik-texnologiya instituti katta o‘qituvchisi, PhD
Jasurbek MIRZAYEV,
Namangan muhandislik-texnologiya instituti katta o‘qituvchisi, PhD
E-mail: u.negmatov@gmail.com

NamMTI professori f.-m.f.d. N.Sharibayev taqrizi asosida

O‘ZGARUVCHAN KUCHSIZ MAGNIT MAYDONDA KVANT O‘RANING RUXSAT ETILGAN ZONASIDAGI ELEKTRONLARNING ENERGETIK SPEKTRINI O‘ZGARISHI

Annotasiya

Ushbu maqolada nanostrukturali yarimo‘tkazgichning kuchsiz dinamik magnit maydonlar ta’siridagi energetik holatlar zichligi ossillyatsiyalarini fazaviy portretlarini ifodalab beruvchi yangi matematik model ishlab chiqilgan.

Kalit so‘zlar: Nanostruktura, kvant o‘ra, geterostruktura, magnit maydon, ossillyatsiya, fazaviy portret, effektiv massa.

ИЗМЕНЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА ЭЛЕКТРОНОВ В РАЗРЕШЁННОЙ ЗОНЕ КВАНТОВОЙ ЯМЫ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПЕРЕМЕННОГО СЛАБОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Аннотация

В данной статье разработана новая математическая модель, описывающая фазовые портреты осцилляций плотности энергетических состояний наноструктурного полупроводника под воздействием слабых динамических магнитных полей.

Ключевые слова: Наноструктура, квантовая яма, гетероструктура, магнитное поле, осцилляции, фазовый портрет, эффективная масса.

VARIATION OF THE ELECTRON ENERGY SPECTRUM IN THE ALLOWED BAND OF A QUANTUM WELL UNDER THE INFLUENCE OF A WEAK VARIABLE MAGNETIC FIELD

Annotation

This paper presents a new mathematical model describing the phase portraits of oscillations in the density of energy states of a nanostructured semiconductor under the influence of weak dynamic magnetic fields.

Key words: Nanostructure, quantum well, heterostructure, magnetic field, oscillations, phase portrait, effective mass.

Kirish. Hozirgi kunda, tibbiyotda, texnikada, avtomatikada va mikro va nanoelektronika sohalarida ularning asosiy murakkab tizimlarining dinamik, statik va kinetik jarayonlarni o‘rganish, oldindan bashorat qilish va hamda o‘zaro ta’sirlarni abstrakt qilishga qodir matematik modellarga bo‘lgan ehtiyoji dolzarb masalalardan biri bo‘lib kelmoqda. Ayniqsa, differensial tenglamalar asosida qurilgan dinamik jarayonlarni aks ettiruvchi modellar – biologik, texnik va elektronik mexanizmlarini aniq namoyon etish uchun xizmat qiladi. Matematik modellarning formulalar orqali, raqamli simulyatsiya qilish va boshqa matematik apparat yordamida qurish mumkin. Biroq, mikro va nanoelektronika mexanizmlarini dinamik jarayonlarini vaqt o‘tishi bilan simulyatsiya qilish va ushbu modellarning fizik interfeyslarini vizual tarzda tahlil qilish murakkab tizim hisoblanadi.

Bunday dinamik tizimlarning umumiy fizik jarayonlarini aniq ko‘rsatib beruvchi ideal vositalardan biri. Bu fazalar portretlaridir. Fazalar portreti dinamik tizimlarda trayektoriyalar gradienti yo‘nalishi hamda tizimdagi muvozanat holatlarini yaqqol ko‘rsatib beradi.

Adabiyotlar tahlili. Dinamik va statik magnit maydonlarini biologik va fizik jarayonlarining xossalariga ta’sirini o‘rganish muhim muammolardan biri hisoblanadi. Jumladan, [1] ishlarda o‘zgaruvchi kuchsiz magnit maydoni (B_0=25 mTl) bioobyektlarning xarakteristikalariga ta’siri aniqlangan. [2] ishda esa, statik kuchsiz magnit maydonlari va yuqori haroratlardagi kvant ossillyatsiya effektlari kuzatilgan. Bunda, de Gaaz-van Alfen ossillyatsiyalari xona harorati atrofida va kuchsiz statik magnit maydon qiymatlari 25 mTl dan 100 mTl gacha orasida eksperimental olingan. Lekin, bu ishlar asosan o‘zgarmas (statik) kuchsiz maydonlarda o‘rganilgan bo‘lib, magnit maydoning vaqt bo‘yicha o‘zgarishi umuman o‘rganilmagan.

Bundan tashqari [3] ishlarda ikki o‘lchamli yarimo‘tkazgichli materiallarning energetik holatlar zichligini harorat va magnit maydonlarga bog‘liqligining ham nazariy, ham tajribaviy natijalari olingan. Bunda, diskret energetik sathlar kvantlovchi magnit maydon (~10 Tl) va past haroratlar (~3÷5 K)da kuzatilgan. Ya’ni, [4] ishlardagi taklif etilgan model diskret Landau sathlarini yuqori haroratlarda uzluksiz energetik spektrlarga aylanishini ko‘rsatib bergan. Lekin, bu ishlarda kuchsiz magnit maydon va yuqori haroratlar uchun energetik holatlar zichligini ham statik, ham dinamik magnit maydonlarida hisoblashning mukammal metodi ishlab chiqilmagan. Shu bilan birga, Ushbu ishlarda kuchsiz dinamik magnit maydonlarining vaqt bo‘yicha o‘zgarishi natijasida ikki o‘lchamli energetik holatlar zichligining fazaviy portretlarini ko‘rishga imkoniyati ko‘rib chiqilmagan.

Taxlil va natijalar. Ma’lumki, statik kvantlovchi magnit maydoning kvant o‘rani ruxsat etilgan zonasiga ta’siri natijasida o‘tkazuvchan va valent zonadagi zaryad tashuvchilarining energetik spektrlarini tubdan o‘zgarishiga olib keladi. Bu esa, diskret Landau sathlarini hosil bo’lishidan dalolat buradi. Statik ko’ndalang kuchli magnit maydoni ($B \parallel Z$) kvant o‘raga ta’siridan erkin elektronning energiyasi quyidagicha aniqlanadi:

$$E_n = \left(N_L + \frac{1}{2}\right)\pi\frac{eB}{m^*} + \frac{\pi^2\hbar^2}{2m^*d^2}n_z^2 \qquad (1)$$

Bunda, N_L – diskret Landau sathlarining soni, B – statik kuchli magnit maydon induksiyasi, d – kvant o‘ra qalinligi, m^* - erkin elektron effektiv massiasi, n_z – o‘lchamli kvantlar soni. (1) Ifodadan ko‘rinib turibdiki, OXY tekisligida $(N_L + \frac{1}{2})\hbar\frac{eB}{m^*}$ diskret energetik sathlar, OZ o‘qida esa $\frac{\pi^2\hbar^2}{2m^*d^2}n_z^2$ o‘lchamli kvant sathlar hosil bo‘lmoqda. Bu esa, erkin elektronlarning har tomonlama kvanlanishiga olib kelmoqda. Xuddiki, elektron harakati kvant nuqta analogiyasi o‘tmoqda. Bunday diskret energetik sathlar juda past haroratlarda namoyon bo‘ladi. Sababi, $kT \ll \hbar\frac{eB}{m^*}$ sharti bajarishi kerak. Lekin, shunday nanostrukturasi yarimo‘tkazgichlar borki, yuqori haroratlar va statik kuchsiz magnit maydonlarda ham diskret energetik sathlar hosil bo‘ladi. Masalan, [5] ishlarda $CdB_xF_{2-x}\,/\,p-CdF_2-QW/CdB_xF_{2-x}$ kabi kvant o‘rali yarimo‘tkazgichli materiallarda magnitosingdiruvchanlik va magnitoqarshilik ossillyatsiyalari $T = 280\,K \div 340\,K$ va $B = 25\,mTl \div 100\,mTl$ oraliqlarida kuzatilgan. Buni sababini quyidagicha tushuntirish mumkin: Tajribalardan ma’lum buladiki [6], $p-CdF_2$ kvant o‘rali materiallari uchun erkin elektronini effektiv massasi $m^* \approx 10^{-4}m_0$ munosabatda topildi. Chunki, $p-CdF_2$ kvant o‘raning zonasi juda ham kichik bo‘lib, juda tor zona hisoblanadi. U holda $\hbar\frac{eB}{m^*}$ dan ko’rinib turibdiki, $\hbar\omega_c$ statik magnit maydon energiyasi (kT) kattaroq bo‘lishi uchun, B-ni qiymati mTl atrofida o‘zgarishi yetarli. Bundan kelib chiqadiki, ushbu kvant o‘rali materiallar yuqori haroratlardan ham (hatto xona haroratidan yuqori), $\hbar\omega_c \gg kT$ sharti bajarilmoqda. Demak, kuchsiz statik magnit maydonlarda ham diskret Landau sathlari hosil bo‘lmoqda. Xulosa qilib aytish mumkinki, kuchsiz statik magnit (mTl) maydonlarida ham kvant ossillyatsiya jarayonlari paydo bo‘lar ekan.

Keling, endi kuchsiz dinamik magnit maydondagi kvant o‘raning ruxsat etilgan zonasidagi erkin elektronlarni energetik spektrini o‘zgarishini ko’rib chiqaylik. O‘zgaruvchan magnit maydon induksiyasini vaqt bo‘yicha o‘zgarishini qo‘yidagi sinusoidadan qonuniyatga asoslanib, taklif etaylik:

$$B = B_0(1 + \sin(\omega t)) \qquad (2)$$

Bunda, B_0 – dinamik magnit maydon induksiyasining amplitudaviy qiymati, ω – o‘zgaruvchan magnit maydonning siklik chastotasi, t – dinamik maydonning kvant o‘raga ta’sir etish vaqti.

[6] ishlarda, tajribalar o‘tkazish jarayonida o‘zgaruvchan kuchsiz magnit maydonlarining chastotasini 10 Gs dan 1 000 Gs gacha, ta’sir ettirish vaqti esa 10^{-3} s dan 50 s gacha bo’lgan. U xolda, (2) ni (1) ga qo‘yishimiz natijasida:

$$E_n(B,t,d,N_Ln_z) = \left(N_L + \frac{1}{2}\right)\hbar\frac{eB_0(1+\sin(\omega t))}{m^*} + \frac{\pi^2\hbar^2}{2m^8d^2}n_z^2 \qquad (3)$$

ega bo‘lamiz.

(3) ifoda, kuchsiz dinamik magnit maydonlarning kvant o‘radagi erkin elektronlarning diskret energetik sathlariga bog‘liqligini anglatadi.

Dinamik magnit maydonda vaqt o‘tishi bilan magnit maydon induksiyasi sinusoidal o‘zgarishi (2) dan ma’lum bo‘lmoqda. Bu esa, o‘z navbatida (3) dan ham ko‘rinib turibdiki, kvant o‘raning ruxsat etilgan zonalardagi diskret energetik sathlar vaqtga kuchli bog‘liq bo‘lmoqda, ya’ni $E_n(t)$ sinusoidal o‘zgarmoqda. Endi, (3) dan, vaqt bo‘yicha hosila olib, $\frac{dE_n}{dt}$ ni o‘zgarish tezligini ko‘rib chiqaylik. U holda, differensiyalash qoidasiga binoan, quyidagi keli chiqadi:

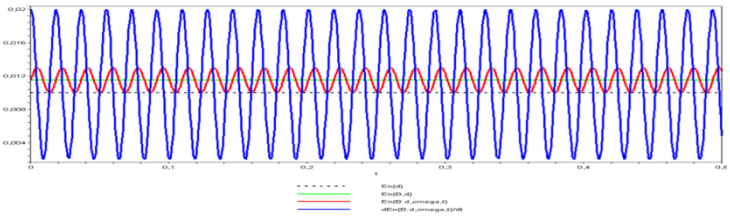
$$\frac{dE_n(\omega,t,N_L)}{dt} = \omega\cdot\left(N_L+\frac{1}{2}\right)\cdot\hbar\frac{e\cdot B_0\cdot\cos(\omega t)}{m^*} \qquad (4)$$

(4) ifodadan ko‘rinib turibdiki, diskret energetik sathlarni o‘zgarish tezligi $\frac{dE_n}{dt}$ dinamik magnit maydon induksiyasining amplitudaviy qiymatiga va Landau sathlari soniga bog‘liq bo‘lmoqda. Lekin, kvant o‘raning qalinligi d va o‘lchamli kvantlar soni n_z ning o‘zgarish $\frac{dE_n}{dt}$ ga umuman ta’sir etmayapti. Buni fizik ma’nosi quyidagicha tushuntiriladi: $\frac{\pi^2\hbar^2}{2m^*d^2}n_z$ $(n_z = 1)$ ning qiymati kuchsiz dinamik magnit maydon energiyasiga nisbatan ko‘p marta kattaradi, ya’ni:

$$\frac{\pi^2\hbar^2}{2m^*d^2}n_z(n_z=1) \gg \left(N_L+\frac{1}{2}\right)\hbar\frac{eB}{m^8} \qquad (5)$$

(5) dan ko‘rinib turibdiki kuchsiz dinamik magnit maydon hosil qilgan har bir diskret Landau sathlari kvant o‘raning (n_z=1) birinchi o‘lchamli sathiga nisbatan juda yaqin joylashgan bo‘ladi. ($E_{nz}(n_z = 1)$ ning shipida bo‘ladi). Xulosa qilib, aytish mumkinki, faqatgina bizning hisobimiz uchun n_z=1 ni o‘zi yetarli (ya’ni, $E_{nz} = const$).

Keling endi sonli tahlillar olib boraylik. 1-rasmda 4 xil grafik keltirilgan. Qora rangdagi (nuqtali) chiziq vaqtga bog‘liq bo‘lmagan va magnit maydon B=0 dagi $E_n = \frac{\pi^2\hbar^2}{2m^*d^2}n_z^2$ energiyaning grafigidir. Aytaylik, bir qator hisoblarga ko‘ra, u $E_n = 0.0105\,eV$ ga teng bo‘lsin ($n_z = 1$). OY o‘qi bo‘yicha sanoq boshini «nol» deb olinsa, u holda OX o‘qiga parallel chiziq o‘raning o‘tkazuvchanlik zonasini tubi hisoblanadi. Agar, $d \approx 5$ nm bo‘lsa, ushbu o‘ra kvantlangan bo‘lib, ushbu zona tubi 1-rasmdagi «qora» chiziqqa to’g‘ri keladi. «Yashil» chiziq kvant o‘raning OZ o‘qiga parallel bo‘lgan statik magnit maydon ta’siridagi $N_L = 1$ ga teng bo‘lgan diskret Landau sathidir. Bu «yashil» chiziq (1) formula bo‘yicha olingan grafik hisoblanadi. Albatta, statik kuchsiz magnit maydon vaqtga bog‘liq emas, ya’ni, $B_0 = 5\,mTl$ magnit maydon ta’sirida $E_n(B,d) = 0.011\,eV$ $(11\ meV)$ o‘zgarmas energiyaga teng bo‘lmoqda.



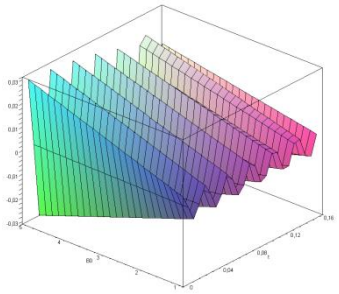
1-rasm. Dinamik kuchsiz magnit maydon ta’siridagi birinchi diskret Landau sathini vaqt bo‘yicha o‘zgarishi.

1-rasmdagi «qizil» rangda keltirilgan grafikni ko‘rib chiqaylik. Ushbu grafik, (3) formula bo‘yicha olingan bo‘lib, unda dinamik kuchsiz magnit maydon ta’siridagi birinchi diskret Landau sathini vaqt bo‘yicha o‘zgarishi ko‘rsatilgan ($E_n(B,t,d)$). Bunda, $\omega = 10\ Gs$ va vaqt davomiyligi $t = 0 \div 0.5\ c$ kabi tanlab olingan. Ushbu «qizil» rangdagi grafikdan ko‘rinib turibdiki, vaqt o‘tishi bilan $E_n(B,t,d)$ uni qiymati maksimal 0.0125 eV ga teng bo‘lib, minimal 0.0105 eV gacha yetib bormoqda. Vaholanki, 0.0105 eV energiya $B=0$ dagi $E_n(d)$ ga to’g‘ri keladi. Va nihoyat, 1-rasmdagi «ko‘k» rangda keltirilgan grafikni ko‘raylik. Ushbu grafik $\frac{dE_n(B,t)}{dt}$ ga tegishli bo‘lib, u (4) formula bo‘yicha ko’rilgan. $\frac{dE_n(B,t)}{dt}$ – funksiyaning diskret Landau sathlarini vaqt bo‘yicha o‘zgarish tezligi deb nomlaymiz. Bu tezlik shunday o‘zgaradiki, uning $\frac{dE_n}{dt}(max) = 0.02\ eV$ gacha ($n_z = 1$ ga to’g‘ri keluvchi $E_n(d)$ ga nisbatan 2 marta ko‘p), $\frac{dE_n}{dt}(min) = 0.001\ eV$ gacha (deyarli «kvantlanmagan» o‘tkazuvchanlik zonasi tubiga yaqin) garmonik o‘zgarmoqda.

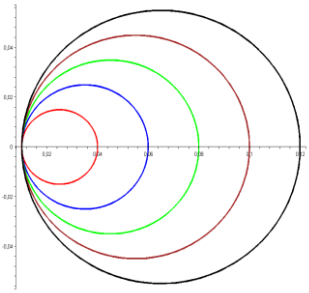
Demak, $\frac{dE_n(B,t)}{dt}$ o‘zgarish tezligi kvant o‘ra qalinligiga, o‘lchamli kvantlar soniga bog‘liq bo‘lmasligi bilan bir qatorda, uning qiymati $E_{nz}(d,n_z)$ ga nisbatan 2 karra ortiq bo‘lishi mumkin ekan. Yoki, aksincha, $\frac{dE_n(B,t)}{dt}$ ning qiymati shunday «minimum»ga erishadiki, bu qisqa vaqtda, erkin elektronlar o‘zini 3D holatdagidek his qiladi.

2-rasmda $\frac{dE_n(B,t)}{dt}$ ni vaqtga va kuchsiz dinamik magnit maydon induksiyasining amplitudasiga bog‘liqligi ko‘rsatilgan. Bunda, $B_0 = 1 \div 5\ mTl$ oraliq, va $t = 0 \div 0.16\ c$ ta’sir vaqti tanlab olingan. 2-rasmdan ko‘rinib turibdiki, dinamik magnit maydon induksiyasining ta’sir qiymati ortishi bilan $\frac{dE_n}{dt}$ tezlik katta energiyalar intervalida kuchli o‘zgarishi kuzatilmoqda.

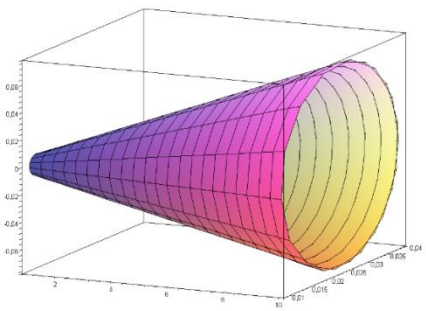
Kvant o‘raning o‘tkazuvchanlik zonasidagi erkin elektronlarga statik va dinamik kuchsiz magnit maydonlar ta’siri tahlilidan vaqt bo‘yicha o‘zgaruvchan fazaviy portretlar jarayonini o‘rganish talab etiladi. Fazalar portreti qandaydir vaqtga bog‘liq bo‘lgani $f(t)$ va uning vaqt bo‘yicha $\frac{df(t)}{dt}$ differensiali bilan hosil qilingan 2D yoki 3D o‘lchamli grafikka aytiladi. U holda (3) va (4) formulalar orasida ($E_n(B,t,d,N_L,n_z)$, $\frac{dE_n(B,t,N_L)}{dt}$) koordinatalar nuqtasi bo‘yicha fazalar portretini qurish mumkin. Albatta, bunda, kompyuterning amaliy matematik dasturlaridagi paketlardan (Maple) foydalaniladi. Dastur tuzishdan avval uni algoritmi ishlab chiqiladi. Albatta, (3) va (4) formulalardan ko‘rinib turibdiki, magnit maydon induksiyasining amplitudaviy qiymati o‘zgarmas (10 mTl), o‘zgaruvchan kuchsiz magnit maydon chastotasining qiymati 12 Gs deb olinsa, ular faqat vaqtga bog‘liq bo‘lmoqda. Algoritmi murakkab emas, undan dasturi ham qiyinchilik tug‘dirmaydi.



2-rasm. $\frac{dE_n(B,t)}{dt}$ ni vaqtga va kuchsiz dinamik magnit maydon induksiyasining amplitudasiga bog‘liqligi



3- rasm. Kvant o‘raning o‘tkazuvchanlik zonasidagi erkin elektronlar energetik spektrini kuchsiz o‘zgaruvchan magnit



4- rasm. Kvant o‘raning o‘tkazuvchanlik zonasidagi erkin elektronlar energetik spektrini kuchsiz o‘zgaruvchan magnit

maydon ta’siridagi Landau sathlarining fazaviy portreti

maydon ta’siridagi Landau sathlarining 3D fazaviy portreti

3-rasmda kvant o‘raning o‘tkazuvchanlik zonasidagi erkin elektronlar energetik spektrini kuchsiz o‘zgaruvchan magnit maydon ta’siridagi Landau sathlarining fazaviy portreti keltirilgan.

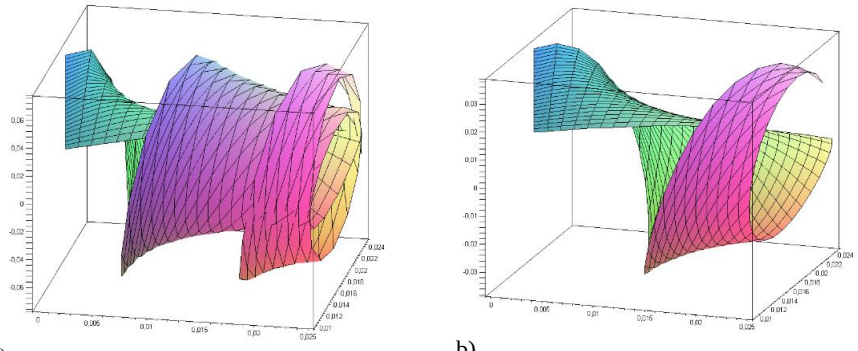
Ushbu fazalar portretidan ko‘rinib turibdiki, Landau sathlari soni $N_L = 2$ da 0.06 eV, $N_L = 3$ da 0.08 eV, $N_L = 4$ da 0.1 eV hamda $N_L = 5$ da 0.12 eV ga teng bo‘lmoqda. Vaqt oralig‘i esa $t = 0 \div 0.1\ c$ deb olingan. Umuman olganda, ushbu fazaviy portret barcha qonuniyatlarga bo‘y sinmoqda. Sikl uzluksiz davom etmoqda. Ya’ni har bir fazaviy portret o‘zaro bir xil $\hbar\omega_c$ dan farq qilmoqda.

3-rasmda dinamik magnit maydon induksiyasining amplitudaviy qiymati o‘zgarmas $B_0 = 10$ mTl deb olingan. [5] ishlarda esa, statik kuchsiz magnit maydon induksiyasining qiymati 2 mTl dan 100 mTl gacha olib, tajribalar o‘tkazilgan. U holda, $N_L = 1$ va $t = 0 \div 1\ c$ intervallar uchun $(B_0, E_n(B,t), \frac{dE_n(B,t)}{dt})$ koordinatalar nuqtalari yordamida fazaviy portretni qo‘rish imkoni topiladi (4-rasm).

4-rasmda fazaviy portretni 3D ko‘rinishdagi grafigi keltirilgan. Ushbu uch o‘lchamli demonstratsiyada, birinchi diskret Landau sathlarini turli dinamik kuchsiz magnit maydonlardagi fazaviy portretlarini o‘zgarishini ko‘rsatadi.

4-rasmdan ko‘rinib turibdiki, $B_0 = 8$ mTl dagi $N_L = 1$ uchun Landau sathining fazaviy portretining shakli $B_0 = 2$ mTl dagiga nisbatan kattaroq, aniqroq va yaqqol ko‘rinmoqda.

Endi dinamik kuchsiz magnit maydon chastotasini diskret Landau sathlariga ta’sirini ko‘rib chiqaylik. 5a va 5b-rasmda $(t, E_n(B,t), \frac{dE_n(B,t)}{dt})$ bog‘lanishlarning 2 hil siklik chastota $\omega_1 = 20$ Gs (5a-rasm) $\omega_2 = 8$ Gs larda fazaviy portretlari keltirilgan.



a) b)

5-rasm. $(t, E_n(B,t), \frac{dE_n(B,t)}{dt})$ bog‘lanishlarning siklik chastota $\omega_1 = 20$ Gs $\omega_2 = 8$ Gs lardagi fazaviy portretlari

Xulosa. Bunda dinamik kuchsiz magnit maydoning ta’sir etish vaqt davomiyligi bir xil bo‘lib, $t = 0 \div 25$ ms oraliqda olingan.

5-rasmdan ko‘rinib turibdiki, $t = 10$ ms dan keyin birinchi Landau sathining fazaviy portretni yopiq sikli boshlanmoqda. $t = 25$ ms da esa, ushbu sikl to‘la yopiq bo‘lib, fazaviy portret uzluksiz ravishda yaqqol kuzatilmoqda. 5b-rasmda esa, xattoki, $t = 25$ ms da ham Landau sathining fazaviy portretining sikli ochiq qolmoqda. Ya’ni bu vaqt oralig‘ida umuman yopiq sikllli portret yo‘q. Lekin, dasturiy ta’minotlar shuni ko‘rsatmoqdaki, agar vaqt davomiyligi ko‘p karra (100, 1000 barobar) ortirilsa, xatto juda past chastotalarda ham Landau sathlarining fazaviy portretlarini qurish uchun dinamik kuchsiz magnit maydon chastotasini yuqoriroq olish tavsiya etiladi.

ADABIYOTLAR

1. Xin Zhang , Kevin Yarema , An Xu, Biological Effects of Static Magnetic Fields // Springer Nature Singapore Pte Ltd. 2017
2. Zawadzki W., Raymond A., Kubisa M. Reservoir model for two-dimensional electron gases in quantizing magnetic fields: A review // Phys. Status Solidi B. 2014. 251, No. 2, p. 247–262.
3. Gulyamov G., Sharibaev N.Yu. The Temperature Dependence of the Density of States in Semiconductors //World Journal of Condensed Matter Physics 2013, №3, p.216-220
4. Erkaboev U.I., Gulyamov G., Mirzaev J.I., Rakhimov R.G., Sayidov N.A. Calculation of the Fermi-Dirac function distribution in two-dimensional semiconductor materials at high temperatures and weak magnetic fields // *NANO: Brief Reports and Reviews* 2021. Vol.16, No.9. pp.2150102- 2150112
5. Баграев Н.Т., Брилинская Е.С., Гец Д.С., Клячкин Л.Е., Маляренко А.М., Романов В.В. Осцилляции Шубникова-де Гааза ван Альфена в кремниевых наноструктурах // *ФТП.* 2011 Т.45, вып. 11.
6. Баграев Н.Т., Гимбицкая О.Н., Клячкин Л.Е., Маляренко А.М., Шелых И.А., Рыскин А.И., Щеулин А.С. Квантовый эффект Холла в наноструктурах на основе фторида кадмия // ФТП. 2009 Т.43. вып.1.

O‘ZBEKISTON MILLIY UNIVERSITETI XABARLARI, 2025, [3/1]
ISSN 2181-7324

FIZIKA
http://journals.nuu.uz
Natural sciences

UDK: 524.3/4

ABBOS OMONOV,
O‘zbekiston Milliy universiteti tayanch doktoranti
E-mail: abbosomonov998@gmail.com

O‘zRFA Astronomiya instituti professori K.Mirtadjiyeva taqrizi asosida

LOPSAIDAL SPIRAL GALAKTIKALAR DISKINING FIZIK XUSUSIYATLARI

Annotatsiya

Ushbu ishda biz 55 ta lopsaidal spiral galaktikalar diskining asosiy fizik xususiyatlari ro'yhatini tuzganmiz. Bizni faqat diskning evolyutsiyasi qiziqtirganligi sababli, biz ushbu ishda diskning fizik xususiyatlari o'rtasidagi emperik munosabatlarni o'rgandik. Shuningdek tegishli korrelyatsiya koeffitsientlari ham topildi.

Kalit so‘zlar: galaktika: lopsaidal, akkretsiya, galaktik disk, evolyutsiya, qoramtir materiya.

PHYSICAL CHARACTERISTICS OF THE DISK OF LOPSIDED SPIRAL GALAXIES

Annotation

In this work, we have compiled a list of the main physical properties of the disks of 55 barred spiral galaxies. Since we are only interested in the evolution of the disk, we have studied the empirical relationships between the physical properties of the disk in this work. The corresponding correlation coefficients have also been found.

Key words: galaxy: lopsided, accretion, galactic disk, evolution, dark matter.

ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИСКА ЛОПСАИДАЛЬНЫХ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК

Аннотация

В данной работе мы составили список основных физических свойств диска 55 лопсаидальных спиральных галактик. Поскольку нас интересует только эволюция диска, в данной работе мы изучили эмпирические соотношения между физическими свойствами диска. Также были найдены соответствующие коэффициенты корреляции.

Ключевые слова: галактика: лопсаидальность, аккреция, галактический диск, эволюция, темная материя.

1.Введение. Масса диска спиральных галактик является мерой количества вещества в тонком, плоском компоненте спиральных галактик, который содержит как газ, так и звезды. Массу диска можно оценить различными методами, такими как моделирование кривых вращения галактик или подгонка их спектрального распределения энергии с помощью моделей звездного населения. Эти методы также могут предоставить информацию о соотношении массы звезд к светимости, что указывает на эффективность образования звезд из газа. Масса диска спиральных галактик является важным параметром для понимания их формирования и эволюции, а также их связи с гало темной материи, которое их окружает [1]. Масса диска определяет силу гравитационной неустойчивости в диске, которая может вызвать образование спиральных рукавов и баров. Масса диска влияет на длину и ширину бара, что может повлиять на приток газа и образование звезд в центральной области. Масса диска влияет на изгибную неустойчивость бара, что может повлиять на вертикальную структуру и форму “арахиса” балджа [2-3]. Масса диска также влияет на морфологию, динамику и стабильность спиральных рукавов и центрального бара галактик. Однако не все спиральные галактики идеально симметричны. Анализ многих наблюдательных данных показывает глобальную асимметрию в их распределении массы, когда одна сторона диска шире или ярче другой [4-6]. Эти галактики называются однобокими, и они распространены во Вселенной. Согласно некоторым исследованиям, до 30% спиральных галактик позднего типа демонстрируют значительную лопсаидальность [7]. Лопсаидальность оказывает большое влияние на динамику спиральных галактик, их эволюцию, образование звезд в них, рост центральной черной дыры, ядерное питание и слияние двойных черных дыр.

2.Список физических характеристик диска лопсаидальных спиральных галактик

Многие авторы составили списки и каталоги с различными физическими параметрами дисков галактик [1-3,8-10]. Согласно исследованиям, лопсаидальность – это эффект, который главным образом характерен для спиральных галактик. Также лопсаидальность оказывает значительное влияние на эволюцию диска и на распределение областей звездообразования в нем. Поэтому мы впервые сформулировали список основных физических характеристик диска 55 спиральных галактик с лопсаидальны эффектом. Наш список состоит из: 1. Название галактики, 2. Морфологический тип, 3. Код типа, 4. Масса диска, 5. Возраст звезд в диске, 6. Металличность звезд в диске, 7. Масса черной дыры, 8. Амплитуда лопсаидальность A1.

Таблица 1. Список физических характеристик диска

Name	Morpho--logical Type	Type code	e_Type code	lgM_{disk}	e_lgM	t_D	e_tD	Z_D	e_ZD	$lg(M_{BH})$	A1	**Article**
			±	M_{sun}	±	Gyr	Gyr	Sun	Sun	M_{Sun}		
NGC 0755	SBbc	3.6	1.2	9.26						7.21	0.49	12,8,14
NGC 0941	SABc	5.3	0.8	9.15	0.04	6.48	1.08	0.36	0.19	5.59	0.16	12,9,8,13
NGC 0991	SABc	5.2	0.8	9.54	0.08	6.23	1.07	0.39	0.19	5.65	0.165	12,9,8,13

UGC 02443	Sc	5.7	0.7	9.613	0.11	7.55	0.94	0.42	0.21		0.16	12,9,8
NGC 2805	SABc	6.9	0.3	9.57	0.19	6.96	0.97	0.46	0.25	5.14	0.66	12,9,8,13
NGC 2906	Sc	5.7	0.8	10.34	0.05	9.66	0.92	0.6	0.27	8.12	0.11	12,9,8,13
NGC 3057	Sd	7.8	0.8	9	0.01	6.41	1.07	0.32	0.16	4.93	0.30	12,9,8,13
NGC 3381	SBbc	3.6	1.2	9.51	0.12	6.95	1.15	0.41	0.17	5.95	0.35	12,9,8,13
NGC 3614	SABc	5.2	0.6	9.85	0.33	7.87	1.07	0.51	0.22	6.16	0.30	12,9,8,13
NGC 3687	Sbc	3.8	0.7	10.05	0.03	8.74	0.97	0.59	0.25	6.73	0.12	12,9,8,13
NGC 4210	Sb	3.1	0.4	10.23	0.26	8.78	1.02	0.61	0.23	7.84	0.28	12,9,8,14
IC 0776	SBd	7.9	0.7	9.3	0.06	7.41	1.12	0.3	0.16	4.74	0.18	12,9,8,13
NGC 4470	Sab	1.9	2.1	9.94	0.02					7.54	0.15	12,8,14
NGC 4961	Sc	5.6	0.8	9.45	0.05	7.13	1.06	0.29	0.14	5.73	0.14	12,9,8,13
NGC 5016	SABb	4.4	0.5	10.2	0.24	8.73	0.89	0.53	0.28	6.56	0.14	12,9,8,13
NGC 5205	SBbc	4	1.4	9.85	0.14	7.44	0.94	0.44	0.23	6.75	0.14	12,9,8,13
NGC 5289	SABa	2	0.3	9.95	0.08					7.7	0.32	12,8,14
NGC 5320	SABc	5.1	0.5	10.13	0.25	8.85	1	0.51	0.21	6.53	0.19	12,9,8,13
NGC 5443	Sb	2.8	0.7	10.27	0.2					7.8	0.18	12,8,14
NGC 5480	Sc	4.9	0.5	10.08	0.13	7.94	1.06	0.44	0.22		0.25	12,9,8
NGC 5520	Sb	3.1	0.4	9.6	0.01					7.4	0.30	12,8,14
NGC 5587	Sa	0.1	0.7	10.27	0.04					7.7	0.56	12,8,14
NGC 5633	Sb	3.2	0.6	10.25	0.2	8.61	1.01	0.39	0.18	7.75	0.15	12,9,8,14
NGC 5630	SBd	7.8	0.8	9.5	0.01					5.41	0.42	12,8,13
UGC 09291	Sc	6.4	1	9.79	0.27	6.97	1.05	0.41	0.18		0.23	12,9,8
NGC 5665	Sc	5	0.4	10	0.02	7.89	1.14	0.43	0.19	7.06	0.25	12,9,8,13
NGC 5957	Sb	2.9	0.5	9.87	0.11	8.78	0.92	0.75	0.38	7.6	0.071	12,9,8,14
IC 1151	SBc	5.1	0.7	9.46	0.01					6.21	0.26	12,8,13
NGC 6063	Sc	5.8	0.5	9.9	0.05	7.58	1.03	0.5	0.22	6.71	0.20	12,9,8,13
NGC 6155	SBbc	4.1	1.9	10.12	0.12	6.29	1.01	0.44	0.2	6.92	0.17	12,9,8,13
NGC 7716	Sb	3	0.5	10.1	0.03	9.17	0.92	0.5	0.22	8	0.19	12,9,8,14
UGC 01862	SABc	6.4	0.8	9.45	0.29					6.52	0.13	12,3,8,13
NGC2599	SA	1	0.4	10.81	0.30					8.5	0.623	12,10,8,14
UGC 06903	Sc	5.8	0.7	9.73	0.44					5.98	0.12	12,10,8,13
UGC 09837	SABc	5.3	0.6	9.87	0.23	5.57	0.89	0.32	0.14	5.29	0.31	12,9,10,13
NGC 0253	SABc	5.1	0.4	10.66	0.08					7	0.85	12, 11,8
NGC 1068	Sb	3	0.3	10.62	0.21					6.75	0.030	12,11,8
NGC 1097	SBb	3.3	0.5	11.27	0.13					8.38	0.75	12,11,8
NGC 1300	Sbc	4	0.2	10.24	0.17					7.71	0.096	12,11,8
NGC 1398	Sbab	2	0.3	11.14	0.18					8.03	0.18	12,11,8
NGC 2748	Sbc	4	0.1	10.09	0.22					7.54	0.20	12,11,8
NGC 3031	Sab	2.4	0.6	10.47	0.1					7.83	0.89	12,11,8
NGC 3079	SBc	6.4	1.1	10.6	0.2					6.38	0.33	12,11,8
NGC 3368	Sab	2.1	0.7	10.63	0.09					6.89	0.96	12, 11,8
NGC 3627	Sb	3.1	0.4	10.73	0.1					6.95	0.95	12,11,8
NGC 4258	Sbc	4	0.2	10.62	0.1					7.6	0.97	12, 11,8
NGC 4303	Sbc	4	0.1	10.44	0.09					6.58	0.215	12, 11,8
NGC 4388	SBb	2.8	0.7	10.2	0.24					6.9	0.058	12,11,8
NGC 4395	Sm	8.8	0.5	9.45	0.08					5.64	0.41	12,11,8
NGC 4501	Sb	3.3	0.6	10.53	0.11					7.13	0.76	12,11,8
NGC 4699	SABb	2.9	0.4	10.79	0.58					8.34	0.20	12,11,8
NGC 4736	SABa	2.3	0.8	10.19	0.09					6.78	0.12	12,11,8
NGC 4826	SABa	2.2	0.6	10.35	0.21					6.07	0.99	12,11,8
NGC 5055	Sbc	4	0.2	10.52	0.15					8.94	0.56	12,11,8
NGC 7582	Sbab	2.1	0.5	10.65	0.14					7.67	0.021	12,11,8

Мы получили физические характеристики, такие как название, морфологический тип, код типа галактик из баз данных NED и HYPERLEDA, массу диска, возраст и металличность звезд в диске из работ авторов [8-10]. Также мы получили массу черной дыры из работ авторов [11,13-14], и амплитуду асимметрии из работ авторов [12].

3. Поиск эмпирических соотношений

Нашей целью также было изучение статистической связи между физическими характеристиками диска лопсаидальных спиральных галактик. Для этого мы использовали метод наименьших квадратов, например: Коэффициент корреляции между массой диска и кодом типа составляет cc= -0.60, и соответствующая зависимость выглядит следующим образом:

$$\lg M_{disk} = (-0.17 \pm 0.03)\, T + (10.77 \pm 0.14). \quad (1)$$

Лопсаидальность может влиять на скорости аккреции газа, что приводит к неравномерному звездообразованию по всему диску.

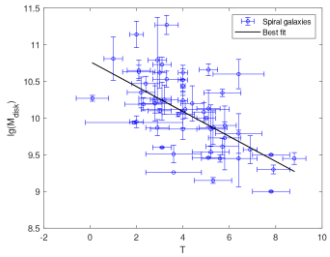


Рис. 1. Соотношение между массой диска и кодом типа лопсаидальных спиральных галактик.

Это, в свою очередь, влияет на массу диска и его эволюцию. На (рис.1) видно, что масса диска максимальна у спиральных галактик типа Sa, но минимальна у спиральных галактик типа Sm.

Мы впервые нашли эмпирическую зависимость между массой диска и возрастом звезд в диске лопсаидальных спиральных галактик, cc=0,75. Зависимость оказалась следующей.

lgM_{disk} =(0.28±0.05)t_D+(7.69±0.42), (2)

Возраст диска может влиять на скорость звездообразования. Более старые диски могут иметь более низкие скорости звездообразования из-за истощения газа, в то время как более молодые диски могут быть более активными в формировании новых звезд. Как видно на (рис.2), чем старше звезды в диске, тем больше масса диска.

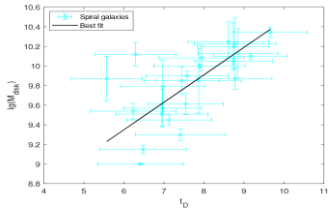


Рис. 2. Соотношение между массой диска и возрастом звезд в диске лопсаидальных спиральных галактик.

Мы впервые рассчитали коэффициент корреляции cc=0,64, чтобы определить зависимость между массой диска и металличностью, анализируя образец лопсаидальных спиральных галактик. Мы получили следующую эмпирическую зависимость.

lgM_{dsik}=(2.17±0.57)Z_D+(8.82±0.27). (3)

Металличность диска галактики влияет на ее общую динамику и эволюцию. Наблюдательные исследования показали, что более массивные диски, как правило, имеют более высокую металличность. Это происходит потому, что последовательные поколения звезд производят и рассеиваются [15-16]. Более высокая металличность может влиять на скорость звездообразования, поскольку металлы способствуют охлаждению в межзвездной среде, позволяя газовым облакам коллапсировать и формировать новые звезды из более тяжелых элементов в межзвездной среде [17-18]. Эти идеи можно подтвердить на (рис.3): диск с более высокой металличностью имеет большую массу.

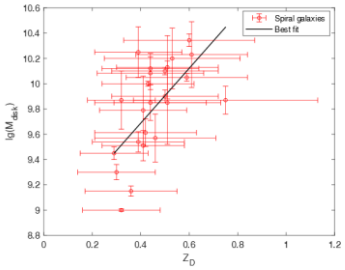


Рис. 3. Соотношение между массой диска и металличностью звезд в диске лопсаидальных спиральных галактик.

Мы также впервые обнаружили корреляцию между возрастом и металличностью асимметричного диска с более высоким коэффициентом корреляции cc=0,72. Мы получили эмпирическую корреляцию следующим образом.

t_D=(7.05±1.45)Z_D +(4.46±0.68) (4)

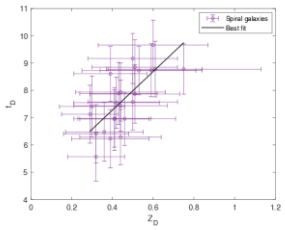


Рис. 4. Соотношение между возрастом и металличностью звезд в диске лопсаидальных спиральных галактик.

Это означает, что чем выше металличность диска, тем старше звезды в нем (рис. 4). Такие богатые металлами звезды с большей вероятностью можно найти в спиральных галактиках типа Sa.

Заключение. Впервые составлен список основных физических характеристик диска лопсаидальных спиральных галактик. Впервые найдены эмпирические соотношения между основными физическими характеристиками асимметричного диска. Наибольшие значения массы диска соответствуют спиральным галактикам Sa-типа, наименьшие значения массы диска соответствуют спиральным галактикам Sm-типа. Найденные эмпирические соотношения позволяют изучать эволюцию диска.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. Salucci, I. A. Yegorova, and N. Drory. MNRAS, **388**, No. 1, 159–164, (2008). doi:10.1111/j.1365-2966.2008.13295.x.
2. A.Kumar, D. Kataria, K. MNRAS, **506**, Issue 1, (2021).
3. T. A. Michtchenko, J. R. Lépine, D. A.Barros, A&A, **615**, A10 (2018).
4. J. E. Baldwin, Lopsided galaxies, MNRAS, **193**, (1980).
5. H.-W. Rix, D. Zaritsky, ApJ, **447**, (1995).
6. J.Ch. Jog, ApJ, **488**, 2, (1997).

7. J. Chanda Jog & Francoise Combes, Physics Reports, **471**, 2, (2009).
8. C. Catalán-Torrecilla, The Astrophysical Journal, **848**, No. 2, Art. 87, (2017). doi:10.3847/1538-4357/aa8a6d.
9. I. Breda, and P. Papaderos, Astronomy and Astrophysics, **614**, Art.A48, (2018). doi:10.1051/0004-6361/201731705.
10. T. P. K. Martinsson, M. A. W. Verheijen, K. B.Westfall, M. A. Bershady, D. R. Andersen, and R. A.Swaters, Astronomy and Astrophysics, **557**, Art. A131, (2013). doi:10.1051/0004-6361/201321390.
11. B. L. Davis, A. W. Graham, and E. Cameron, The Astrophysical Journal, **869**, No. 2, Art.113, (2018). doi:10.3847/1538-4357/aae820.
12. B. W. Holwerda, The Astrophysical Journal, **781**, No.1, Art. 12, (2014). doi:10.1088/0004-637X/781/1/12.
13. B. T. Dullo, A. Y. K.Bouquin, A. Gil de Paz, J. H. Knapen, and J. Gorgas, The Astrophysical Journal, 898, No.1 (2020). doi:10.3847/1538-4357/ab9dff.
14. L. I. Caramete, and P. L. Biermann, Astronomy and Astrophysics, **521**, Art. A55, (2010). doi:10.1051/0004-6361/200913146.
15. F. Bresolin, MNRAS, **488**, No.3, 3826–3843, (2019) doi:10.1093/mnras/stz1947.
16. S. Khoperskov, Astronomy and Astrophysics, **671**, Art.A56, (2023). doi:10.1051/0004-6361/202142581.
17. T. J. Looser, MNRAS, **532**, No.2, 2832–2841, (2024). doi:10.1093/mnras/stae1581.
18. F. Mannucci, G. Cresci, R. Maiolino, A.Marconi, and A. Gnerucci, MN RAS, **408**, No.4, 2115–2127, (2010). doi:10.1111/j.1365-2966.2010.17291.x.

O‘ZBEKISTON MILLIY UNIVERSITETI XABARLARI, 2025, [3/1]
ISSN 2181-7324

FIZIKA
http://journals.nuu.uz
Natural sciences

UDK: 533.9; 536-33; 544.272

Otamurot RAJABOV,
O‘zbekiston Respublikasi Fanlar Akademiyasi, Ion-plazma va lazer texnologiyalari instituti stajyor tadqiqotchisi
E-mail: otamurot.rajabov@outlook.com
Sirojiddin MIRZAYEV,
O‘zbekiston Respublikasi Fanlar Akademiyasining vitse-prezidenti, professor
Umedjon XALILOV,
O‘zbekiston Respublikasi Fanlar Akademiyasi, Ion-plazma va lazer texnologiyalari instituti bosh ilmiy xodimi, f.-m.f.d
Maksudbek YUSUPOV,
“TIQXMMI” Milliy Tadqiqot Universiteti huzuridagi Fundamental va Amaliy Tadqiqotlar Instituti laboratoriya mudiri, f.-m.f.d.

O‘zR FA, Materialshunoslik instituti laboratoriya mudiri, f.-m.f.d. X.Raximov taqrizi asosida

SOVUQ ATMOSFERIK PLAZMANING FARMATSEVTIK OQOVA SUVLAR TARKIBIDAGI OFLOKSATSIN ANTIBIOTIGIGA TA’SIRINI MODELLASHTIRISH

Annotatsiya

Antibiotiklardan keng foydalanish oqova suvlar ifloslanishining ortishiga olib keldi. Sovuq atmosferik plasma (SAP) an’anaviy usullarga qaraganda antibiotiklarni parchalashda samaraliroq bo‘lib chiqdi. Biroq, SAP ta’sirining asosiy mexanizmlari hali to‘liq o‘rganilmagan. Ushbu tadqiqotda ofloksatsin (OFL) antibiotikining SAP yordamida parchalanish mexanizmlari reaktiv molekulyar dinamika usuli orqali o‘rganildi. Xususan, SAP tomonidan hosil qilingan reaktiv zarralar sifatida kislorod atomi tanlandi va OFL bilan o‘zaro ta’siri atomar darajada tadqiq etildi. Natijalar OFLning metil va metilen guruhlarida, ayniqsa, gidroksil va epoksid guruhlarining shakllanishini, shuningdek, tizimdan suv va karbonat angidridining ajralib chiqishini ko‘rsatdi.

Kalit so‘zlar: oqova suvlar, ftorxinolon, ofloksatsin, sovuq atmosferik plazma, reaktiv kislorod zarralari, molekulyar dinamika

MODELING THE EFFECT OF COLD ATMOSPHERIC PLASMA ON THE ANTIBIOTIC OFLOXACIN IN PHARMACEUTICAL WASTEWATER

Annotation

The widespread use of antibiotics has led to an increase in the pollution of wastewater. Cold atmospheric plasma (CAP) has proven to be more effective than conventional methods in degrading antibiotics. However, the fundamental mechanisms of CAP’s effects are still not fully understood. This study investigates the degradation mechanisms of the antibiotic ofloxacin (OFL) using the reactive molecular dynamics method. Specifically, oxygen was chosen as the reactive species generated by CAP, and its interaction with OFL was studied at the atomic level. The results showed the formation of hydroxyl and epoxy groups in the methyl and methylene regions of OFL, as well as the release of water and carbon dioxide from the system.

Key words: wastewater, fluoroquinolone, ofloxacin, cold atmospheric plasma, reactive oxygen species, molecular dynamics

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ХОЛОДНОЙ АТМОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ НА АНТИБИОТИК ОФЛОКСАЦИН В ФАРМАЦЕВТИЧЕСКИХ СТОЧНЫХ ВОДАХ

Аннотация

Широкое использование антибиотиков привело к увеличению загрязнения сточных вод. Холодная атмосферная плазма (ХАП) оказалась более эффективной для разложения антибиотиков по сравнению с традиционными методами. Однако основные механизмы действия ХАП до сих пор не полностью изучены. В данном исследовании изучаются механизмы разложения антибиотика офлоксацина (ОФЛ) с использованием метода реакционной молекулярной динамики. В частности, кислород был выбран в качестве реактивного вещества, образуемого ХАП, и его взаимодействие с ОФЛ было исследовано на атомарном уровне. Результаты показали образование гидроксильных и эпоксидных групп в метильных и метиленовых участках ОФЛ, а также выделение воды и углекислого газа из системы.

Ключевые слова: сточные воды, фторхинолоны, офлоксацин, холодная атмосферная плазма, частицы активного кислорода, молекулярная динамика.

Kirish. Antibiotiklar dunyo bo‘ylab eng keng tarqalgan va ko‘p ishlatiladigan dori vositalaridan biri hisoblanadi [1]. Metabolizm jarayonidan so‘ng antibiotiklar, ularning sekin parchalanishi sababli, ko‘p miqdorda suv muhitiga chiqariladi. Bu esa ularning oqova suvlarda uzoq muddat turib qolishiga olib keladi [2]. Natijada oqova suvlardagi bakteriyalarning rezistentligi (ya’ni, antibiotiklarning ularni yo‘q qilishda samarali bo‘lmay qolishligi) oshadi. Undan tashqari, ushbu oqova suvlar tirik organizm tomonidan iste’mol qilinganda uning endokrin tizimiga buzuvchi ta’sir ko‘rsatishi kabi salbiy oqibatlarga olib kelishi mumkin [3,4]. Shuning uchun, antibiotiklarni oqova suvlardan tozalash muhim vazifalardan hisoblanadi [5].

Kimyoviy tuzilishi, ta’sir qilish mexanizmi va faollik doirasi (ya’ni, mikroorganizmlarni yo‘q qilish sohasi) bo‘yicha antibiotiklar turli xil guruhlarga (masalan, β-laktam, ftorxinolon, tetratsiklin, makrolid va aminoglikozidlarga) bo‘linishi mumkin [6]. Shulardan ftorxinolon (FX) turli infektsiyalarni davolashda butun dunyoda keng qo‘llaniladigan antibiotiklardan biridir [7].

Shunga qaramay, FX antibitiklarining inson va hayvonlarda so‘rilish qobiliyati juda past bo‘lganligi sababli ularning ko‘p (~70% gacha) qismi atrof-muhitga (asosan, oqova suvlarga) chiqariladi [8].

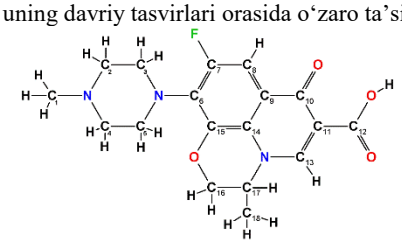
FX antibiotiklar guruhidagi ofloksatsin (OFL) keng qo‘llaniladigan antibiotiklardan biri bo‘lib, uning dengiz va oqova suvlarga chiqarilishi ekotizimga salbiy ta’sir ko‘rsatmoqda [9]. Ayniqsa Xitoy kabi mamlakatlarda bu muammo yechilishi lozim bo‘lgan dolzarb masalalardan biriga aylanmoqda [10,11]. Xususan, OFLning faqat 10% qismi metabolizmga uchrab, bakteritsid ta’sir ko‘rsatsa, qolgan 90% qismi to‘g‘ridan-to‘g‘ri o‘z holicha oqova suvlarga chiqariladi [12,13].

Oqova suvlardagi OFLni tozalashda an’anaviy usullar, masalan, adsorbsiya, fotokataliz, membranali filtrlash va biologik tozalash usullari qo‘llaniladi [14]. Bu usullar faqat qisman samaradorlikka ega bo‘lib, antibiotiklarni (xususan, OFLni) to‘liq bartaraf etish uchun yetarli emas [15]. Shu sababli, so‘nggi yillarda an’anaviy va zamonaviy usullarni birlashtiruvchi innovatsion yondashuvlar rivojlanmoqda [16,17]. Bunday yondashuvlardan biri xona haroratiga yaqin haroratda va atmosferik bosimda ishlovchi plazma, yoki oddiygina sovuq atmosferik plazma (SAP) bo‘lib, u suvdagi ifloslantiruvchi moddalarni, jumladan, antibiotiklarni samarali ravishda kimyoviy parchalaydi [18]. Nguyen va boshqalar [19] SAPdan foydalanib shifoxonalardan chiqadigan oqova suvlarda mavjud bo‘lgan antibiotiklar, jumladan FXlar sinfiga kiruvchi OFL va siprofloksatsin, shuningdek β-laktam sinfiga tegishli bo‘lgan amoksitsillinning parchalanishini eksperimental tadqiq etishgan. Tadqiqot natijalari shuni ko‘rsatganki, 30 kV kuchlanishli SAP bilan 15 daqiqalik tozalash jarayonida siprofloksatsinning deyarli to‘liq yo‘q qilinishi, OFL va amoksitsillinning esa 72% dan ortiq qismi parchalanganligi kuzatilgan. Sarangapani va boshqalar [20] SAPdan foydalanib, oqova va go‘sht tozalashdan chiqqan suvlarda ko‘p miqdorda aniqlangan ikkita FX antibiotiklari – OFL va siprofloksatsinni yuqori samaradorlik bilan yo‘q qilish bo‘yicha tadqiqot olib borishgan. Natijalar SAP ushbu antibiotiklarni muvaffaqiyatli parchalashini hamda ularning faolligini sezilarli darajada pasayishini ko‘rsatgan.

Yuqoridagi kabi ko‘plab ilmiy tadqiqotlar olib borilayotganiga qaramasdan, SAPning FX antibiotiklariga, xususan, OFLga degradativ ta’sirini tushuntiruvchi tub mexanizmlar hali ham noaniq bo‘lib qolmoqda. Bu borada kompyuterda modellashtirish tadqiqotlari experimental tadqiqotlarni to‘ldirib, ular yordamida tushuntirish qiyin yoki imkonsiz bo‘lgan jarayonlarni atomar darajada tadqiq etishda muhim rol o‘ynaydi [21–27]. Ushbu modellashtirish tadqiqot ishida SAP ning OFL antibiotigiga ta’sirini o‘rganish uchun reaktiv molekulyar dinamika (MD) simulyatsiyalari olib borildi. Xususan, SAP hosil qilgan reaktiv kislorod (O) atomi bilan OFL molekulasining o‘zaro ta’sir mexanizmlari atomar darajada tadqiq etildi.

Modellashtirish tafsilotlari. SAP hosil qilgan O atomi va OFL molekulasi orasidagi o‘zaro ta’sirni o‘rganish hamda reaksiya mexanizmlarini atomar darajada tushunish uchun zichlik fuktsionali-zich bog‘lash (*ing.*, density functional-tight binding, DFTB) [28] potentsialidan foydalangan holda reaktiv MD simulyatsiyalari olib borildi. Xususan, DFTB ning takomillashtirilgan DFTB3 usulidan foydalanildi [29] hamda ushbu usul uchun maxsus ishlab chiqilgan, organik va biomolekulyar tizimlarni yuqori aniqlikda tasvirlaydigan “3ob-3-1” parametrlar to‘plamidan foydalanildi [30,31].

OFL model tizimi (1-rasm) o‘lchami 30 × 30 × 30 Å³ bo‘lgan simulyatsiya qutisi ichida joylashtirildi. Simulyatsiya qutisi yetarlicha katta o‘lchamda tanlangan bo‘lib, u uchchala Dekart koordinatalari yo‘nalishlarida davriy chegara shartlari qo‘llanilganligi sababli OFL molekulasi va uning davriy tasvirlari orasida o‘zaro ta’sirlarni oldini oldi.



1-rasm. *OFL molekulasining kimyoviy tuzilishi. Ushbu molekulaning kislorod (O) atomlari bilan o‘zaro ta’sirida ishtirok etishi mumkin bo‘lgan barcha uglerod (C) atomlari strukturada raqamlangan.*

Model tizim (ya’ni OFL) energiyasi dastlab birlashgan gradient (*ing.*, conjugate gradient) usuli yordamida minimallashtirildi. So‘ngra, ushbu tizim 300 ps davomida kanonik (NVT) ansambl yordamida termalizatsiya qilindi. Termalizatsiya jarayonida zarralar soni (N), tizim hajmi (V) va harorati (T) doimiy saqlanib, harorat 300 K atrofida Berendsen termostati [32] yordamida, ulanish doimiysini 100 fs qilib tanlash orqali, ushlab turildi. Keyin esa OFL model tizimi bilan O atomlari orasidagi o‘zaro ta’sirni o‘rganish bo‘yicha simulyatsiyalar o‘tkazildi. Xususan, yuqorida ta’kidlanganidek, OFL atrofida bitta O atomi tasodifiy joylashtirildi; bunda O atomi bilan OFL orasidagi dastlabki bog‘lanmagan (ya’ni, Kulon va van der Vaals) o‘zaro ta’sirlarning oldini olish maqsadida O atomi OFL molekulasidan kamida 5 Å uzoqlikda joylashtirildi.

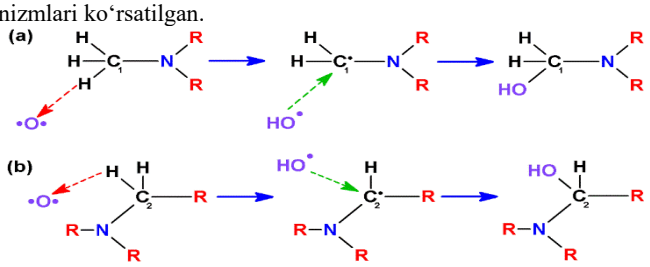
Shundan so‘ng, OFLning O atomi bilan o‘zaro ta’siri natijasida kimyoviy bog‘lar hosil bo‘lishi yoki parchalanishi jarayonlari, ya’ni reaksiya mexanizmlari, bo‘yicha cheklangan statistik ma’lumotlarni olish uchun 100 ta DFTB-MD simulyatsiyalari o‘tkazildi. Shuni ta’kidlash joizki, yuqorida ta’kidlanganidek, har bir MD simuyatsiyasida O atomi OFL atrofida tasodifiy hosil qilindi. O atomlar har birining ta’siri (ya’ni, har bir MD simulyatsiya) 200 ps davom etdi; bu vaqt oralig‘i OFL strukturasidagi kimyoviy bog‘larning uzilishi va hosil bo‘lishi jarayonlarini kuzatish uchun yetarli bo‘ldi. Barcha simulyatsiyalar, ya’ni termalizatsiya va O atomlar ta’sir simulyatsiyalarida 0,5 fs vaqt qadamidan foydalanildi. Simulyatsiyalar DFTB+ paketi yordamida amalga oshirildi [33,34].

Natijalar va ularning tahlili. Oldingi bo‘limda ta’kidlanganidek, O atomi va OFL molekulasi orasidagi o‘zaro ta’sir jarayonlarini atomar darajada o‘rganish uchun 100 ta DFTB-MD simulyatsiyalari o‘tkazildi. Ushbu simulyatsiyalarda O atomi va OFL molekulasi orasidagi o‘zaro ta’sir bo‘yicha jami 19 xil reaksiya mexanizmi kuzatildi. Ushbu reaksiya mexanizmlari 1-jadvalda umumlashtirilgan. Jadvaldan ko‘rinadiki, reaksiyalarning aksariyati (91%) OFL molekulasidan vodorod (H) atomini ajratib olish bilan boshlanadi (1-11 reaksiyalar). Ushbu H ajratib olish reaksiyalari strukturada asosan (90%) gidroksil guruhlari hosil bo‘lishiga olib keladi (1-10 reaksiyalar). Qolgan H ajratib olish reaksiya mexanizmida (11-reaksiya) esa strukturadan H_2O va CO_2 molekulalari ajralib chiqishiga olib keladi. H ajratib olish reaksiyalaridan boshqa (9%) reaksiyalarda (12-19 reaksiyalar), strukturada ayrim bog‘larning hosil bo‘lishi (*mas.*, C-O-C) va uzilishi (mas., C-C) holatlari kuzatildi. Ushbu reaksiyalarning ayrimlari (4%) molekulada epoksi guruhlarining shakllanishiga ham olib keldi.

1-jadval. *O atomi (qizil rangda) va OFL molekulasi orasidagi o‘zaro ta’sir reaksiya mexanizmlari. 1-11 reaktsiyalarning barchasi molekuladan H ajratib olish reaksiyasi bilan boshlanadi, ammo bu reaksiyalar ikkinchi ustunda ko‘rsatilganidek, har xil C atomlarida sodir bo‘ladi. 2-ustundagi C atomlarining raqamlanishi 1-rasmga mos keladi. 12-19 reaksiyalarda H ajratib olishdan boshqa reaksiyalar sodir bo‘ladi.*

№	H ajratib olish reaksiyasi	Sodir bo‘lishlar soni	Reaksiya natijasi
1	C_1H	15	C_1-OH hosil bo‘ldi
2	C_2H	12	C_2-OH hosil bo‘ldi
3	C_3H	9	C_3-OH hosil bo‘ldi
4	C_4H	10	C_4-OH hosil bo‘ldi
5	C_5H	12	C_5-OH hosil bo‘ldi
6	$C_{13}H$	2	C_{13}-OH hosil bo‘ldi
7	$C_{16}H$	11	C_{16}-OH hosil bo‘ldi
8	$C_{17}H$	6	C_{17}-OH hosil bo‘ldi
9	$C_{18}H$	10	C_{18}-OH hosil bo‘ldi
10	$C_{12}OH$	3	$C_{12}O$-OH hosil bo‘ldi
11	$C_{12}OH$ va $C_{13}H$	1	C_{11}-C_{12} bog‘ uzildi, CO_2 and H_2O hosil bo‘ldi
12	–	1	C_{10}-O-C_{11} hosil bo‘ldi, C_{10}-C_{11} bog‘ uzildi
13	–	1	C_7=O bog‘ hosil bo‘ldi, C_7-F bog‘ uzilib, F-C_6 bog‘ hosil bo‘ldi
14	–	1	C_6-O-C_{15} hosil bo‘ldi, C_6-C_{15} bog‘ uzildi
15	–	1	C_{15}=O bog‘ hosil bo‘ldi, C_6-C_{15} bog‘ uzilib, C_6=N_2 bog‘ hosil bo‘ldi
16	–	1	C_{15}=O bog‘ hosil bo‘ldi, C_{15}-O bog‘ uzilib, C_{14}-O bog‘ hosil bo‘ldi
17	–	1	C_8-O-C_9 epoksi guruhi hosil bo‘ldi
18	–	2	C_{11}-O-C_{13} epoksi guruhi hosil bo‘ldi
19	–	1	C_9-O-C_{14} epoksi guruhi hosil bo‘ldi
JAMI		**100**	

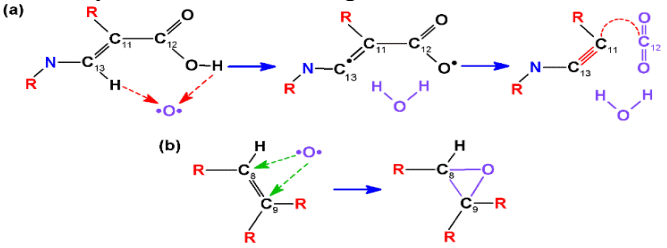
Jadvaldan yana ko‘rinadiki, eng ko‘p kuzatilgan reaksiya mexanizmlari (15% va 12%) bu OFL molekulasi metil va metilen guruhlaridan H ajratib olish reaksiyasi natijasida strukturada gidroksil guruhlarining hosil bo‘lishidir (1-2 reaksiyalarga qarang). 2-rasmda ushbu reaksiya mexanizmlari ko‘rsatilgan.



2-rasm. *O atomining OFL molekulasidagi metil (a) va metilen (b) guruhlari bilan o‘zaro ta’sir reaksiya mexanizmlari. H ajratib olish va OH radikalining bog‘lanish reaksiyalari, mos ravishda, qizil va yashil punktir chiziqli strelkalar bilan ko‘rsatilgan. O atomi, OH radikali va yangi hosil bo‘lgan gidroksil guruhi binafsha rangda ko‘rsatilgan.*

Rasmdan ma’lumki, O atomi dastlab OFL molekulasidagi metil (2a-rasm) yoki metilen (2b-rasm) guruhidan H atomini ajratib oladi (qizil strelkalarga qarang). Bu esa tizimda OH radikali va OFL molekulasidagi radikal joyning hosil bo‘lishiga olib keladi. Natijada ushbu radikal OFL molekulasidagi radikal joy bilan o‘zaro ta’sirlashib (yashil strelkalarga qarang) strukturada yangi gidroksil guruhi hosil bo‘ladi.

3-rasmda O atomi va OFL molekulasi orasidagi o‘zaro ta’siri natijasida H_2O va CO_2 molekulalarining ajralishi hamda epoksi guruhlarining hosil bo‘lish reaksiya mexanizmlari tasvirlangan.



3-rasm. *O atomining OFL molekulasi bilan o‘zaro ta’siri natijasida H_2O va CO_2 molekulalarining (a) hamda epoksi guruhining (b) hosil bo‘lishi. H ajratib olish va OH radikalining bog‘lanish reaksiyalari, mos ravishda, qizil va yashil punktir chiziqli strelkalar bilan ko‘rsatilgan. O atomi, ajralgan H_2O va CO_2 molekulalari hamda yangi hosil bo‘lgan epoksi guruhi binafsha rangda ko‘rsatilgan.*

3a-rasmdan ko‘rinadiki (1-jadvaldagi 14-reaksiya), O atomi H atomlarini C_{13} va $C_{12}O$ dan ajratib oladi. Bu esa H_2O molekulasi va strukturada radikal joylar hosil bo‘lishiga olib keladi. Keyinchalik, C_{11}-C_{12} bog‘ining uzilishi natijasida CO_2 molekulasi ajralib chiqadi. Bu esa pirovardida C_{11} va C_{13} orasida turg‘un uchlik bog‘ hosil bo‘lishiga olib keladi. 3b-rasmda (1-jadvaldagi 21-reaksiya) H ajratib olish reaksiyasi kuzatilmasdan O atomi to‘g‘ridan-to‘g‘ri strukturadagi C_8 va C_9 atomlari bilan bog‘lanib, epoksi guruhining hosil bo‘lishiga olib keladi.

Xulosalar. Ushbu tadqiqotda oqova suvlar tarkibidagi FX sinfiga kiruvchi OFL antibiotigining SAP hosil qilgan O atomlari bilan o‘zaro ta’siri mexanizmlari MD modellashtirishlari yordamida o‘rganildi. Simulyatsiya natijalari O atomlari bilan OFL molekulasi orasidagi o‘zaro ta’sir molekulada gidroksil va epoksi guruhlari hosil bo‘lishiga olib kelishini ko‘rsatdi. Asosan, ushbu gidroksil funksional guruhlari OFLning metil va metilen guruhlarida hosil bo‘lishi kuzatildi. Undan tashqari, reaksiyalar mobaynida H_2O va CO_2 kabi molekulalar ajralib chiqish hodisalari ham kuzatildi. Ushbu modellashtirish natijalari tibbiy oqova suvlardagi FX sinfiga kiruvchi antibiotiklarni tozalashda SAPning rolini yanada yaxshiroq tushunish imkonini beradi.

ADABIYOTLAR

1. G. Muteeb *et al.*, Pharmaceuticals **16**, 1615 (2023).
2. R. Gothwal *et al.*, Clean – Soil, Air, Water **43**, 479 (2015).
3. C. A. Fewson, Trends in Biotechnology **6**, 148 (1988).
4. M. Santos *et al.*, Journal of Hazardous Materials **175**, 45 (2010).
5. A. Joss *et al.*, Water Research **39**, 3139 (2005).
6. A. R. Coates et al., British Journal of Pharmacology **163**, 184 (2011).
7. T. Senasu *et al.*, J Mater Sci: Mater Electron **31**, 9685 (2020).
8. K. K. Sodhi et al., Journal of Water Process Engineering **43**, 102218 (2021).
9. P. Huang *et al.*, Science of The Total Environment **616–617**, 1384 (2018).
10. X. Peng *et al.*, Science of The Total Environment **371**, 314 (2006).
11. A. Szymonik *et al.*, Ecological Chemistry and Engineering S **24**, 65 (2017).
12. H.-B. Lee *et al.*, Journal of Chromatography A **1139**, 45 (2007).
13. P. Verlicchi *et al.*, Science of The Total Environment **429**, 123 (2012).
14. N. Rahman *et al.*, Journal of Environmental Management **318**, 115525 (2022).
15. A. Joss *et al.*, Water Research **40**, 1686 (2006).
16. P. Pal *et al.*, Separation & Purification Reviews **43**, 89 (2014).
17. C. H. Neoh *et al.*, Chemical Engineering Journal **283**, 582 (2016).
18. E. Wielogorska *et al.*, Antibiotics **12**, 1115 (2023).
19. P. T. T. Nguyen *et al.*, Journal of Chemistry **2021**, e9981738 (2021).
20. C. Sarangapani *et al.*, Sci Rep **9**, 3955 (2019).
21. M. Yusupov *et al.*, New J. Phys. **14**, 093043 (2012).
22. M. Yusupov *et al.*, J. Phys. Chem. C **117**, 5993 (2013).
23. M. Yusupov *et al.*, J. Phys. D: Appl. Phys. **47**, 025205 (2014).
24. M. Yusupov *et al.*, Plasma Processes and Polymers **12**, 162 (2015).
25. M. Yusupov *et al.*, Sci Rep **7**, 5761 (2017).
26. M. Yusupov *et al.*, Redox Biology **43**, 101968 (2021).
27. M. Yusupov *et al.*, Plasma Processes and Polymers **20**, 2200137 (2023).
28. M. Elstner *et al.*, Phys. Rev. B **58**, 7260 (1998).
29. M. Gaus *et al.*, J. Chem. Theory Comput. **9**, 338 (2013).
30. M. Gaus *et al.*, J. Chem. Theory Comput. **10**, 1518 (2014).
31. M. Kubillus *et al.*, J. Chem. Theory Comput. **11**, 332 (2015).
32. H. J. C. Berendsen *et al.*, Journal of Chemical Physics **81**, 3684 (1984).
33. B. Aradi *et al.*, J. Phys. Chem. A **111**, 5678 (2007).
34. B. Hourahine *et al.*, J. Chem. Phys. **152**, 124101 (2020).

O‘ZBEKISTON MILLIY UNIVERSITETI XABARLARI, 2025, [3/1]
ISSN 2181-7324

FIZIKA
http://journals.nuu.uz
Natural sciences

UDK: 53.044, 544.272

Umida RAMAZANOVA,
O‘zbekiston Milliy universiteti magistranti
E-mail: umidaramazanova432@gmail.com
Shaxrizoda MATNAZAROVA,
O‘zR FA, Ion-plazma va lazer texnologiyalari instituti tayanch doktoranti
Turg‘unali AXMADJANOV,
O‘zbekiston Milliy universiteti Fotonika kafedrtasi mudiri
Maksudbek YUSUPOV,
"TIQXMMI" Milliy tadqiqot universiteti huzuridagi Fundamental va amaliy tadqiqotlar instituti, laboratoriya mudiri

IMPACT OF PLASMA OXIDATION ON BIOPOLYMER STRUCTURE: ATOMIC-SCALE SIMULATIONS

Annotation

The impact of reactive oxygen species (ROS) generated by CAP on biopolymers through computer simulations. Specifically, we employ reactive molecular dynamics simulations to investigate the interaction of oxygen atoms (a key ROS component) with the alginate molecule, which serves as the model system in our simulations.

Key words: Cold atmospheric plasma, reactive oxygen species, biopolymers, alginate tetramer, computer simulations, reactive molecular dynamics.

ВЛИЯНИЕ ПЛАЗМЕННОГО ОКИСЛЕНИЯ НА СТРУКТУРУ БИОПОЛИМЕРА: МОДЕЛИРОВАНИЕ В АТОМНОМ МАСШТАБЕ

Аннотация

На изучении влияния реактивных форм кислорода (РФК), генерируемых ХАП, на биополимеры с помощью компьютерного моделирования. В частности, мы используем моделирование реактивной молекулярной динамики для исследования взаимодействия атомов кислорода (ключевого компонента РФК) с молекулой альгината, которая служит модельной системой в наших моделированиях.

Ключевые слова: Холодная атмосферная плазма, реактивные формы кислорода, биополимеры, альгинатный тетрамер, компьютерные симуляции, реактивная молекулярная динамика

PLAZMA OKSIDLANISHINING BIOPOLIMER TUZILISHIGA TA’SIRI: ATOMAR DARAJADAGI SIMULYATSIYALAR

Annotatsiya

SAP hosil qilgan reaktiv kislorod turlari (RKT) ning biopolimerlarga ta’sirini kompyuterda modellashtirish orqali tadqiq etdik. Xususan, reaktiv molekulyar dinamika simulyatsiyalari yordamida RKT ning asosiy komponenti hisoblangan kislorod atomlarining model struktura alginat tetramer molekulasi bilan o‘zaro ta’sirini o‘rgandik.

Kalit so‘zlar: Sovuq atmosferik plazma, reaktiv kislorod turlari, biopolimerlar, alginat tetrameri, kompyuter simulyatsiyalari, reaktiv molekulyar dinamika

Kirish. Biopolimerlar o‘ziga xos molekulyar tuzilishlari va turli fizik-kimyoviy xususiyatlari tufayli biotibbiyotda asosiy rol o‘ynaydi. Sovuq atmosferik plazma (SAP) ning gidrogel hosil qiladigan biopolimer eritmalari bilan o‘zaro ta’siri ushbu eritmalarning barqarorligiga ta’sir ko‘rsatadi. Natijada biopolimerlar fizik va fizik-kimyoviy xususiyatlarida sezilarli o‘zgarishlar yuzaga kelishi mumkin [1].

SAP ning biopolimerlarga oksidlovchi ta’sirini o‘rganishga bag‘ishlangan ko‘plab tadqiqotlar mavjud bo‘lsa-da, SAP va biopolimer tuzilmalari orasidagi murakkab kimyoviy o‘zaro ta’sirlar molekulyar mexanizmlarini tushunish hamon qiyin bo‘lib qolmoqda. Shu sababli, plazmaning alginat kabi polisaxaridlar tuzilmasiga qanday ta’sir qilishini molekulyar darajada tushunish muhimdir. Adabiyotlarda polisaxaridlarga SAP ta’sirini o‘rganishga bag‘ishlangan bir nechta eksperimental tadqiqotlar mavjud. Masalan, mono va polisaxaridlarga RF-plazma bilan ishlov berilganda kimyoviy o‘zgarishlar yuzaga kelishi aniqlangan, bu esa SAP bilan ishlov berilgan monosaxaridlarning yuzasi va ichki qismlarida har bir monosaxarid birligida bitta karbonil guruhining hosil bo‘lishiga olib kelgan [2]. [1]-da SAP bilan ishlov berish natijasida to‘rt yoki yettita glikozid bog‘lari bilan bog‘langan saxarid monomerlarining zanjir uzunliklari qisqarishi haqida xabar berilgan va bu SAP hosil qilgan RKT bilan saxarid o‘zaro reaksiyaga kirishish tufayli sodir bo‘lishi orqali tushuntirilgan.

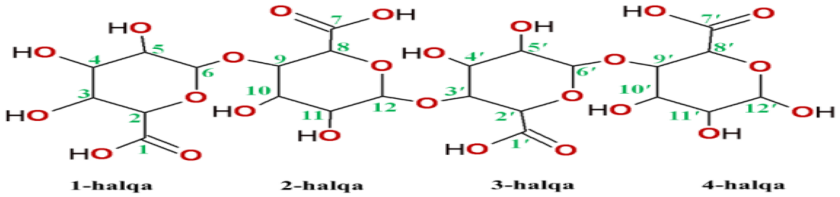
Shuni ta’kidlash joizki, yuqorida keltirilgan eksperimental tadqiqotlar polisaxaridlarning RKT bilan molekulyar darajadagi o‘zaro ta’siri haqida cheklangan ma’lumot beradi. Bu borada kompyuter simulyatsiyalari atomar darajadagi jarayonlarni tushuntirish orqali eksperimental tadqiqotlarni to‘ldirishi mumkin. Bizning avvalgi molekulyar dinamika (MD) tadqiqotlarimiz RKT (masalan, O atomlari va OH radikallari) bilan o‘zaro ta’sirlar peptidoglikan (ya’ni, gram-musbat bakteriyalar hujayra devorining komponenti) disaxaridlarida glikozid bog‘larini uzishi va ushbu saxarid halqalarining ochilishiga olib kelishini ko‘rsatgan [3]. Shunga o‘xshash, RKT, ayniqsa, O va OH zarralari, β1,6-glukandagi C-C va C-O bog‘larini uzish xususiyatiga ega bo‘lib, shakar monomerlarida bog‘larning uzilishi va halqaning ochilishiga olib kelishini ko‘rsatgan [4].

Shuni ta’kidlash joizki, yuqoridagi modellashtirish tadqiqotlari RKT ning kollektiv ta’sirlariga qaratilgan bo‘lib, individual RKT, masalan, O atomlarining biopolimerlarga kimyoviy ta’sirini tushunish ham muhim hisoblanadi. Yaqinda olib borilgan tadqiqotlar O atomlari gialuronan oligosaxaridlarida OH guruhlarining hosil bo‘lishini va halqaning ochilishiga olib kelishini ko‘rsatgan [5], bu esa keyinchalik oligosaxaridning parchalanishiga va molekulyar og‘irligining kamayishiga olib kelishi mumkin [6]. Xuddi shunday, sellotrioza va glyukuron kislotasi bo‘yicha olib borilgan tadqiqotlarda O atomlari tufayli yuzaga kelgan oksidlovchi o‘zgarishlar va parchalanishlar kuzatilgan va ushbu oligosaxaridlarga SAP ta’siri bo‘yicha olib borilgan eksperimental tadqiqotlar natijalari bilan mos kelishi ko‘rsatilgan [7].

Shunday qilib, ushbu kompyuterda modellashtirish tadqiqotimizda biz bitta RKT ning alginat tetramer molekulasiga ta’sirini o‘rganamiz; bunda alginat biopolimerlar uchun sodda model tizim sifatida ishlatiladi. Xususan, biz reaktiv MD simulyatsiyalaridan foydalanib, O atomining alginat molekulasiga oksidlovchi ta’sirini atomar darajada tadqiq etamiz.

Modellashtirish tafsilotlari. SAP hosil qilgan RKT ning alginat molekulasiga ta’sirini va reaksiya mexanizmlarini atomar darajada o‘rganish uchun biz o‘z-o‘zini muvofiqlashtiruvchi zaryad DFTB (SCC-DFTB) ning kengaytirilgan versiyasi bo‘lgan DFTB3 usulidan foydalandik [8]. Modellashtirishlarimizdagi atomlararo o‘zaro ta’sirlarni tavsivlash uchun DFTB3 uchun moslashtirilgan “3ob-3-1” parametrlar to‘plamidan foydalandik [9].

Model tizim sifatida biz algin kislotasining tetramer tuzilmasidan foydalandik (1-rasm). Ushbu model tizim alginat polisaxaridida takrorlanuvchi barcha mumkin bo‘lgan bog‘larni o‘z ichiga oladi va bu bizga ushbu bog‘larni SAP hosil qilgan RKT ning asosiy komponenti bo‘lmish O atomi bilan alginat tetramerining o‘zaro ta’sirini, aniqrog‘i, alginat molekulasida oksidlanish tufayli yuz beradigan bog‘larning uzilishi yoki yangi bog‘larning shakllanishini o‘rganish imkonini beradi.

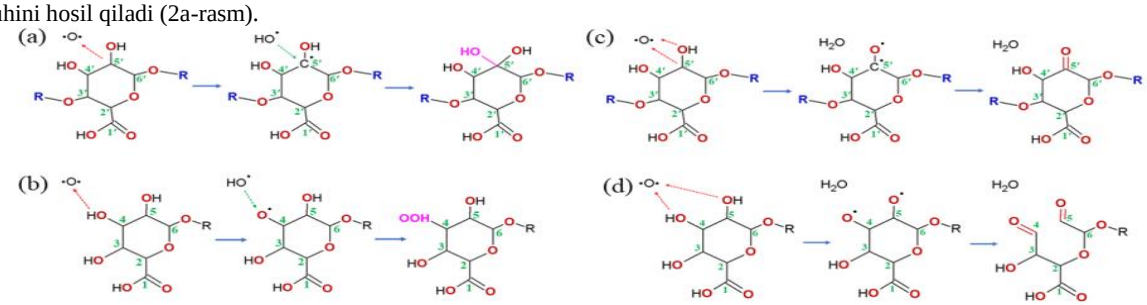


1-rasm. *Ikkita guluron kislota (1 va 2-halqalar) va ikkita mannuron kislota (3 va 4-halqalar) bo‘linmalaridan tashkil topgan algin kislotasi.*

Simulyatsiyalarimizda model tizim (ya’ni, $C_{24}H_{34}O_{25}$, 83 atom, 722 g/mol) quyidagicha hosil qilindi. Dastlab, tetramer struktura 40 Å × 40 Å × 40 Å o‘lchamli simulyatsiya qutisiga joylashtirildi, bunda barcha uchta yo‘nalish bo‘yicha davriy chegaraviy shartlar qo‘llanildi. So‘ngra model tizim birlashgan gradient algoritmi yordamida energiyasi minimallashtirildi. Keyin esa model tizim Berendsen termostati [10] yordamida kanonik NVT ansamblida, 300 K haroratda, 1200 ps davomida, 100 fs birikish konstantasini qo‘llash orqali muvozanatlashtirildi.

Keyin, molekuladan 7 Å minimal masofada bitta O atomi tasodifiy tarzda hosil qilindi; bu masofa dastlabki uzoq masofali bog‘lanmagan (ya’ni, Kulon va van der Vaals) o‘zaro ta’sirlarni oldini olish uchun yetarli bo‘ldi. Ushbu sharoitni qo‘llagan holda 200 ta o‘zaro ta’sir simulyatsiyasi amalga oshirildi. Har bir MD simulyatsiya uchun umumiy vaqt 200 ps etib tanlanib, bu vaqt strukturadagi bog‘larning uzilishi va yangi bog‘larning shakllanishini kuzatish uchun yetarli bo‘ldi. Barcha simulyatsiyalarda vaqt qadami etib 0,5 fs ishlatildi. Qayd etish joizki, MD simulyatsiyalarda DFTB usuli bilan bog‘liq yuqori hisoblash xarajatlari tufayli model molekulani qamrab oluvchi suv qatlami hisobga olinmadi. Shu sababli model tizim sifatida alginat o‘rniga algin kislotasi molekulasi ishlatildi.

Natijalar va ularning muhokamasi. Experimental natijalarni tasdiqlash va SAP hosil qilgan qisqa yashovchi zarralar bilan model molekula orasidagi o‘zaro ta’sir mexanizmlarini tadqiq etish uchun biz reaktiv MD simulyatsiyalarini amalga oshirdik. Umuman, 200 tajribadan 85 ta reaktsiya mexanizmlarini aniqladik. 2-rasmda tetramer molekulasidagi uglerod (2a-rasm), kislorod (2b-rasm), uglerod va kislorod (2c-rasm) hamda ikkita kislorod atomidan (2d-rasm) vodorodning ajralishi bilan bog‘liq reaktsiyalar tasvirlangan. Asosiy natijalar sodir bo‘lish tezligi bo‘yicha, gidroksil (α-gidroksikislotalar va geminal diollar) hamda keton guruhlarining shakllanishini ko‘rsatdi. Gidroksil guruhlari asosan 6 a’zoli halqadagi uglerod atomidan vodorodning ajratib olinishi orqali hosil bo‘ladi. Bunda dastlab C-markazli radikal va OH radikali hosil bo‘ladi, so‘ngra ular qayta birikib molekulada gidroksil guruhini hosil qiladi (2a-rasm).



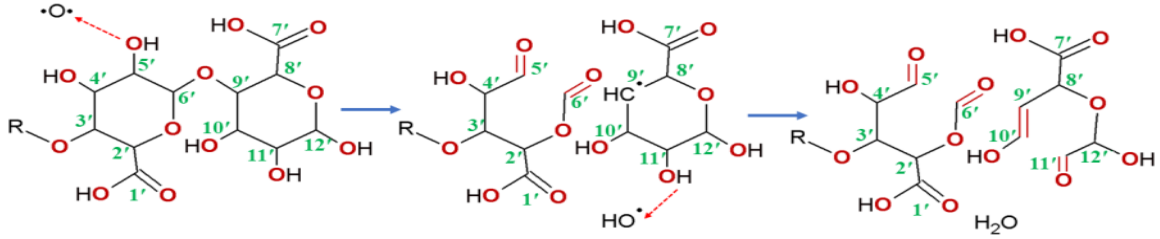
2-rasm. *Alginat tetramer molekulasining turli qismlaridagi C yoki O atomlaridan H atomining ajralishi bilan bog‘liq reaktsiya mexanizmlari. Reaksiya natijalari alginatda gidroksil (a), gidroperoksid (b) va karbonil guruhlari (c-d) shakllanishi mumkinligini ko‘rsatadi. Qizil chiziqli o‘qlar H-ajralish reaktsiyalarini, yashil chiziqli o‘qlar esa molekulaga OH qo‘shilish reaktsiyalarini ko‘rsatadi. Yangi hosil bo‘lgan funktsional guruhlar pushti rangda ko‘rsatilgan.*

MD simulyatsiyalarning 25 % holatida kuzatilgan natija bu peroksid bog‘larining hosil bo‘lishidir. Bunda molekuladagi O atomidan vodorod ajratib olinadi va bu OH radikali va O-markazli radikal hosil bo‘lishiga olib keladi. Natijada ular qayta birikib peroksid bog‘ining shakllanishiga olib keladi (2b-rasm). Keton guruhlari qo‘shni C va O atomlaridan vodorodning ajratib olinishi natijasida C=O qo‘sh bog‘ining paydo bo‘lishi orqali hosil bo‘ladi (2c-rasm). Ushbu natijalar umumiy natijalarning 44,5 % ni

tashkil etadi. Undan keyingi eng ko‘p uchragan reaksiya mexanizmi bu alginat molekulasida bir yoki ikkita aldegid guruhining hosil bo‘lishidir va u 6 a’zoli halqalar ochilishi bilan bir vaqtda sodir bo‘ladi. Buning natijasida dastlab ikkita O-markazli radikallar hosil bo‘ladi. Keyin esa C-C bog‘ gomolitik ravishda uzilib, ikkita C-radikal hosil bo‘ladi va ular ushbu ikkita O-radikallar bilan qayta birikib, ikkita karbonil guruhini hosil qiladi (2d-rasm).

Boshqa H-ajralishi reaktsiya mexanizmlari, masalan, karbenlar, C=C qo‘sh bog‘lari va molekulada radikal markazlar hosil bo‘lishi, shakar halqalarining qisqarishi yoki kengayishi, shuningdek, molekulaning boshqa kichikroq qismlarga parchalanishiga olib kelishi mumkin.

Alginat tetramer molekulasining parchalanishiga olib keluvchi muhim reaktsiya mexanizmlaridan biri bu shakar monomerlari orasidagi glikozid bog‘ining uzilishidir. 3-rasmda karbonil guruhlarining hosil bo‘lishi hamda C-O va C-C bog‘larining uzilishiga olib keluvchi H-ajralishi reaktsiya mexanizmi ko‘rsatilgan. Rasmdan ko‘rinadiki, O atom tomonidan C5′-OH dan H ajratib olinishi OH radikali va C5′=O va C6′=O qo‘sh bog‘larining hosil bo‘lishiga hamda C5′-C6′ va C9′-O bog‘larining dissotsiyatsiyasilanishiga olib keladi.



3-rasm. *O atomi tomonidan H-ajratib olinishi natijasida C6'-O-C9' glikozid bog‘ining uzilishi va keyinchalik alginat tetramer molekulasining parchalanishi.*

Bunda oxirgi bog‘ (ya’ni, C9′-O bog‘i) glikozid bog‘i hisoblanadi. Keyingi OH radikali tomonidan H-ajratib olinishi reaksiyasi C9′=C10′ va C11′=O qo‘sh bog‘larining hosil bo‘lishiga va C10′=C11′ bog‘ining uzilishiga olib keladi (3-rasm). Shunday qilib, ushbu reaksiya 3 va 4-halqalarning ochilishi (1-rasmga qarang) hamda glikozid bog‘ining uzilishiga olib keladi. Natijada alginat molekulasining parchalanishi ro‘y beradi.

Xulosalar. Alginat tetrameri va O atomlari orasidagi o‘zaro ta’sir bo‘yicha reaktiv MD usuli yordamida olingan natijalar ushbu biopolimerning oksidlanish mexanizmlarini atomar darajada tushunishda muhim ahamiyatga ega. O atomlari alginat molekulasi bilan ta’sirlashganda turli xil kimyoviy reaktsiyalar kuzatildi. Xususan, reaksiyalar natijasida gidroksil, keton hamda aldegid kabi guruhlarning hosil bo‘lishi kuzatildi. H-ajralishi jarayonlari glikozid bog‘larning uzilishi va shakar halqalarining ochilishi kabi muhim mexanizmlarga olib keldi. Modellashtirish natijalari yana shuni ko‘rsatdiki, O atomlari bilan bog‘liq reaktsiyalarning aksariyati vodorod atomlarining ajralishi bilan boshlandi va bu jarayonlarning ko‘pchiligi uglerod va kislorod atomlarida sodir bo‘ldi. Bunda peroksid bog‘lari, suv va CO_2 molekulalari ajralishi kuzatildi. Ushbu reaktsiyalar natijasida alginatning molekulyar tuzilishi o‘zgardi.

Ushbu tadqiqotlar biopolimerlardan tashkil topgan gidrogellarning oksidlanish jarayonlarini yaxshiroq tushunish uchun zarur bo‘lgan mexanizmlar va reaktsiyalarni ochib beradi.

ADABIYOTLAR

1. Almeida F., Cavalcante R. S., Cullen P., Frias J., Bourke P., Fernandes F. and Rodrigues S. 2015. Effects of atmospheric cold plasma and ozone on prebiotic orange juice. Innovative Food Science & Emerging Technologies, 32 127-35.
2. Soignet D, Hinojosa O, Ward T and Benerito R 1982 The effects of plasma irradiation on saccharides Journal of Macromolecular Science—Chemistry 17 403-14
3. Yusupov M, Neyts E, Khalilov U, Snoeckx R, Van Duin A and Bogaerts A 2012 Atomic-scale simulations of reactive oxygen plasma species interacting with bacterial cell walls New Journal of Physics 14 093043
4. Zhao T, Shi L, Zhang Y, Zou L and Zhang L 2017 A ReaxFF-based molecular dynamics study of the mechanisms of interactions between reactive oxygen plasma species and the Candida albicans cell wall Physics of Plasmas 24 103518
5. Yusupov M, Privat-Maldonado A, Cordeiro R M, Verswyvel H, Shaw P, Razzokov J, Smits E and Bogaerts A 2021 Oxidative damage to hyaluronan–CD44 interactions as an underlying mechanism of action of oxidative stress-inducing cancer therapy Redox biology 43 101968
6. Cowman M K 2017 Advances in Carbohydrate Chemistry and Biochemistry, ed D C Baker: Academic Press) pp 1-59
7. Yusupov M, Dewaele D, Attri P, Khalilov U, Sobott F and Bogaerts A 2023 Molecular understanding of the possible mechanisms of oligosaccharide
8. Gaus M, Goez A and Elstner M 2013 Parametrization and benchmark of DFTB3 for organic molecules Journal of Chemical Theory and Computation 9 338-54
9. Gaus M, Lu X, Elstner M and Cui Q 2014 Parameterization of DFTB3/3OB for sulfur and phosphorus for chemical and biological applications Journal of chemical theory and computation 10 1518-37
10. Berendsen H J, Postma J v, Van Gunsteren W F, DiNola A and Haak J R 1984 Molecular dynamics with coupling to an external bath The Journal of chemical physics 81 3684-90

O‘ZBEKISTON MILLIY UNIVERSITETI XABARLARI, 2025, [3/1]
ISSN 2181-7324

FIZIKA
http://journals.nuu.uz
Natural sciences

UDC: 621.039.85+539.172.3+519.673

Gulzira RAXMETULLAEVA,
Master student of National University of Uzbekistan named after Mirzo Ulugbek
E-mail: gulziraraxmetullaeva@gmail.com
Muqaddas MAMAYUSUPOVA,
Associative Professor of the National University of Uzbekistan
Sevara SAIDOVA,
Master student of National University of Uzbekistan named after Mirzo Ulugbek

*Edition by Ganiev **O.**, Nuclear Physics Institute, Uzbekistan Academy of Sciences, Senior Researcher*

SECONDARY NEUTRON PRODUCTION IN PROTON THERAPY

Annotation

This study focuses on the detailed characterization of secondary neutron production in proton therapy through Monte Carlo simulations using the GEANT4 toolkit. The primary objective is to analyze neutron yield, energy spectra, angular distribution, and the resulting dose deposited by these secondary particles in various clinical scenarios.

Key words: proton therapy, secondary neutrons, Monte Carlo Simulations, GEANT4, radiation dosimetry, Pencil Beam Scanning, Passive Scattering, Neutron Shielding, cancer treatment, Relative Biological Effectiveness (RBE)

ОБРАЗОВАНИЕ ВТОРИЧНИХ НЕЙТРОНОВ В ПРОТОННОЙ ТЕРАПИИ

Аннотация

Настоящее исследование посвящено детальной характеристике образования вторичных нейтронов в протонной терапии с использованием Монте-Карло моделирования в среде GEANT4. Основной целью является анализ выхода нейтронов, их энергетического спектра, углового распределения и дозы, создаваемой этими вторичными частицами в различных клинических сценариях.

Ключевые слова: протонная терапия, вторичные нейтроны, моделирование Монте-Карло, GEANT4, дозиметрия радиации, сканирование карандашным пучком, пассивное рассеяние, нейтронная защита, лечение рака, относительная биологическая эффективность (ОБЭ).

PRATON TERAPIYADA IKKILAMCHI NEYTRONLAR HOSIL BO‘LISHI

Annotatsiya

Ushbu tadqiqot GEANT4 vositasida Monte-Karlo simulyatsiyalaridan foydalanib, proton terapiyasida ikkilamchi neytronlar hosil bo‘lishini batafsil tahlil qilishga bag‘ishlangan. Asosiy maqsad neytron chiqishi, ularning energiya spektri, burchak taqsimoti va turli klinik holatlarda ushbu ikkilamchi zarrachalar tomonidan yutilgan dozani tahlil qilishdir.

Kalit so‘zlar: proton terapiyasi, ikkilamchi neytronlar, Monte-Karlo simulyatsiyasi, GEANT4, radiatsiya dozimetri, qalam nurlarini skanerlash, passiv tarqalish, neytronlarni himoya qilish, saratonni davolash, nisbiy biologik samaradorlik (RBE)

Introduction. Proton therapy has revolutionized cancer treatment by enabling precise dose delivery while minimizing radiation exposure to surrounding healthy tissues. Unlike conventional photon therapy, protons exhibit a Bragg peak effect, where energy deposition is concentrated at a specific depth, reducing the exit dose beyond the tumor. However, the interaction of protons with matter leads to nuclear reactions that produce secondary neutrons. These neutrons are highly penetrating and contribute to out-of-field doses, potentially increasing the risk of radiation-induced complications[1].

Secondary neutron production is particularly concerning in pediatric patients, as they are more sensitive to radiation-induced malignancies due to their longer post-treatment life expectancy[2]. The neutron yield depends on factors such as beam energy, delivery method, and treatment geometry. Passive scattering techniques tend to generate higher neutron flux compared to pencil beam scanning, as the former involves interactions with scattering foils and collimators [3].

This study employs Monte Carlo simulations using GEANT4 to systematically investigate secondary neutron production in proton therapy. The results provide insights into neutron energy spectra, spatial distribution, and potential mitigation strategies to enhance patient safety.

Proton Therapy and the Bragg Peak

Proton therapy relies on the unique physical properties of protons to deliver radiation doses with high precision. The energy deposition profile of protons follows a characteristic Bragg curve, where the majority of the energy is deposited at a well-defined depth, known as the Bragg peak (see Figure 1). This property makes protons particularly suitable for treating deep-seated tumors while sparing healthy tissues in front of and beyond the target volume[4].

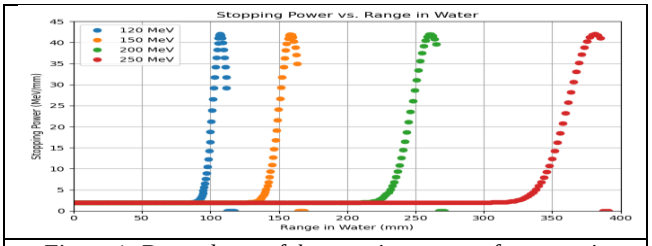


Figure 1: Dependence of the stopping power of protons in range for different energies.

When protons interact with atomic nuclei within the patient’s body or treatment components, nuclear reactions occur, leading to the production of secondary radiation, including gamma rays, charged fragments, and neutrons. The probability of these interactions depends on the proton energy, target material composition, and interaction cross-sections.

Secondary neutrons in proton therapy originate from several processes, including:

- Elastic Scattering: Neutrons scatter off atomic nuclei without causing nuclear reactions, leading to energy loss and angular redistribution.
- Inelastic Scattering: Protons interact inelastically with nuclei, resulting in neutron emission and nuclear excitation.
- Spallation Reactions: At higher energies, protons induce spallation reactions, where the target nucleus disintegrates, emitting multiple secondary particles, including neutrons.

Biological Impact of Secondary Neutrons

Unlike charged particles, neutrons do not directly ionize biological tissues but transfer energy through secondary charged particles created via neutron interactions. The relative biological effectiveness (RBE) of neutrons is significantly higher than that of photons, leading to a greater probability of radiation-induced damage[5]. This is particularly concerning for pediatric patients, as they have a longer post-treatment life expectancy and a higher susceptibility to secondary malignancies.

Proton therapy employs two primary delivery techniques:

1. Passive Scattering: Uses beam-modifying devices such as collimators and compensators to shape the proton beam, leading to increased neutron production due to multiple interactions with these structures.
2. Pencil Beam Scanning (PBS): Delivers narrow proton beams that are magnetically scanned across the tumor, significantly reducing the number of beam modifiers and, consequently, the secondary neutron yield.

Results and Discussion. The Monte Carlo simulations conducted in this study provide a comprehensive understanding of secondary neutron production in proton therapy under different beam delivery methods. The results highlight the significant differences in neutron yield, spatial distribution, and energy spectra between passive scattering and pencil beam scanning (PBS) techniques.

The simulations show that neutron production is highly dependent on the proton beam energy and target material composition (Figure 2). Higher-energy protons (above 150 MeV) tend to generate a more substantial number of secondary neutrons due to inelastic nuclear interactions and spallation reactions. The energy spectrum analysis indicates that:

- Low-energy neutrons (below 1 MeV) are predominantly produced inside the patient body due to elastic and inelastic scattering.
- Intermediate-energy neutrons (1–10 MeV) contribute significantly to out-of-field doses.
- High-energy neutrons (above 10 MeV) are primarily generated from interactions with beamline components, such as collimators and range modulators.

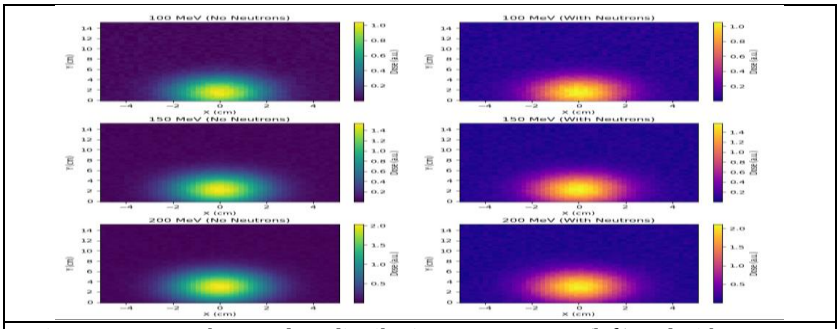


Figure 2: Proton therapy dose distributions: no neutrons (left) and with neutrons (right)

These secondary neutrons have a broad energy distribution, impacting both dose deposition and biological effectiveness. The neutron dose maps reveal distinct spatial distributions depending on the beam delivery technique: In passive scattering therapy, neutron production is concentrated near beam-modifying components such as collimators and scattering foils. This results in a higher neutron fluence outside the primary treatment field. In pencil beam scanning (PBS), neutron production is significantly lower because the beam is magnetically scanned across the tumor without the need for additional beam modifiers. The reduction in neutron dose is particularly beneficial for pediatric patients, where secondary malignancies are a significant concern.

The neutron dose decreases with increasing distance from the treatment field, but residual neutron exposure can still be observed up to several centimeters away from the target volume. This highlights the need for advanced shielding techniques in treatment planning.

The following key observations were made:

Using neutron-absorbing materials (e.g., borated polyethylene, high-density polyethylene) effectively reduces neutron dose contributions.

Increasing the distance between the patient and beamline components significantly lowers neutron fluence.

Optimizing collimation and treatment planning can further reduce unnecessary neutron exposure.

Conclusions. The results of this study emphasize the importance of mitigating secondary neutron exposure in proton therapy. The findings suggest that:

1.PBS should be prioritized over passive scattering whenever feasible, as it significantly reduces neutron production.

2.Shielding strategies must be optimized in clinical settings to minimize the out-of-field neutron dose.

3.Future proton therapy treatment planning should incorporate neutron dose considerations to enhance patient safety, particularly for pediatric and long-term cancer survivors.

REFERENCES

1. Newhauser, W. D., & Durante, M. (2011). Assessing the risk of second malignancies after modern radiotherapy. Nature Reviews Cancer, 11(6), 438-448.
2. Taddei, P. J., et al. (2008). Neutron production from beam-modifying devices in proton therapy. Physics in Medicine & Biology, 53(1), 236-257.
3. Hall, E. J. (2006). Radiobiology for the radiologist. Lippincott Williams & Wilkins.
4. Agostinelli, S., et al. (2003). GEANT4-a simulation toolkit. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 506(3), 250-303.
5. Paganetti, H. (2012). Relative biological effectiveness (RBE) values for proton beam therapy: Variations as a function of biological endpoint, dose, and linear energy transfer. Physics in Medicine & Biology, 57(11), R75.

O‘ZBEKISTON MILLIY UNIVERSITETI XABARLARI, 2025, [3/1]
ISSN 2181-7324

FIZIKA
http://journals.nuu.uz
Natural sciences

UDC: 535.012

Utkirjon HOLIKULOV,
PhD, Associate Professor of SamSU
E-mail: utkirxolikulov12@gmail.com
Abduvakhid JUMABAEV,
DSc, professor of SamSU
E-mail: jumabaev2@rambler.ru
Bekzod KHUDAYKULOV,
PhD, Associate Professor of SamSU
E-mail: bekzodxudaykulov30@gmail.com

O‘zMU Fizika fakulteti dekani PhD Eshonqulov G‘.B. taqrizi asosida.

EXPLORING MOLECULAR INTERACTIONS BETWEEN SERINE AND ACETIC ACID

Annotation

The intermolecular interactions between serine and acetic acid were investigated using Density Functional Theory (DFT) method. The study focused on solute–solvent interactions, hydrogen bonding, and noncovalent interactions using frontier molecular orbital (FMO), vibrational spectroscopy, atoms in molecules (AIM), and Noncovalent Interaction-Reduced Density Gradient (NCI-RDG) analyses. The results revealed the formation of O-H...O, N-H...O, and C-H...O hydrogen bonds between serine and acetic acid. AIM and NCI-RDG analyses confirmed the presence of noncovalent interactions, while vibrational spectra provided insight into the structural changes caused by these interactions. This work provides a comprehensive understanding of the molecular interactions between serine and acetic acid, which are related to biochemical processes and solvent effects in amino acids.

Key words: serine, acetic acid, DFT, hydrogen bonding.

ИЗУЧЕНИЕ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ МЕЖДУ СЕРИНОМ И УКСУСНОЙ КИСЛОТОЙ

Аннотация

Межмолекулярные взаимодействия между серином и уксусной кислотой были исследованы с использованием метода теории функционала плотности (ТФП). Исследование было сосредоточено на взаимодействиях растворенного вещества и растворителя, водородных связях и нековалентных взаимодействиях с использованием анализа пограничных молекулярных орбиталей (ПМО), колебательной спектроскопии, атомов в молекулах (AIM) и нековалентного взаимодействия с приведенным градиентом плотности (NCI-RDG). Результаты показали образование водородных связей O-H...O, N-H...O и C-H...O между серином и уксусной кислотой. Анализы AIM и NCI-RDG подтвердили наличие нековалентных взаимодействий, в то время как колебательные спектры дали представление о структурных изменениях, вызванных этими взаимодействиями. Это исследование дает всестороннее понимание молекулярных взаимодействий между серином и уксусной кислотой, которые связаны с биохимическими процессами и эффектами растворителя в аминокислотах.

Ключевые слова: серин, уксусная кислота, DFT, водородные связи.

SERIN VA SIRKA KISLOTASI O‘RTASIDAGI MOLEKULALARARO TA’SIRLARNI O‘RGANISH

Annotatsiya

Serin va sirka kislotasi o‘rtasidagi molekulalararo o‘zaro ta’sir Zichlik funksional nazariyasi (DFT) usuli yordamida tekshirildi. Tadqiqot chegaraviy molekulyar orbitallar (FMO), tebranish spektroskopiyasi, molekulalardagi atomlar (AIM) va nokovalent o‘zaro ta’sirlar – pasaytirilgan zichlik gradienti (NCI-RDG) tahlillari yordamida eruvchi va erituvchi o‘zaro tasiri, vodorod bog‘lanish va nokovalent o‘zaro ta’sirlarni o‘rganishga qaratilgan. Natijalar serin va sirka kislotasi o‘rtasida O-H...O, N-H...O va C-H...O kabi vodorod bog‘lanishlarning shakllanishini aniqladi. AIM va NCI-RDG tahlillari nokovalent ta’sirlarning mavjudligini tasdiqladi, tebranish spektrlari esa ushbu o‘zaro ta’sirlar natijasida yuzaga kelgan tarkibiy o‘zgarishlar haqida tushuncha berdi. Ushbu tadqiqot aminokislotalarda biokimyoviy jarayonlar va erituvchi ta’siri bilan bog‘liq bo‘lgan serin va sirka kislotasi o‘rtasidagi molekulyar o‘zaro ta’sirlarni har tomonlama tushunish imkonini beradi.

Kalit so‘zlar: serin, sirka kislotasi, DFT, vodorod bog‘lanish.

Introduction. Intermolecular interactions play a crucial role in determining the structure, stability, and function of biomolecules. Among these interactions, hydrogen bonding is particularly significant in biological systems, influencing protein folding, enzyme catalysis, and molecular recognition [1]. Serine, a polar amino acid, is known for its ability to form hydrogen bonds due to its hydroxyl (-OH) and amino ($-NH_2$) functional groups. Acetic acid, a simple carboxylic acid, is a common solvent and a model system for studying hydrogen bonding and solute-solvent interactions [2]. Understanding the interactions between serine and acetic acid is essential for elucidating the behavior of amino acids in acidic environments and their solvation dynamics.

Previous studies have extensively investigated hydrogen bonding in amino acids and carboxylic acids [3-6]. Density Functional Theory (DFT) calculations have been extensively employed to investigate the molecular interactions between amino

acids and solvent molecules, providing insights into structural properties, hydrogen bonding, and vibrational dynamics [7]. Gong et al. [8] conducted a comprehensive DFT study on 1:1 complexes of serine with water, exploring multiple geometries and hydrogen-bonding interactions. Their findings revealed that the polarity of the solvent significantly influences the structures and relative stabilities of different isomers. Ramírez et al. [9] performed a structural and vibrational analysis of serine in aqueous solution using Fourier transform spectroscopy combined with DFT calculations. They confirmed the zwitterionic structure of serine in solution and provided detailed assignments of vibrational bands, enhancing the understanding of solute-solvent interactions. Qun-yan Wu et al [10]. studied the hydrogen-bonded 1:1 complexes formed between formamide and serine molecules using DFT method at various levels. They reported a shift in the vibrational frequency.

Despite the extensive research on hydrogen bonding and solute-solvent interactions, the specific interactions between serine and acetic acid remain underexplored. This study aims to fill this gap by employing a combination of computational methods to analyze the intermolecular interactions between serine and acetic acid. The results will contribute to a deeper understanding of the molecular mechanisms underlying these interactions and their implications in biochemical processes.

Methods

All calculations were performed using Gaussian 09 software [11] at the B3LYP/6-311++G(d,p) level of theory. The molecular geometries of serine and acetic acid were optimized, and frequency calculations were conducted to ensure the absence of imaginary frequencies, confirming the stability of the structures. The topological parameters of the electron density distribution in the most stable structure were obtained using the Multiwfn [12] tool. The results of the NCI-RDG analysis were visualized using the tool VMD [13].

Results and Discussion

Structural and Energetic Properties

Figure 1 shows the optimal geometries of serine, acetic acid, and their 1:1 complexes determined using the B3LYP/6-311++G(d,p) functional set. The optimized geometry of the serine-acetic acid (SA) complex revealed strong hydrogen bonding interactions, primarily involving the hydroxyl, amino, and carboxyl groups. The results demonstrate that serine and acetic acid form strong hydrogen bonds, primarily through the hydroxyl and carboxyl groups. Table 1 presents the energetic parameters of the complexes, such as total energy (E_{tot}), relative energy (ΔE), bond energy (BE), Gibbs energy difference (ΔG), entropy (S), and enthalpy (H). The binding energies of the SA complexes range from 7 to 15.7 kcal/mol, in the following decreasing order: SA1>SA4>SA3>SA5>SA2. The results show that among the SA complexes, the SA1 complex has the highest binding energy. It was found that the Gibbs free energy difference of the SA1 complex is negative ($\Delta G<0$), while the remaining complexes (SA2, SA3, SA4, SA5) have a positive value ($\Delta G>0$). The negative value of the Gibbs free energy difference indicates thermodynamic stability. It was found by calculation that the SA1 complex is the most stable structurally and thermodynamically among the SA complexes.

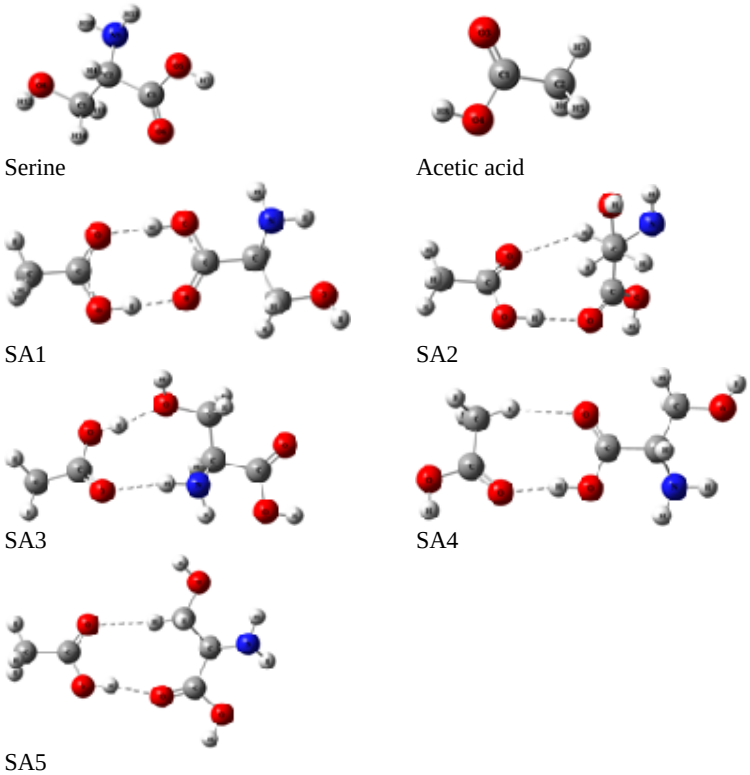


Figure 1. Optimal geometric structures of 1:1 complexes of serine and acetic acid molecules

Table 1. Energetic parameters of 1:1 complexes of serine and acetic acid molecules

Complex	E_{tot}, Hartree	ΔE, kcal/mol	BE, kcal/mol	ΔG, kcal/mol	S, kcal/mol*K	H, Hartree
SA1	-628,282061	0	-15,774	-3,398	119,279	0,190760
SA2	-628,267233	9,305	-6,470	3,823	126,475	0,190859
SA3	-628,270023	7,554	-8,220	2,601	125,028	0,191010
SA4	-628,270833	7,046	-8,729	1,781	125,901	0,190934

SA5	-628,268188	8,705	-7,069	3,319	126,358	0,190956

Frontier Molecular Orbitals (FMO) analysis

Frontier molecular orbitals (FMOs), also known as the highest occupied molecular orbital (HOMO) and the lowest unoccupied molecular orbital (LUMO), play an important role in determining the chemical reactivity, biological activity, kinetic stability, electronic and optical properties of molecular complexes [14]. Table 2 lists the HOMO and LUMO energies of serine, acetic acid, and SA complexes, along with the parameters they describe, such as HOMO-LUMO gap (E_g), hardness (η), chemical potential (μ), global electrophilic index (ω), electron affinity (EA), and ionization energy (IE). The HOMO-LUMO gap values for serine and acetic acid molecules were found to be 6.291 and 7.580 eV, respectively. The FMO analysis showed a reduced HOMO-LUMO gap in the SA complexes compared to isolated molecules, suggesting increased stability and reactivity upon complex formation. The greater the HOMO-LUMO gap and hardness, the more stable and less reactive this molecular system is, and according to these values. It was found that the most stable complex is SA1, and the order is as follows: SA1>SA3>SA2>SA5>SA4.

Table 2. Parameters characterizing the reactivity of serine, acetic acid, and SA complexes.

Parameters	Serine	Acetic Acid	SA1	SA2	SA3	SA4	SA5
E_{HOMO} (eV)	-6,956	-8,003	-6,903	-6,904	-6,812	-6,652	-7,019
E_{LUMO} (eV)	-0,665	-0,422	-0,771	-0,815	-0,695	-0,837	-0,948
E_g=E_{HOMO}-E_{LUMO} (eV)	-6,291	-7,580	-6,132	-6,089	-6,117	-5,814	-6,071
η=(E_{HOMO}-E_{LUMO})/2 (eV)	-3,145	-3,790	-3,066	-3,04	-3,058	-2,907	-3,035
μ=-(E_{HOMO}+E_{LUMO})/2 (eV)	3,811	4,212	3,837	3,860	3,754	3,745	3,983
ω=μ^2/2η (eV)	-2,309	-2,341	-2,401	-2,447	-2,303	-2,412	-2,613
IP=-E_{HOMO} (eV)	6,956	8,003	6,903	6,904	6,812	6,652	7,019
EA=-E_{LUMO} (eV)	0,665	0,422	0,771	0,815	0,695	0,837	0,948

Vibrational analysis

Table 3 presents the C=O, O-H and N-H stretching frequencies of serine, acetic acid and SA complexes. The C=O stretching frequencies of serine and acetic acid were found to be 1814 and 1818 cm^{-1}, respectively. The N-H symmetric and asymmetric stretching frequencies of serine were 3514 and 3597 cm^{-1}, respectively. The O-H stretching frequencies of serine and acetic acid were 3759 and 3858 cm^{-1}, respectively. Vibrational analysis revealed red shifts in the stretching frequencies of carbonyl (C=O), hydroxyl (O-H) and amino groups (NH_2), consistent with hydrogen bond formation (Table 3). These spectral shifts provide experimental validation of the computational predictions regarding interaction sites. The vibrational spectra provide evidence of structural changes induced by hydrogen bonding, consistent with previous studies on amino acid-solvent interactions [3].

Table 3. Selected vibrational modes and frequencies of serine, acetic acid, and SA complexes (without scale factor)

Vibrational modes/frequencies (cm^{-1})	Serine	Acetic acid	SA1	SA2	SA3	SA4	SA5
ν(C=O)	1814	1818	1708 1758	1759 1789	1781 1809	1763 1789	1775 1793
ν(O-H)	3759 3858	3759	3858 3235 3121	3856 3750 3500	3860 3760 3441	3859 3751 3428	3858 3752 3559
ν(N-H)	3514 3597	-	3517 3600	3517 3597	3486 3575	3515 3598	3514 3596

AIM and NCI-RDG analyses

Atoms in Molecules (AIM) theory is a useful tool for studying the nature of weak interactions, especially hydrogen bonding, in various molecular systems. According to this theory, the existence of critical bonding points (BCPs) is the key to describing any chemical bond, including hydrogen bonding. The topological parameters of the electron density in the BCPs, such as the density of all electrons ρ(r), the Lagrangian kinetic energy G(r), the Potential energy density V(r), the Energy density H(r), the Laplacian of electron density $\nabla^2\rho(r)$ and the Hydrogen bond energy E_{HB}, characterize the nature and strength of the bond. Table 4 lists some topological parameters of the hydrogen-bonding BCPs of SA complexes. It was found that the electron density and the electron density Laplacian in SA complexes are in the range of hydrogen bonding [15]. A negative value of the energy density (H(r)<0) means that the hydrogen bond is covalent in nature, and a positive value (H(r)>0) means that it is electrostatic in nature. The hydrogen bond energy was calculated using the formula E_{HB}=-V(r)/2. AIM analysis showed that the SA complexes are formed by O-H…O, N-H…O and C-H…O hydrogen bonds. The O-H…O bond energy varies in the range of 6.714-14.150 kcal/mol, with the SA1 complex having the highest binding energy.

Table 4. Topological parameters in BCPs of SA complexes

H-bonds	*r, Å*	*ρ(r)*, a.u.	*G(r)*, a.u.	*V(r)*, a.u.	*H(r)*, a.u.	$\nabla^2\rho(r)$, a.u.	E_{HB}, kcal/mol
SA1							
O18-H22…O6	1.690	0.0448	0.0374	-0.0414	-0.0040	0.1337	12.989
O5-H7…O17	1.666	0.0477	0.0397	-0.0451	-0.0054	0.1370	14.150
SA2							
O18-H22…O6	1.817	0.0304	0.0266	-0.0250	0.0016	0.1125	7.844
C2-H4…O17	2.539	0.0085	0.0057	-0.0049	0.0008	0.0260	1.537
SA3							
O18-H22…O8	1.780	0.0343	0.0302	-0.0298	0.0003	0.1220	9.350
N9-H10…O17	2.168	0.0156	0.0118	-0.0098	0.0019	0.550	3.075
SA4							
O5-H7…O17	1.797	0.0340	0.0294	-0.0290	0.0004	0.1194	9.099
C16-H20…O6	2.903	0.0116	0.0079	-0.0066	0.0013	0.0370	2.071
SA5							
O18-H22…O6	1.851	0.0266	0.0242	-0.0214	0.0028	0.1080	6.714
C1-H14…O17	2.366	0.0115	0.077	-0.0066	0.0011	0.0356	2.071

NCI-RDG is a method used to visualize and estimate the strength of non-covalent interactions based on electron density and its derivatives. This analysis helps to distinguish between hydrogen bonds, van der Waals interactions, and repulsive forces. Figure 5 shows the results of NCI-RDG analyses of SA complexes. Blue areas (sign(λ_2)ρ<0) in the diagrams represent mutual attraction forces (hydrogen bonds, halogen bonds, etc.), green areas (sign(λ_2)ρ≈0) represent van der Waals forces, and red areas (sign(λ_2)ρ>0) represent repulsive forces. The results of NCI-RDG analyses show that hydrogen bonds are dominant in SA complexes.

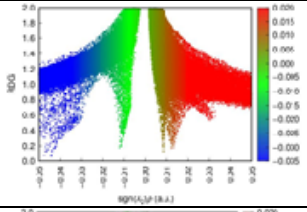
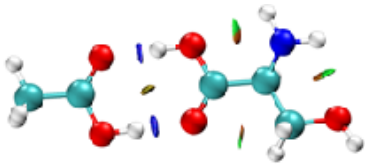
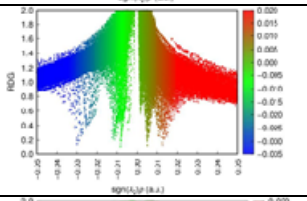
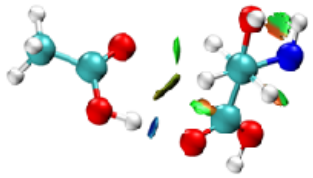
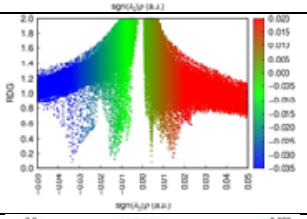
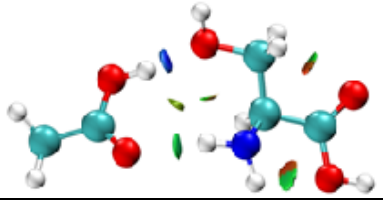
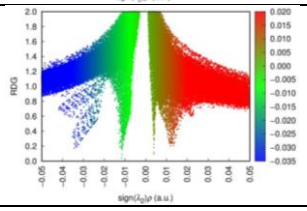
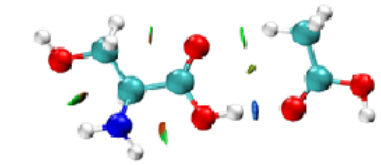
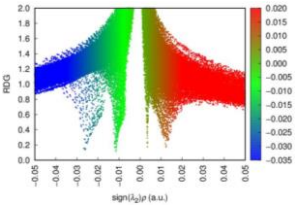
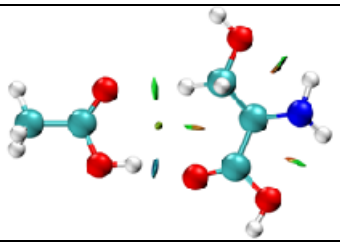
	RDG scatter map	NCI isosurface
SA1		
SA2		
SA3		
SA4		
SA5		

Figure 5. RDG scatter maps and NCI isosurfaces for SA complexes

Conclusion. This study provides a detailed computational analysis of the intermolecular interactions between serine and acetic acid. Using DFT calculations at the B3LYP/6-311++G(d,p) level, key hydrogen bonding and electronic properties were elucidated through MEP, FMO, vibrational, AIM, and NCI-RDG analyses. The results demonstrate significant stabilization effects due to hydrogen bonding, contributing to the broader understanding of solute-solvent interactions in biochemical and pharmaceutical contexts. Future studies may explore these interactions in larger biomolecular systems to further investigate solvation dynamics and their role in biological processes.

REFERENCES

1. Jeffrey, G. A. (1997). An Introduction to Hydrogen Bonding. Oxford University Press.
2. Khushvaktov, K., Jumabaev, A., Pogorelov, V., et al. (2018). *J. Phys. Appl.* 6(6), 169-174.
3. Jumabaev, A., Holikulov, U., Hushvaktov, H., et al. (2023). *J. Mol. Liq.* 377, 121552.
4. Jumabaev, A., Holikulov, U., Hushvaktov, H., et al. (2022). *Ukr. J. Phys*, 67(8), 602.
5. Buemi, G. (2009). *J. Phys. Org. Chem.* 22(10), 933-947.
6. Takei, K. I., Takahashi, R., Noguchi, T. (2008). *J. Phys. Chem. B.*, 112(21), 6725-6731.
7. Becke, A. D. (1993). *J. Chem. Phys.* 98(7), 5648–5652.
8. Gong, X., Zhou, Z., Du, D., Dong, X., Liu, S. (2005). *Int. J. Quantum Chem.* 103(1), 105-112.
9. Ramírez, F. J., Tuñón, I., Silla, E. (2004). *Chem. Phys.* 303(1-2), 85-96.
10. Wu, Q. Y., Zhang, H., Zhou, Z. Y., Lu, J. F., Zhao, G. (2005). *J. Mol. Struct. THEOCHEM 757*(1-3), 9-18.
11. Frisch, M.J., et al. Gaussian 09 (Gaussian, Inc., Wallingford CT, 2009).
12. Lu, T., Chen, F. (2012). J. Comp. Chem. 33(5), 580-592.
13. Humphrey, W., Dalke, A., Schulten, K. (1996) *J. Mol. Graph.* 14, 33-38.
14. Holikulov, U., Kazachenko, A. S., Issaoui, N., et al. (2024). *Spectrochimica acta. Part A* 124600.
15. Tang, T.-H., Deretey, E., Knak Jensen, S.J., Csizmadia I.G. (2006). *Eur. Phys. J. D* 37, 217-222.

O‘ZBEKISTON MILLIY UNIVERSITETI XABARLARI, 2025, [3/1]
ISSN 2181-7324

FIZIKA
http://journals.nuu.uz
Natural sciences

UDK: 534.535: 535:544.

Moxinur ELBOYEVA,
Ion-plazma va lazer texnologiyalari instituti ilmiy xodimi
E-mail: elboyevamoxinur1990@gmail.com,
Farxad AXMEDJANOV,
Ion-plazma va lazer texnologiyalari instituti laboratoriya mudiri, f.-m.f.d., professor
Asror ULASHEV,
Ion-plazma va lazer texnologiyalari instituti tayanch doktoranti

PKFI katta ilmiy xodimi, PhD M.Marasulov taqrizi asosida

EFFECT OF OPTICAL ACTIVITY ON THE PERFORMANCE OF BRAGG DIFFRACTION OF LIGHT IN ACOUSTIC WAVES IN BISMUTH GERMANATE CRYSTALS

Annotation

The influence of optical activity on the efficiency of Bragg light diffraction in transverse acoustic waves in bismuth germanate crystals has been investigated, taking into account the photoelastic constants and the M_2 acousto-optic figure of merit values, as well as the piezoelectric and electro-optic effects. The propagation directions of acoustic waves in the (110) plane, where the M_2 coefficient attains its maximum value, have been determined. The identified characteristics of Bragg light diffraction in transverse acoustic waves will be beneficial for the development of acousto-optic devices.

Key words: Bragg diffraction, bismuth germanate crystals, acoustic waves, photoelastic constants, acousto-optic quality factor.

ВЛИЯНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ БРЭГГОВСКОЙ ДИФРАКЦИИ СВЕТА НА АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛНАХ В КРИСТАЛЛАХ ГЕРМАНАТА ВИСМУТА

Аннотация

Исследовано влияние оптической активности на эффективность брэгговской дифракции света на поперечных акустических волнах в кристаллах германата висмута с учетом фотоупругих констант и значений акусто-оптического качественного коэффициента M_2, а также пьезоэлектрического и электрооптического эффектов. Определены направления распространения акустических волн в (110) плоскости, при которых коэффициент M_2 достигает своего максимального значения. Выявленные особенности брэгговской дифракции света на поперечных акустических волнах будут полезны при разработке акусто-оптических устройств.

Ключевые слова: Брэгговская дифракция света, кристаллы германата висмута, акустические волны, фотоупругие константы, коэффициент акустооптического качества.

VISMUT GERMANATI KRISTALLARIDA OPTIK AKTIVLIKNING YORUG‘LIKNING AKUSTIK TO‘LQINLARDA BREGG DIFRAKSIYASI SAMARADORLIGIGA TA’SIRI

Annotatsiya

Vismut germanat kristallaridagi ko‘ndalang akustik to‘lqinlardagi Bragg yorug‘lik difraksiyasining samaradorligiga optik faollikning ta’siri fotoelastik konstantalar va M_2 akusto-optik sifat koeffitsienti qiymatlariga piezoelektrik va elektro-optik effekt hisobga olgan holda o'rganildi. M_2 koeffitsientining qiymati maksimal qiymatga ega bo‘lgan (110) tekislikdagi akustik to‘lqinlarning to‘lqin vektorining yo‘nalishlari aniqlanadi. Ko‘ndalang akustik to‘lqinlardagi Bragg yorug‘lik difraksiyasining aniqlangan xususiyatlari akusto-optik qurilmalarni yaratishda foydali bo‘ladi.

Kalit so‘zlar: Bragg yorug'lik difraksiyasi, vismut germanat kristallari, akustik to'lqinlar, fotoelastik konstantalar, akusto-optik sifat koeffitsienti.

Kirish. Kubik singoniyali vismut germanati ($Bi_{12}GeO_{20}$ – BGO) kristallari markaziy simmetriyaga ega bo‘lmagan 23-nuqtaviy guruhiga mansub bo‘lib, ular yuqori elektro-optik va piezoelektrik xususiyatlari bilan ajralib turadi. Ushbu xususiyatlari tufayli BGO kristallari akusto-optik modulyatorlar, elektro-optik sensorlar va golografik tizimlarda faol muhit sifatida keng qo‘llaniladi [1-5]. Biroq, ushbu kristallarning fotoelastik xususiyatlariga optik faollik hamda elektro-optik va piezoelektrik effektlarning umumiy ta’siri yetarlicha o‘rganilmagan. Bunday tadqiqotlar BGO dan foydalanadigan akusto-optik qurilmalar parametrlarini yaxshilash va optimal kristall kesimlarini aniqlashda muhim ahamiyatga ega [3, 6].

Ushbu ishda vismut germanat kristallarida optik faollikning Bragg yorug‘lik difraksiyasining samaradorligiga ta’siri, shuningdek, piezoelektrik va elektro-optik effektlarning umumiy ta’siri o‘rganildi. (001) va (110) kristallografik tekisliklardagi ko‘ndalang akustik to‘lqinlarning to‘lqin vektori yo‘nalishiga bog‘liq holda M_2 akusto-optik sifat koeffitsientining o‘zgarishi batafsil tahlil qilindi.

Tadqiqot metodologiyasi. Vismut germanat kristallarining shakli o‘rtacha o‘lchamlari 15 × 4,5 × 4,5 mm bo‘lgan parallelepiped ko‘rinishida tayyorlandi. Tadqiqot uchun olingan namunalarning kristallografik yo‘nalishi [100], [110] va [111] yo‘nalishlar bo‘ylab joylashtirilib, ular 1° atrofida aniqlik bilan yo‘naltirildi. Yuzani qayta ishlash jarayoni silliqlash va optik ishlov berish bosqichlarini o‘z ichiga oldi.

Bo‘ylama va ko‘ndalang akustik to‘lqinlari 200–1500 MGts chastota diapazonida X- yoki Y-kesimli kvarts piezotransduserlar yordamida hosil qilindi. Ko‘ndalang akustik to‘lqinlarni generatsiya qilish uchun namunalar kengligiga (taxminan 4,3 mm) yaqin bo‘lgan aperturali piezoelektrik o‘zgartirgich ishlatildi. Eksperimental tadqiqotlar akustik to‘lqinlarda Bragg yorug‘lik difraksiyasi usuli yordamida o‘tkazildi [3, 7].

Tajribalarda manba sifatida to‘lqin uzunligi $\lambda_0 = 0{,}6328$ mkm bo‘lgan geliy-neon lazeridan foydalanildi. Optik faollikning difraksiya qilingan yorug‘lik intensivligiga ta’sirini tahlil qilish uchun yorug‘lik to‘lqini polyarizatsiyasi akustik to‘lqin tarqalish yo‘nalishiga nisbatan perpendikulyar, yoki parallel tarzda yo‘naltirilgan difraksiya geometriyasi qo‘llanildi.

Fotoelastik konstantalarni aniqlash modifikatsiyalangan Dikson-Koen usuli yordamida amalga oshirildi [7]. An’anaviy usuldan farqli o‘laroq, ushbu metodda akustik to‘lqinlarning uyg‘otilishi nafaqat etalon namunasi, balki tadqiq etilayotgan namuna tomonida ham navbatma-navbat amalga oshirildi. O‘lchovlar jarayonida etalon namuna (I_{1S}) va tadqiq etilayotgan namuna (I_{1x}) tomonidan difraksiyalangan yorug‘lik intensivliklari qayd etildi. So’ngra, xuddi shunday o‘lchovlar akustik to‘lqin tadqiq etilayotgan namuna tomonidan yuborilganda I_{2x} va I_{2S} intensivliklari uchun bajarildi.

Ushbu dinamik usul orqali samarali fotoelastik konstantalarni (p_{eff}) aniqlashning batafsil tavsifi [7, 8] manbalarida keltirilgan. Natijada, Bragg yorug‘lik difraksiyasi uchun qo‘llangan geometriya sharoitida p_{eff} qiymati quyidagi ifoda orqali hisoblanishi mumkin [8]:

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

bu yerda ρ – kristallning zichligi, n – yorug‘likning sinish ko‘rsatkichi, V – akustik to‘lqinlarning tarqalish tezligi. (1) ifodadagi “s” va “x” indekslari mos ravishda standart va tadqiq etilayotgan namunalar xususiyatlarini bildiradi.

(1) ifodadan ko‘rinadiki, samarali fotoelastik doimiy kattalik nafaqat akustik to‘lqinlarning tarqalish yo‘nalishi va polarizatsiyasiga, balki namunaga tushayotgan yorug‘likning yo‘nalishi va polarizatsiyasiga ham bog‘liqdir. Hisob-kitoblarda (1) ifodaga muvofiq $Bi_{12}GeO_{20}$ kristallarining sinish ko‘rsatkichi n va zichligi ρ qiymatlaridan foydalanildi, bu qiymatlar [1] manbasida keltirilgan: $n = 2{,}55$, $\rho = 9{,}2\times10^3$ kg/m³.

Tushayotgan va difraksiya qilingan yorug‘likning polarizatsiyasi polyarizatsion analizator yordamida aniqlangan. Etalon namuna sifatida eritilgan kvarts namunasi qo‘llanildi [1, 4]. Fotoelastik doimiylarning eritilgan kvartsga nisbatan o‘lchash xatoligi taxminan 10% ni tashkil etdi. Akustik to‘lqinlarning tadqiq etilgan yo‘nalishlar bo‘ylab tarqalish tezligi V ~0,2% aniqlik bilan quyidagi ifoda orqali hisoblandi [8, 9]:

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

bu yerda ν – akustik to‘lqinning chiziqli chastotasi, θB – Bragg yorug‘lik difraksiyasi burchagi. Vismut germanat kristallari markaziy simmetriyaga ega bo‘lmagan va optik faol bo‘lganligi sababli, ularda tarqaluvchi yorug‘likning normal modlari doira polarizatsiyalangan modlar hisoblanadi [10–13].

Shunday qilib, difraksiya qilingan yorug‘likning polarizatsiya tekisligi tushayotgan yorug‘likning polarizatsiya tekisligiga nisbatan muayyan burchakka buriladi. Ushbu burchak α, yorug‘lik namunadagi d masofani bosib o‘tishi bilan aniqlanadi va quyidagi ifoda bilan beriladi [1, 2]:

$$\alpha = \delta \cdot d \quad (3)$$

bu yerda δ – polarizatsiya tekisligining o‘ziga xos aylanishi. $Bi_{12}GeO_{20}$ kristallari uchun 0,6328 mkm to‘lqin uzunligida δ taxminan 22 grad/mm ni tashkil etadi [1, 11]. (1) va (3) ifodalardan ko‘rinadiki, α burchagi d masofaga chiziqli bog‘liq bo‘lib, u samarali fotoelastik doimiy kattalikka ta’sir ko‘rsatishi mumkin.

Yorug‘likning polyarizatsiya tekisligi va akustik to‘lqinning to‘lqin vektori yo‘nalishini tahlil qilish va nazorat qilish uchun difraksiya qilingan yorug‘lik intensivligi polarizatsiya tekisligi burilishi bilan va burilmasdan qayd etildi. (110) tekislikda φ burchak ostida [110] o‘qiga nisbatan tarqaluvchi ko‘ndalang akustik to‘lqinlarda Bragg yorug‘lik difraksiyasi sodir bo‘lganda, difraksiya qilingan yorug‘likning polarizatsiya komponentalari quyidagi ifodalar bilan tavsiflanadi [14]:

$$\alpha_1 = \alpha_2 = \frac{\sqrt{2}}{2}\cos(\varphi + 0.5\delta d) \quad (4)$$

$$\alpha_3 = \sin(\varphi + 0.5\delta d), \quad (5)$$

Ushbu (4) va (5) ifodalar optik faollikning difraksiyalangan yorug‘likning polyarizatsiya tekisligi yo‘nalishiga ta’sirini hisobga oladi.

Eksperimental natijalar va muhokama. $Bi_{12}GeO_{20}$ (BGO) kristallarida akusto-optik sifat koeffitsienti M_2 ni hisoblash uchun difraksiyalangan yorug‘lik intensivliklari o’lchandi. Hisob-kitoblar turli tarqalish yo‘nalishlari va polarizatsiya holatlari uchun, ya’ni ham akustik, ham yorug‘lik to‘lqinlari uchun bajarildi [6]:

$$M_2 = \frac{n^6 p_{eff}^2}{\rho V^3}. \quad (6)$$

Shundan so‘ng, olingan M_2 koeffitsienti qiymatlari asosida samarali fotoelastik konstantalar p_{eff} quyidagi ifodalar yordamida aniqlandi [3, 8, 9]:

$$p_{eff}^E = (p_{ijkl} - \Delta p_{ijkl})\alpha_i \beta_j \gamma_k \kappa_l, \quad (7)$$

bu yerda α_i, β_j, γ_i va κ_j – mos ravishda difraksiyalangan va tushayotgan yorug‘likning polarizatsiyasini, akustik to‘lqinning polarizatsiya vektorini hamda uning to‘lqin vektorini tavsiflovchi yo‘naltiruvchi kosinuslardir.

(7) ifodada fotoelastiklikning piezoelektrooptik tenzori komponentalari Δp_{ijkl} quyidagi ifoda orqali aniqlanadi [3]:

$$\Delta p_{ijkl} = \frac{r_{ijl}\kappa_l \kappa_m e_{mkl}}{\varepsilon_{mn}\kappa_m \kappa_n}, \quad (8)$$

bu yerda e_{mkl}, r_{ijl} va ε_{mn} – mos ravishda piezoelektrik, elektro-optik va dielektrik tenzor komponentalaridir. BGO kristallarida matritsa shaklida nolga teng bo‘lmagan komponentlar e_{14}, r_{41} va ε_{11} qiymatlari bilan ifodalanadi. Shunday qilib, Δp_{ijkl} tenzori komponentalari piezoelektrik va elektro-optik effektlarning birgalikdagi ta’siri natijasida shakllanadi.

Samarali fotoelastik doimiy p_{eff} va piezoelektro-optik hissaning Δp_{eff} hisoblangan qiymatlari 1-jadvalda keltirilgan. Ushbu jadvalda vektorlar **q**, **k**, **α** va **β** mos ravishda akustik va yorug‘lik to‘lqinlarining tarqalish yo‘nalishini, shuningdek difraksiyalangan va tushayotgan yorug‘likning polarizatsiya yo‘nalishini bildiradi. Akustik to‘lqinning polarizatsiya yo‘nalishi **γ** bilan belgilangan.

Xususan, [110] kristallografik yo‘nalish bo‘ylab tarqaluvchi ko‘ndalang akustik to‘lqinlarda Bragg yorug‘lik difraksiyasi sodir bo‘lganda, piezoelektro-optik hissa Δp_{eff} hisobga olingan holda samarali fotoelastik doimiy p_{eff} quyidagi ifoda bilan aniqlanadi [14]:

$$p_{eff}^{E} = \left| p_{44} - \frac{r_{41} e_{14}}{4 \cdot \varepsilon_0 \varepsilon_{11}} \right|. \qquad (9)$$

Hisob-kitoblar uchun zarur bo‘lgan e_{14}, r_{41} va ε_{11} komponentalarining qiymatlari vismut germanat kristallari uchun [1, 2, 5] manbalardan olingan.

1-jadval

$Bi_{12}GeO_{20}$ kristallari uchun samarali fotoelastik konstantalar piezoelektrik va elektro-optik effektlarning birgalikdagi hissasini hisobga olgan holda

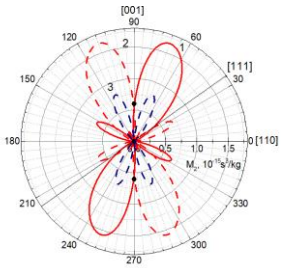
q	γ	k	β	α	p_{eff}^{P}	Δp_{eff}	p_{eff}^{E}	M_2, 10^{-15}, s^3/kg
[100]	[100]	[010]	[100]	[100]	p_{11}	0	0.12	8.34
	[001]	[010]	[100]	[001]	p_{44}	0	0.01	0.64
[110]	[110]	[001]	[110]	[110]	$0.25(2p_{11}+p_{21}+p_{12})+p_{44}$	0	0.118	10.9
	$[1\bar{1}0]$	[001]	[110]	[110]	$0.25(p_{21}-p_{12})$	0	<0.01	0.015
	[001]	$[1\bar{1}0]$	[110]	[001]	p_{44}	$\frac{r_{41} \cdot e_{14}}{4 \cdot \varepsilon_0 \varepsilon_{11}}$	<0.01	0.35
[111]	[111]	[100]	[111]	[111]	$1/3(p_{11}+p_{21}+p_{12}+4p_{44})$	$\frac{4 \cdot r_{41} \cdot e_{14}}{3 \cdot \varepsilon_0 \varepsilon_{11}}$	0.104	9.15
	$[1\bar{1}0]$	[110]	[111]	$[1\bar{1}0]$	$1/6(2p_{11}-p_{21}-p_{12}+2p_{44})$	0	0.012	0.43

Olingan akustik to‘lqinlar tezligi, samarali fotoelastik doimiylar va (6), (7) hamda (8) ifodalar asosida, (110) tekislikda ko‘ndalang akustik to‘lqinlarning to‘lqin vektori yo‘nalishiga bog‘liq holda akusto-optik sifat koeffitsienti M_2 ning o‘zgarishi aniqlandi.

Hisob-kitoblarda BGO kristallari uchun quyidagi fotoelastik konstantalar ishlatildi: $p_{11} = 0.12$, $p_{12} = 0.10$, $p_{21} = 0.09$, $p_{44} = 0.01$. Ushbu qiymatlar [1, 12] manbalardagi ma’lumotlar bilan yaxshi mos keladi.

Hisoblash natijalari 1-rasmda taqdim etilgan bo‘lib, unda tushayotgan yorug‘likning polarizatsiyasi akustik to‘lqin vektoriga perpendikulyar bo‘lganda (uzluksiz chiziq) va parallel bo‘lganda (qisqa chiziq) M_2 koeffitsientining o‘zgarishi keltirilgan.

Tahlil shuni ko‘rsatadiki, BGO kristallarida (110) tekislik bo‘ylab tarqaluvchi ko‘ndalang akustik to‘lqinlarda Bragg yorug‘lik difraksiyasi sodir bo‘lganda, M_2 koeffitsientining maksimal qiymati 1.8×10^{-15} s^3/kg ga teng bo‘lib, u [110] o‘qi bilan mos ravishda 70° (perpendikulyar polarizatsiya) va 110° (parallel polarizatsiya) burchak hosil qiluvchi yo‘nalishlarda kuzatiladi.



1-rasm.$Bi_{12}GeO_{20}$ kristallarida akusto-optik sifat koeffitsienti M2 **ning (110) tekislikdagi ko‘ndalang akustik to‘lqinlarning to‘lqin vektori yo‘nalishiga bog‘liqligi.**

Yorug‘lik to‘lqini polarizatsiyaning turli yo‘nalishlari uchun:1 - to‘lqin vektoriga perpendikulyar; 2, 3 — to‘lqin vektoriga parallel (3 - optik faollik hisobga olinmagan holda).

Xulosa. Vismut germanati kristallarida ko‘ndalang akustik to‘lqinlardagi Bragg yorug‘lik difraksiyasini tahlil qilish shuni ko‘rsatdiki, akusto-optik sifat koeffitsientini baholashda optik faollik va piezoelektro-optik effekt hissasini hisobga olish zarur. Aniqlanishicha, ushbu omillar akusto-optik sifat ko’rsatkichining anizotropiyasiga ta’sir qiladi, bu esa ushbu kristallarda Bragg difraksiyasining optimal geometrik konfiguratsiyalarini belgilash imkonini beradi.Optik faollikning yorug‘lik difraksiyasi parametrlariga ta’sir etish qonuniyatlari vismut germanatini ish muhit sifatida qo‘llovchi akusto-optik qurilmalar ishlab chiqishda qo‘llanilishi mumkin.

ADABIYOTLAR

1. Шаскольская М.П (ред.) Акустические кристаллы. Справочник. М., Наука, 1982, 632с.
2. Venturini E. L., Spencer E. G., Ballman A. A. Elasto-Optic Properties of $Bi_{12}GeO_{20}$, $Bi_{12}SiO_{20}$, and $SrxBa_{1-x}Nb_2O_6$. J. Appl. Physics. 1969, 40(4): 1622–1624.
3. Дьелесан Э.Д., Руайе Д. Упругие волны в твердых телах. Применение для обработки сигналов. - М., Наука, 1982, 342 с.

4. Ganeev R.A., Ryasnyansky A.I., Tugushev R.I., Kodirov M.K., Akhmedzhanov F.R., Usmanov T. Study of nonlinear-optical characteristics of photorefractive BSO and BGO crystals. Quantum Electronics. 2004, 34(2): 156-160.
5. 5.Shen C., Zhang H., Zhang Y., Xu H., Y H., Wang, J., Zhang S. Orientation and Temperature Dependence of Piezoelectric Properties for Sillenite-Type $Bi_{12}TiO_{20}$ and $Bi_{12}SiO_{20}$ Single Crystals. Crystals. 2014, 4(2): 141-151.
6. Dixon R.W. Photoelastic properties of selected materials and their relevence for applications to acoustic light modulators and scanners. J. *Appl, Phys*. 1967, 38: 5149-5152.
7. Dixon R. W., Cohen M. G. A new technique for measuring magnitudes of photoelastic tensors and its application to lithium niobate. *Appl. Phys. Lett*. 1966, No. 8: 205-207.
8. Балакший В.И., Зотов Е.И., Парыгин В.Н. Анизотропная дифракция света в среде с искусственной анизотропией. *Квантовая электроника*. 1976, 3(10):2197–2204.
9. Akhmedzhanov F.R, Mirzaev S.Z, Saidvaliev U.A. Parameters of elastic anisotropy in bismuth silicate crystals. *Ferroelectrics*. 2020, 556(1): 23–28.
10. Amanova M.A, Shepelevich V.V, Makarevich V.V, Navnyk V.N. Influence of Inverse Piezoelectric Effect, Photoelasticity, and Optical Activity on the Diffraction Efficiency of Transmissing Holograms in Photorefractive Crystal $Bi_{12}SiO_{20}$. *Journ. of Appl. Spectroscopy*. 2020, 87(2): 349–356.
11. Кизель В.А., Бурков В.И. Гиротропия кристаллов. М., Наука, 1980, 281 с.
12. Belyi V.N., Kulak G.V. Diffraction of light on ultrasound in gyrotropic cubic crystals in Bragg conditions. Journ. of Appl. Spectroscopy. 1991, 54(5): 484–488.
13. Akhmedzhanov F.R. Dispersion of acoustical activity and anisotropy of acoustical attenuation in bismuth silicate crystals. Proc. Mtgs. Acoust. 2018, 34(S16-4) 045046: 1-6.
14. Akhmedzhanov F.R., Elboyeva M.I. Bragg Light Diffraction by Piezoactive
15. Acoustic Waves in Bismuth Germanate and Bismuth Silicate Crystals. RENSIT. 2025, Vol. 17, No 1, P. 77-82.

O‘ZBEKISTON MILLIY UNIVERSITETI XABARLARI, 2025, [3/1]
ISSN 2181-7324

FIZIKA
http://journals.nuu.uz
Natural sciences

UDK: 523.4, 520.8

Salohiddin ERGASHEV,
Sammarqand davlat universiteti kichik ilmiy xodimi
E-mail:ergashevsalohiddin111@samdu.uz

O‘zRFA Astronomiya instituti katta ilmiy xodimi, PhD K.Ergashev taqrizi asosida

EKZOSAYYORALAR TADQIQOTI GJ 3470 NING OPTIK KUZATUVLARI MISOLIDA

Annotatsiya

Ushbu maqolada ekzosayyoralarni qidirish usullari, ilk kashfiyotlar, ekzosayyoralarni qidirish bo‘yicha kosmik missiyalar haqida ma’lumotlar keltirilgan. Ekzosayyoralar tadqiqotiga misol tariqasida M1.5 tipidagi mitti qizil yulduz GJ 3470 atrofida aylanadigan GJ 3470 b ekzosayyorasining Maydanak observatoriyasidagi optik kuzatuvlari asosida aniqlangan orbital parametrlari taqdim etilgan. Hamda, olingan natijalar boshqa tadqiqotlarda keltirilgan natijalar bilan qiyosiy tahlil natijalari keltirilgan.

Kalit so’zlar: Ekzosayyora, tranzit metodi, GJ 3470 b, yorug‘lik egri chizig‘i, fotometriya, Maydanak observatoriyasi, orbital parametrlar.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭКЗОПЛАНЕТ НА ПРИМЕРЕ ОПТИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ GJ 3470

Аннотация

В этой статье представлена информация о методах поиска экзопланет, ранних открытиях и космических миссиях по поиску экзопланет. В качестве примера исследования экзопланет представлены параметры орбиты экзопланеты GJ 3470 b, вращающейся вокруг красного карлика GJ 3470 типа M1.5, определенные на основе оптических наблюдений на Майданакской обсерватории. Также, приведены результаты сравнительного анализа с результатами других исследований.

Ключевые слова: экзопланета, метод транзита, GJ 3470 b, кривая блеска, фотометрия, Майданакская обсерватория, орбитальные параметры.

EXOPLANET RESEARCH BASED ON OPTICAL OBSERVATIONS OF GJ 3470

Annotation

This publication provides information on exoplanet search methods, early discoveries, and space missions to search for exoplanets. An example for exoplanet research is the exoplanet GJ 3470 b, which is rotating around the M1.5 red dwarf star GJ 3470. The orbital parameters determined based on the optical observations at the Maidanak Observatory are presented. Also, the results of a comparative analysis with the results of other researches are presented.

Key words: exoplanet, transit method, GJ 3470 b, light curve, photometry, Maidanak Observatory, orbital parameters.

Kirish. Ekzosayyoralar – o‘zga yulduzlar atrofida aylanuvchi sayyoralar bo‘lib, ular Quyosh tizimidan tashqarida joylashganligi bilan birga ularning o‘ziga xos atmosferasi, tarkibi va xususiyatlari mavjud. Ekzosayyoralarni mavjudligi haqidagi ilk fikrlarni italian faylasufi va olimi Giordano Bruno (yashash yillari 1548-1600) tomonidan falsafiy nuqtai nazardan fizik asossiz bildirilgan. XIX asr oxiri va XX asr boshlarida ekzosayyoralarni mavjudligini fizik asoslashga urunishlar bo‘lgan. Ekzosayyoralarni aniqlash imkonini beruvchi radial tezliklar (hozirda Dopler usuliga kiritilgan) usulini 1952 yildan Otto Struve tomonidan taklif etilgan [1]. Birinchi tasdiqlangan ekzosayyora 1988 yilda topilgan va 1992 yilda tasdiqlangan. Bu ekzosayyora PSR 1257+12 pulsari atrofida aylanadi [2]. Odatiy yulduz atrofida aylanuvchi ilk ekzosayyora 1995 yilda Michel Mayor va Didier Queloz tomonidan 51 Пеrаса (51 Peg) yulduzida topilgan [3,4]. Aynan 51 Пеrаса b ekzosayyorasi oddiy yulduz atrofida topilgan ilk ekzosayyora deb qabul qilingan.

Topilgan va aniqlangan ekzosayyoralar soni ortishi bilan ularni sinflashtirish muammosi paydo bo‘ldi. Ekzosayyoralarni sinflashtirishda birinchi parametr sifatida bizga yaxshi ma’lum sayyoralar tipi (massa birliklaridan) foydalanib sinflashtirila boshlandi, masalan, Yer yoki Yupiter tipidagi ekzosayyora deb sinflashtirildi [5]. Har bir tip massasiga qarab yanada aniqroq quyi tiplarga ajratildi [6]. Tadqiq etilayotgan ekzosayyoraalarning orbital parametrlari aniqligi oshishi va ularning tizimlari topilishi natijasida endilikda ekzosayyoralar orbitalari bo‘yicha ham tasnif qilinmoqda [7].

2024-yil 4-oktyabr holatiga ko‘ra, 7236 ta ekzosayyora topilgan bo‘lib, 4304 ta sayyora tizimida 5765 ta tasdiqlangan ekzosayyoralar mavjud, 965 ta tizim bittadan ortiq sayyoraga ega. Ekzosayyoralar kataloglarini tahlil qilib, biz katta masofalarda Yerga o‘xshash sayyorani kichik o‘lchamlari va massasi tufayli zamonaviy asbob-uskunalar bilan aniqlash juda muammoli ekanligini osongina ishonch hosil qilishimiz mumkin, chunki deyarli barcha kashf etilgan ekzosayyoralar, asosan, katta o‘lchamlarda va asosan gaz sayyoralar ekanligini ko‘rishimiz mumkin. Topilgan ekzosayyoralarning 40% Neptunga o‘xshash, 33% gaz gigantlari, 25% tosh sayyoralar, 1,4% super-yerlar, 0,6% noma’lum turdagi sayyoralardir [8]. So‘ngi yillardan ekzosayyoralar asosan TESS [9] kabi kosmik missiyalar tomonidan topilmoqdan va yerdagi kuzatuvlar asosida tasdiqlanmoqda.

Ekzosayyoralarni aniqlash metodlari. Ekzosayyoralarni aniqlash uchun bir qancha metodlar mavjud bo‘lib asosiylari quyidagilar hisoblanadi:

Tranzit metodi: Sayyora yulduz oldidan o‘tganida, yulduzning yorqinligi vaqtincha pasayadi va ilk bor ushbu metod asosida HD 209458 ekzosayyorasi tadqiq etilgan [9]. Bu metod Kepler va TESS missiyasi tomonidan keng qo‘llanilib kelinmoqda [10, 11]. Bugungi kungacha 4300 dan ortiq ekzosayyora ushbu usulda topilgan [8].

Radial tezlik metodi: Sayyora yulduz atrofida aylanganligi sababli, yulduzda tebranish hosil bo‘ladi. Yulduzning spektrida qizil yoki ko‘k siljishni kuzatish orqali sayyoraning massasi va orbitasi haqida ma’lumot olish mumkin. Ushbu metod ilk bor Otto Struve tomonidan [1] taklif etilganiga qaramay usulning batafsil asosiy ta’rifi 2003 yilda Lennart Lindegren va Dainis Dravinslar tomonidan keltirilgan [12,13]. Ilk ekzosayyora 51 Peg b radial tezlik metodi yordamida topilganini eslatib o‘tamiz [3,4], hamda shu kungacha 1050 dan ortiq ekzosayyora shu metod bilan topilgan [8].

Gravitatsion mikrolenzalanish metodi: Yulduz va sayyora boshqa yulduzning oldidan o‘tayotganda ya’ni to‘sgan vaqtda, ularning gravitatsiyasi yorug‘likni qiyshaytiradi va sayyorani aniqlash imkonini beradi. Ushbu usulda ilk bor OGLE-2005-BLG-390 ekzosayyora tizimi aniqlangan [14]. Gravitatsion mikrolenzalanish metodi o‘ziga xos bo‘lganligi sababli hozirgacha ushbu usulda 230 ta ekzosayyora aniqlangan [8].

To‘g‘ridan to‘g‘ri tasvirini olish metodi: Ekzosayyoraning radiusi katta bo‘lsa va bosh yulduz atrofidagi orbita radiusi nisbatan katta bo‘lsa, ekzosayyoralarni aniqlash uchun adaptiv optika va tojni to‘g‘ridan-to‘g‘ri tasvirlash usulidan foydalanish mumkin. Ushbu usul yordamida ilk ekzosayyora 2MASSWJ 1207334−393254 yulduzi atrofida topilgan [15]. To‘g‘ridan to‘g‘ri tasvirini olish metodi talablari juda qat’iy bo‘lganligi sababli ushbu usul yordamida 82 ta ekzosayyora aniqlangan.

Kosmik missiyalar tarixi. Ekzosayyoralarni o‘ziga xoslik xususiyatlaridan kelib chiqib ularni izlash va aniqlash uchun ko‘plab urunishlar xam Yerdan tirib xam kosmosdan amalga oshirilmoqda. Ekzosayyoralarni izlash uchun ilk kosmik missiya sifatida 2003 yilda uchirilgan kanadaning MOST (The Microvariability and Oscillations of Stars/Microvariabilité et Oscillations STellaire) kosmik teleskopi sanaladi [16]. MOST ekzosayyoralarni qidirishda yulduzlardagi mikro o‘zgarishlar va tebranishlardan foydalangan.

Navbatdagi omadli kosmik missiya COROT (ing. - COnvection ROtation and planetary Transits) bo‘lib u 2006 yilda kosmosga uchirigan [17]. COROT yulduz oldidan sayyora o‘tganda muntazam ravishda yorqinligining o‘zgarishini kuzatish orqali, soddaroq aytganda tranzit usulidan foydalanib ekzosayyora qidirilgan. Bu missiya 34 ta tasdiqlangan va 600 dan ortiq ekzosayyoralarga nomoz aniqlagan bo‘lib ushbu missiya orqali aniqlangan ekzosayyoralarga COROT va topilganligi tartib raqami berilgan [18].

Ekzosayyoralarni qidirishda eng muvaffaqiyatli kosmik missiyalardan biri Kepler kosmik teleskopi (NASA ning kosmik observatoriyasi) bo‘lib, u 2009 yilda uchirilgan. Bu teleskop transit usuli yordamida ekzosayyoralarni, ayniqsa Yerga o‘xshash ekzosayyoralarni qidirish uchun mo‘ljallangan [19, 10]. Kepler missiya 3200 dan ortiq tasdiqlanga va 4700 dan ortiq ekzosayyoralarga nomoz aniqlagan bo‘lib, ushbu missiya aniqlab tasdiqlagan ekzosayyoralarga Kepler, KIS (Kepler input catalog) nomi va topilganligi tartib raqami berilgan [20]. Keplerning nomzod ekzosayyoralari odatda KOI (The Kepler object of interest) nomi va tartib raqami bilan uchraydi. 2013 yilda NASA olimlari tomonidan Kepler missiyasi K2 shifri bilan 2016 yilgacha cho‘zilganligini e’lon qilishgan.

NASAning hozirgi kundagi muvaffaqiyatli missiyalaridan hisoblangan TESS (Transiting Exoplanet Survey Satellite) kosmik teleskopi tranzit usuli bilan ekzosayyoralarni qidirish uchun maxsus uchirilgan teleskop hisoblanadi [11]. TESS 2018 yilda NASA tomonidan uchirilgan. TESS topgan va aniqlagan ekzosayyoralar TOI (TESS Object of Interest) [21] yoki TIC [1]. (TESS Input Catalog) orttirmasi bilan farqlanadi. Bugungi kunga qadar TESS tomonidan 560 dan ortiq ekzosayyora tasdiqlangan va 7200 ortiq ekzosayyoralarga nomzodlar o‘z tasdig‘ini kutmoqda [misol uchun qarang 22, 23].

Tadqiqotlarni endi boshlagan kosmik missiyalarga 2019 yilda uchirilgan CHEOPS (CHaracterising ExOPlanets Satellite) [24] va 2022 yilda uchirilgan infraqizil kosmik observatoriya JWST (The James Webb Space Telescope) [25,26] teleskoplarini misol qilishimiz mumkin. Aytib o‘tish kerak CHEOPS tranzit usuli yordamida ekzosayyoralarni qidirish va o‘rganish uchun mo‘ljallangan. JWST esa ma’lum ekzosayyoralarni infraqizil diapazonda o‘rganishga mo‘ljallangan.

GJ 3470 xususiyatlari. GJ 3470 (LP 424-4, 2MASS J07590587+1523294, NLTT 18739, TIC 19028197) qisqichbaqa (Cancri) turkumida joylashgan M1.5 spektral tipidagi mitti qizil yulduz bo‘lib, Quyoshdan taxminan 80 yorug‘lik yili masofada joylashgan. GJ 3470 ob’yektining asosiy parametrlari quyidagicha: $\alpha = 07^h59^m05.64^s$, $\delta = +15^\circ23'28.35''$, $m_v = 12.332$, Parallaksi=33.9601±0.0581 mas (mas - milliarcsekundni anglatadi.), $T_{eff} = 3652 \pm 50\ K$, $M_* = 0.51 \pm 0.6 M_\odot$, $R_* = 0.48 \pm 0.4 R_\odot$ [8, 27]. GJ 3470 yulduzi etarlicha yorqin bo‘lganligi sababli u ko‘plab mitti yulduzlar qatori o‘rganilgan [28,29].

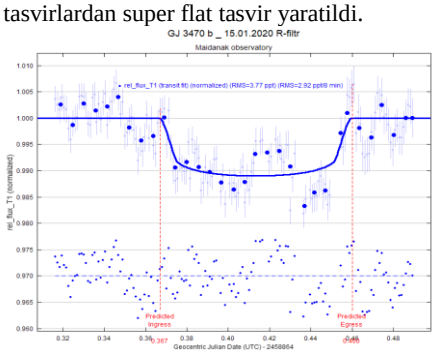
GJ 3470 b ekzosayyorasi 2012 yilda Bonfils va boshqalar tomonidan HARPS spektrografi bilan radial tezlik usulida M mitti yulduzlar atrofida qisqa muddatli sayyoralarni qidirish vaqtida topilgan va uning transit chuqurligi 5.69 ± 0.47 mmag teng ekanligi aniqlangan [30]. GJ3470 b ning tranzit parametrlari Kosiarek va boshqalar(2019) hamda Nascimbeni va boshqalar(2013) tomonidan o‘rganilib aniqlashtirilgan [31,32]. 2020 yilda Scott va boshqalar tomonidan GJ 3470 yulduzi atrofida 3 ekzosayyoraga nomzod aniqlangani haqida hisobot berilgan, biroq bugungi kungacha to‘la tasdiqlanmadi [33]. Ushbu ob’yektni biz ekzosayyoralarni o‘rganishda Maydanak observatoriyasi imkoniyatlarini baholash va uchunchi ekzosayyorani tasdiqlashga urinish uchun qayta o‘rgandik.

GJ 3470 kuzatuvlari. Ma’lumki, obektlarni tanlash quyidagi mezonlar asosida amalga oshirildi: obektning koordinatalari, tizimning asosiy yulduzining yorqinligi ekzosayyoraning orbital davri, tutilish chuqurligi, kuzatishlarni ekzosayyora tutilishi davrida olib borilishi ya’ni efemerid vaqtini hisobga olinishi. Tadqiqot obektlari uchun kuzatishlar ko‘proq bitta obekt ustida olib boriladi, ya’ni har bir obektni kamida 3 ta tranzitini kuzatish kerak bo‘ladi. Ekzosayyoralarning (davrlarning) tutilish vaqtini aniqlash uchun ekzosayyora tizimlarining fazalarini hisoblash kerak.

Ushu maqolada keltirilgan barcha kuzatishlar O‘zbekiston Respublikasi Fanlar akademiyasi Maydanak observatoriyasining 60 sm.li Zeiss-600 (NT-60) teleskopida, yorug‘lik qayt qilgich sifatida FLI NEW ZAQ kamerasidan foydalanilgan. FLI NEW ZAQ kamerasi piksellari soni 1Kx1K, bitta piksel fizik o‘lchami 24 mkm, ko‘rish maydoni (FOV) 11.7x11.7 yoy minut, o‘qib olish shovqini (readout noise) 13 e^- va kuchaytirish koeffisiyenti 5. Tasvirlar R filtrda 60 va 90 sekundlik ekspozitsiya vaqti bilan olingan. Bundan tashqari, kuzatilgan har bir kechada yordamchi bias, dark va flat tasvirlar ikki martadan (ertalab va kechqurun) olingan.

Har bir kecha uchun dark tasvirlar kuzatilayotgan yulduzlar bilan bir xil ekspozitsiya vaqti bilan, flat tasvirlar esa yulduzlar tasviri bilan bir xil filtrlarda olib borildi. 2020 yilning yanvar, fevral, mart oylaridagi kuzatishlarimiz davomida biz NT-60 teleskopida 2304 ishchi ZAQ (zaryadli aloqa qurilma) tasvirini oldik. Ta’kidlash joizki, ekzosayyoralarni kuzatish bugungi kungacha davom etmoqda. Biz kuzatuvlarni asosan R yorug‘lik filtrida olib bordik, ammo o‘rganilayotgan obektlar sohasida kashf etilgan yangi o‘zgaruvchan yulduzlarni o‘rganish uchun B, V, I filtirlarida ham ba’zi kuzatishlar o‘tkaziladi.

Fotometrik tahlil: Ma’lumotlarni birlamchi fotometrik tahlil qilishda LINUX operatsion sistemasida ishlovchi IRAF [2]. (Image Reduction and Analysis Facility) CCDRED paketidan foydalanildi. Birinchi galda birlamchi qayta ishlash uchun zarur bo‘lgan quyidagi super tasvirlar hosil qilindi: (1) Bias (nolinchi satxini siljishi) tasvirlardan super bias tasvir; (2) Dark (ZAQ chipi ajratadigan qorong‘ulik toki) tasvirlardan super dark tasvir; (3) Flat (kechki va tongi shafaqlarda olinadigan yulduzsiz tasvir bo‘lib tasvir yuzasini tekislash uchun ishlatiladi) tasvirlardan super flat tasvir yaratildi.



1-rasm. *GJ3470b ning ravshanlik egri chizig‘i.*

1-jadval. *GJ3470bning orbital parametrlari Maydanakda olingan kuzatuv ma’lumotlari Kosiarek va boshqalar hamda Nascimbeni va boshqalarning ma’lumotlari bilan solishtirilgan*.

Ma’lumki, har bir obyektni o‘rganishda shu obyekt kuzatilgan maydonda mavjud bo‘lgan yulduzlardan solishtirma yulduzlar belgilab olinadi. Bu yulduzlar obyekt o‘zgarishlarini aniqlash uchun juda muhim bo‘lib, solishtirma yulduzlarning o‘z yorqinliklari o‘zgarmas bo‘lishi talab etiladi. GJ3470 ning yorqinligini o‘zgarishini grafigini hosil qilish va orbital parametirlarini aniqlashda WINDOWS operatsion sistemasida ishlovchi AstroImageJ [3] dasturidan foydalanildi. AstroImageJ dasturi o‘rganilayotgan ekzosayyora yorug‘lik egri chiziqlarini olishi bilan, shu ravshanlik egri chiziqlarini tahlil qilish va ekzosayyoraning tranzit parametrlarini hisoblash imkononi beradi. Ushbu obyektning Maydanak observatoriyasida olib borilgan kuzatuvlar asosidagi ravshanlik egri chizig‘i 1- rasmda va ekzosayyora parametrlari 1-jadvalda keltirilgan. Shuningdek bizning natijalar bilan solishtirish uchun yana ikkita GJ3470b bo‘yicha bajarilgan ilmiy ish natijalari keltirilgan.

Parametrlar	**Maydanak kuzatuv ma’lumotlari asosida**	**Kosiarek va boshqalar (2019)**	**Nascimbeni va boshqalar (2013)**
$(R_p/R^*)^2$	0.00603541	0.0040538	0.00674
a/R^*	12.790822897	12.92	13.18
T_0 (2450…)	8864.413010676	6677.727712	6340.72559
T_{14} (kun)	0.0823184	0.07992	0.0799
R_p (R_{jup})	0.4126172	0.3464	0.4542
P (kun)	3.337	3.3366413	3.336649

Birinchi ustunda $(\boldsymbol{R_p/R^*})^2$ - sayyora ko‘ndalang kesim yuzini, yulduz ko‘ndalang kesim yuziga nisbati, $\boldsymbol{a/R^*}$ - katta yarim o‘qni yulduz radiusiga nisbati, $\boldsymbol{T_0}$ ***(JD = 2450...)*** - o‘rta tranzit vaqti, $\boldsymbol{T_{14}}$ - umumiy tranzit davomiyligi, $\boldsymbol{R_p}$ - ekzosayyora radiusi, ***P*** - aylanish davri.

Xulosa. Ushbu tadqiqot GJ 3470b ekzosayyorasining orbital parametrlarini aniqlashga qaratilgan. Maidanak observatoriyasida olingan kuzatuv ma’lumotlari natijalari solishtirma tahlili natijasida ushbu sayyora $(R_p/R^*)^2$ nisbati xatoliklar doirasida Nascimbeni va boshqalar (2013) qiymatiga mos keldi, biroq Kosiarek va boshqalar (2019) olgan qiymatlardan keskin farq qildi. GJ 3470b ning katta yarim o‘qni yulduz radiusiga nisbati a/R^* Kosiarek va boshqalar (2019) olgan qiymatga yaqin bo‘lsada, Nascimbeni va boshqalar (2013) olgan qiymatdan sezilarli farq qildi. Umumiy tranzit davomiyligi (T_{14}) boshqa mualliflar olgan natijalardan ~3.45 minutga farqli bo‘lib chiqdi. Ekzosayyora radiusi (R_p) Kosiarek va boshqalar (2019) olgan natijalariga qaraganda 0.066 ga ortiq farq chiqqan bo‘lsada, Nascimbeni va boshqalar (2013) natijalariga qaraganda 0.0416 ga kam farq qildi. GJ 3470b ning aylanish davri (P) 3.337 kun ekanligi aniqlandi va bu har ikkala mualliflarning natijalari bilan xatoliklar doirasida mos tushdi. Bunday farqlar ega yulduz atrofida gaz-chang buliti borligi yoki ekzosayyora atmosferasi borligiga ishora qilmoqda.

Tashakkurlar: Ushbu tadqiqotni amalga oshirishda qo‘llab-quvvatlagan, yordam bergan ilmiy rahbarim O.A. Burxonovga chuqur tashakkur izhor qilaman. Shuningdek, R.G. Karimov, A. Raximov va O. Parmonovlarga Maydanak observatoriyasida optik kuzatuvlarni o‘tkazishda ko‘rsatgan amaliy yordam va ko‘maklari uchun alohida minnatdorchilik bildiraman.

ADABIYOTLAR

1. https://tess.mit.edu/science/tess-input-catalogue/
2. https://iraf-community.github.io/
3. www.astro.louisville.edu/software/astroimagej/
4. Struve O. Proposal for a project of high-precision stellar radial velocity work // The Observatory, Vol. 72, p. 199-200. 1952
5. Wolszczan A., Frail D. A. A planetary system around the millisecond pulsar PSR1257 + 12 // Nature, Vol. 355, no. 6356. 145-147. 1992.

6. Mayor Michel, Queloz Didier. A Jupiter-mass companion to a solar-type star // Nature, Volume 378, Issue 6555, pp. 355-359, 1995.
7. Mayor M., Bonfils X., Forveille T., et al. The HARPS search for southern extra-solar planets: XVIII. An Earth-mass planet in the GJ 581 planetary system // Astronomy and Astrophysics, vol. 507, no. 1. pp. 487-494. 2009.
8. Plavalova Eva. Taxonomy of the Extrasolar Planet // Astrobiology, vol. 12, issue 4, pp. 361-369. 2012.
9. Plavalova Eva. Classification of Extrasolar Planets: New Horizons // ASP Conference Series, Vol. 496. San Francisco: Astronomical Society of the Pacific, p.375. 2015.
10. Zotos Euaggelos E.; Erdi Balint; Saeed Tareq; Alhodaly Mohammed Sh. Orbit classification in exoplanetary systems // Astronomy & Astrophysics, Volume 634, id.A60, 15 pp. 2020.
11. NASA Exoplanet Archive https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu/
12. Charbonneau D, Brown T M, et al. Detection of Planetary Transits Across a Sun-like Star // ApJ, v. 529. L45-L48. 2000.
13. Borucki William J.; Koch David; et al . Kepler Planet-Detection Mission: Introduction and First Results // Science, Volume 327, Issue 5968, pp. 977. 2010.
14. Ricker, G. R., Winn, J. N., Vanderspek, R., et al. Transiting Exoplanet Survey Satellite (TESS) // Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems, 1, 014003. 2015.
15. Lennart Lindegren and Dainis Dravins. The fundamental definition of “radial velocity” // Astronomy and Astrophysics, v. 401. pp. 1185–1201. 2003.
16. Ottoni G., Udry S., et al. CORALIE radial-velocity search for companions around evolved stars (CASCADES). I. Sample definition and first results: Three new planets orbiting giant stars // Astronomy & Astrophysics, Volume 657, id.A87, 20 pp. 2022.
17. Beaulieu J P, Bennett D P, Fouque P, et al. Discovery of a cool planet of 5.5 Earth masses through gravitational microlensing // Nature, v. 439, pp. 437-440. 2006.
18. Chauvin G., Lagrange A. -M., et al. A giant planet candidate near a young brown dwarf. Direct VLT/NACO observations using IR wavefront sensing // Astronomy and Astrophysics, v.425, p.L29-L32. 2004.
19. Green Daniel ; Matthews Jaymie ; Seager Sara ; Kuschnig Rainer. Scattered Light from Close-in Extrasolar Planets: Prospects of Detection with the MOST Satellite // The Astrophysical Journal, Volume 597, Issue 1, pp. 590-601. 2003.
20. Alonso, R., Auvergne, M., Baglin, A., et al. Transiting exoplanets from the CoRoT space mission. II. CoRoT-Exo-2b: a transiting planet around an active G star // A&A, 482, L21, 2008.
21. Csizmadia Sz., Hatzes A., et al. Transiting exoplanets from the CoRoT space mission⋆. XXVIII. CoRoT-33b, an object in the brown dwarf desert with 2:3 commensurability with its host star // Astronomy & Astrophysics, Volume 584, id.A13, 12 pp. 2015.
22. Koch David G.; Borucki William J.; Basri Gibor; et al. Kepler Mission Design, Realized Photometric Performance, and Early Science // The Astrophysical Journal Letters, Volume 713, Issue 2, pp. L79-L86. 2010.
23. Lissauer Jack J.; Rowe Jason F.; et al. Updated Catalog of Kepler Planet Candidates: Focus on Accuracy and Orbital Periods // The Planetary Science Journal, Volume 5, Issue 6, id.152, 46 pp. 2024.
24. Natalia M. Guerrero, S. Seager, Chelsea X. Huang, et al. The TESS Objects of Interest Catalog from the TESS Prime Mission // The Astrophysical Journal Supplement Series, 254:39 pp. 29, 2021
25. Magliano Christian; Kostov Veselin; Cacciapuoti Luca; et al. The TESS Triple-9 Catalog II: a new set of 999 uniformly vetted exoplanet candidates // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 521, Issue 3, pp.3749-3764, 2023
26. Emilie R. Simpson, Tara Fetherolf, Stephen R. Kane, et al. Variability of Known Exoplanet Host Stars Observed by TESS // The Astronomical Journal, v. 166:72, 10pp, 2023
27. Deline A.; Queloz D.; Chazelas B.; et al. Expected performances of the Characterising Exoplanet Satellite (CHEOPS). I. Photometric performances from ground-based calibration // Astronomy & Astrophysics, Volume 635, id.A22, 11 pp. 2020.
28. Carter Aarynn L., Hinkley Sasha, Bonavita Mariangela, et al. Direct imaging of sub-Jupiter mass exoplanets with James Webb Space Telescope coronagraphy // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 501, Issue 2, pp.1999-2016, 2021
29. Tsai Shang-Min, Innes Hamish, et al. Inferring Shallow Surfaces on Sub-Neptune Exoplanets with JWST // The Astrophysical Journal Letters, Volume 922, Issue 2, id.L27, 11 pp., 2021
30. Kosiarek Molly R., Crossfield Ian J. M., Hardegree-Ullman Kevin K., et al. Bright Opportunities for Atmospheric Characterization of Small Planets: Masses and Radii of K2-3 b, c, and d and GJ3470 b from Radial Velocity Measurements and Spitzer Transits // The Astronomical Journal, Volume 157, Issue 3, article id. 97, 13, 2019
31. Reid I. Neill; Cruz K. L. Meeting the Cool Neighbors. I. Nearby Stars in the NLTT Catalogue: Defining the Sample // The Astronomical Journal, Volume 123, Issue 5, pp. 2806-2821. 2002, table 3, https://cdsarc.cds.unistra.fr/viz-bin/cat/J/AJ/123/2806
32. Salim Samir; Gould Andrew. Improved Astrometry and Photometry for the Luyten Catalog. II. Faint Stars and the Revised Catalog // The Astrophysical Journal, Volume 582, Issue 2, pp. 1011-1031. 2003.
33. Bonfils X., Gillon M., Udry S., et al. A hot Uranus transiting the nearby M dwarf GJ3470. Detected with HARPS velocimetry. Captured in transit with TRAPPIST photometry // Astronomy & Astrophysics, 546, A27. 2012.
34. Kosiarek Molly R.; Crossfield Ian J. M.; et al. Bright Opportunities for Atmospheric Characterization of Small Planets: Masses and Radii of K2-3 b, c, and d and GJ3470 b from Radial Velocity Measurements and Spitzer Transits // The Astronomical Journal, Volume 157, Issue 3, article id. 97, 13, 2019
35. V. Nascimbeni , G. Piotto et al. The blue sky of GJ3470b: the atmosphere of a low-mass planet unveiled by ground-based photometry// Astronomy & Astrophysics, v.559, pp.8, 2013.
36. Scott Phillip; Walter Bradley; et al. GJ 3470 c: A Saturn-like Exoplanet Candidate in the Habitable Zone of GJ 3470 // arXiv:2007.07373, 2020