

AZƏRBAYCAN RESPUBLİKASI

Əlyazması hüququnda

SALMANOV FAMİN TAHİR OĞLU

TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x} və TlGa_{1-x}In_xSe₂ BƏRK MƏHLULLARIN ELEKTRİK, DİELEKTRİK VƏ OPTİK XASSƏLƏRİNƏ QAMMA ŞÜALARIN TƏSİRİ

İxtisas: **2225.01 – Radiasiya materialşünaslığı**

Elm sahəsi: **Fizika**

Elmlər doktoru elmi dərəcəsi almaq üçün təqdim olunmuş

D İ S S E R T A S İ Y A

İddiaçı: _____ f.ü.f.d, dosent Famin Tahir oğlu Salmanov

Elmi məsləhətçilər: _____ f.-r.e.d., professor Rauf Mədət oğlu Sərdarlı

AMEA-nın müxbir üzvü, professor

_____ Oqtay Əbil oğlu Səmədov

BAKİ - 2021

M Ü N D Ə R İ C A T

GİRİŞ	5
I FƏSİL ƏDƏBİYYAT XÜLASƏSİ	43
§ 1.1. Tallium əsaslı laylı və zəncirvari quruluşa malik halkogenidlərin elektrofiziki xassələri.....	43
§ 1.2. $TlB^3C_2^6$ tipli ferroelektrlərdə yayımlı faza keçidləri və bu faza keçidlərinə aşqarların təsiri.....	63
1.2.1. $TlInS_2$ kristallarda yayımlı faza keçidləri və struktur xüsusiyyətləri.....	63
1.2.2. $TlInS_2$ kristalının faza keçidinə təsir edən kation dəyişməsi.....	67
§ 1.3. Bərk cisimli elektrolitlər. Superion keçiriciliyi.....	74
§ 1.4. Kvant ölçü effektlərinin müşahidə şərtləri.....	77
§ 1.5. Kok fraktal ölçüsü.....	80
II FƏSİL $TlB^3C_2^6$ TIPLİ KRİSTALLARIN YETİŞDİRİLMƏSİ VƏ ÖLÇMƏ METODİKASI	93
§ 2.1. $TlB^3C_2^6$ tipli kristalların sintezi və monokristallarının yetişdirilməsi, nümunələrin tədqiqi və hazırlanması metodu.....	93
2.1.1. Monokristalların yetişdirilməsi.....	93
2.1.2. İnterkalyasiya olunmuş $TlInS_2$ monokristallarının alınması.....	96
§ 2.2. Dielektrik xassələrin ölçmə metodu. Spontan polyarlaşmış ferroelektrlərdə elektrik sahəsinin faza keçidlərinə tədqiqat metodu.....	98
§ 2.3. Piroelektrik təzahürün tədqiqat metodu.....	101
§ 2.4. Kompleks dielektrik nüfuzluluğunun ölçmə metodu.....	104
§ 2.5. İmpedans spektrinin tədqiqi metodu.....	115
§ 2.6. Atom Qüvvə Mikroskopu metodu ilə laylı kristalların tədqiqi.....	124
2.6.1 Skanedici zond mikroskopunun (SZM) işləmə metodu.....	124
§ 2.7. Volt-Amper xarakteristikasının ölçmə metodu.....	129
§ 2.8. γ -kvantların tədqiqat metodu.....	131
III FƏSİL. $TlGaSe_2$ -$TlInS_2$ SİSTEMLİ BƏRK MƏHLULLARIN ELEKTRİK VƏ DIELEKTRİK XASSƏLƏRİNƏ γ – ŞÜALARIN TƏSİRİ	135

§ 3.1. $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ sistemli bərk məhlulların lokallaşmış hallar üzrə keçiriciliyinə γ - şüaların təsiri.....	136
§ 3.2. $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ sistemli bərk məhlulların Volt-Amper xarakteristikası və Pull-Frenkel effektinə γ -şüaların təsiri.....	145
§ 3.3. $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ sistemli bərk məhlullarının superior keçiriciliyinə γ - şüaların təsiri.....	155
§3.4. γ -kvantlarla şüalanmış $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ sistemli bərk məhlullarının impedans spektrlərinin tədqiqi.....	167
§ 3.5. γ -kvantlarla şüalanmış $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ sistemli bərk məhlullarının dielektrik sabitinin və impedansının tezlikdən asılılığı.....	170
IV FƏSİL. $TlGaSe_2$ -$TlInSe_2$ SİSTEMLİ BƏRK MƏHLULLARIN ELEKTRİK VƏ DİELEKTRİK XASSƏLƏRİNƏ γ – ŞÜALARIN TƏSİRİ.....	181
§ 4.1. Bərk cisimlərdə şüalanmanın rolu.....	181
§ 4.2. $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ bərk məhlulların lokallaşmış hallar üzrə keçiriciliyinə γ - şüaların təsiri.....	191
§ 4.3. $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ sistemli bərk məhlullarının superior keçiriciliyinə γ - şüaların təsiri.....	197
§ 4.4. γ -kvantlarla şüalanmış $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ bərk məhlullarının impedans spektrlərinin tədqiqi.....	201
§ 4.5. γ -kvantlarla şüalanmış $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ sistemli bərk məhlullarının dielektrik sabitinin və impedansının tezlikdən asılılığı.....	203
§4.5.1. $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ ($x=0; 0,2; 0,3$) bərk məhlullarının müxtəlif temperaturlarda dielektrik sabitinin (ϵ', ϵ'') və impedans spektrlərinin tezlikdən asılılığı.....	203

§4.5.2. γ -kvantlarla şüalandırılmış $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ ($x=0; 0,2; 0,3$) bərk məhlullarının dielektrik sabitinin (ϵ', ϵ'') və impedans spektrlərinin tezlikdən asılılığı.....	213
---	-----

V FƏSİL. VANADIUM ATOMLARI İLƏ AŞKARLANMIŞ $TlInS_2$ KRİSTALININ ELEKTRİK, DİELEKTRİK XASSƏLƏRİNİN TƏDQIQI VƏ

AQM	METODU	İLƏ	SƏTH	PROSESLƏRİNİN
TƏDQIQI				214
§ 5.1. Vanadium atomları ilə aşqarlanmış TlInS ₂ kristallarının elektrik və dielektrik xassələrinə γ - şüaların təsiri.....				214
§ 5.2. TlInS ₂ və TlInS ₂ <V> kristallarının Atom-Qüvvə mikroskopiyaya üsulları ilə Van-der-vaals səthlərinin tədqiqi və onlara γ -şüaların təsiri.....				222
§ 5.3.-kvantlarla şüalanmış TlGa _{1-x} In _x Se ₂ (x=0;0.1;0,2) bərk məhlullarının atom qüvvə mikroskopu ilə səth proseslərinin tədqiqi.....				226
VI FƏSİL. TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x} VƏ TlGa_{1-x}In_xSe₂ SİSTEMLİ BƏRK MƏHLULLARIN OPTİK SPEKTRLƏRİNƏ γ – ŞÜALARIN TƏSİRİ				
246				
§ 6.1. Bərk cisimlərin optik xassələrinin tədqiqi.....				246
§ 6.2. γ – kvantlarla şüalanmış TlGa _{1-x} In _x Se ₂ sistemi bərk məhlulların optik spektrləri.....				251
§ 6.3. γ – kvantlarla şüalanmış TlGa _{1-x} In _x Se ₂ sistemli bərk məhlulların optik spektrləri.....				258
ƏSAS NƏTİCƏLƏR				
269				
DİSSERTASIYANIN ƏSAS NƏTİCƏLƏRİ AŞAĞIDAKI MƏQALƏ VƏ TEZİSLƏRDƏ DƏRC EDİLMİŞDİR				
272				
İSTİFADƏ EDİLMİŞ ƏDƏBİYYAT SİYAHISI				
276				
ƏLAVƏLƏR				
QISALDILMIŞ ADLAR VƏ ŞƏRTİ İŞARƏLƏR				
298				

GİRİŞ

Mövzunun aktuallığı və işlənmə dərəcəsi: Yarımkəçirici materialların müasir texnikanın müxtəlif sahələrində, o cümlədən nanotexnikada geniş praktik tətbiq olunması, tərkibində radiasiya defektləri, müxtəlif xarakterli aşqarlar və digər qeyri-bircinsliliyi olan kristalların tədqiq olunmasını tələb edir. Kristallarda mövcud olan müxtəlif növ defektlər kristalın elektrik keçiriciliyinin temperatur asılılığına, dielektrik və optik xassələrinə və o cümlədən kristalların ion keçiriciliyinə güclü təsir edir.

Yeni funksional və çoxkomponentli materialların tərkib və quruluşunun xüsusiyyətlərinin qanunauyğunluqlarının öyrənilməsi müasir fizikanın ən mühüm vəzifələrindən biridir. Belə qanunauyğunluqların öyrənilməsi, əvvəlcədən müəyyən edilmiş fiziki xüsusiyyətlərə malik yeni, daha səmərəli yarımkəçiricilərin axtarış və alınması üçün elmi əsasları inkişaf etdirməyə və mikroelektronikanın artan tələblərini təmin etməyə imkan verir. Yarımkəçirici birləşmələr əsasında yaradılan bərk məhlullar isə fiziki parametrləri dəyişmək imkanı yaratdığından onların öyrənilməsi xüsusi əhəmiyyət kəsb edir. Bərk məhlulların quruluşunun xüsusiyyəti ondan ibarətdir ki, bu sistemlərdə ideal kristalloqrafiya simmetriyası saxlanılmaqla, nizamsızlıq kristal matrisinin düyünlərinin nizamsızlaşması (translyasiya nizamsızlığı) hesabına yaranır. Anion və kation əvəzlənməsi nəticəsində bərk məhlullarda əvəz edən atomun ölçülərindən asılı olaraq, qəfəs tipi saxlanmaqla elementar özəyin parametrlərinin qismən dəyişməsi baş verir. Bu zaman qəfəsin düyünlərində atomların statik paylanması hesabına kristalların transilyasiya ardıcılığı pozulur və belə qarışıq kristallar nizamsız sistemlərinin analoquna çevrilir.

Bundan əlavə bərk məhlulların tərkibini dəyişməklə öyrənilən yarımkəçirici materialın fotoelektrik, dielektrik və optik xassələri, həmin yarımkəçiricinin qadağan olunmuş zolağın daxilində yerləşən səviyyələr, haqqında məlumat almağa imkan verir.

Apardığımız tədqiqatlar göstərir ki, bu birləmələrdə zona-zona keçiriciliyindən başqa sıçrayışlı keçiricilik müşahidə olunur. Bu da onu göstərir ki, ölçdüyümüz kristallar nizamsız quruluşa malikdirlər. Bu keçiricilik bizim birləşmələrdə lokallaşmış səviyyələr üzrə geniş temperatur intervalında müşahidə olunur. Bu da onu göstərir ki, tədqiq olunan bərk məhlullar nizamsız quruluşa malikdirlər.

Nizamsız materialların enerji spektrlərində spesifik xüsusiyyətlər özünü göstərir: Həmin materiallarda dielektrik xassələrin relaksasiya proseslərinin mexanizmi dəyişir, yük daşınması prosesində səciyyəvi xüsusiyyətlər meydana çıxır.

Xüsusi sinif təşkil edən superionlar, son illər geniş tədqiqatçılar qruplarını özünə cəlb etmişdir. Superionların əsas fərqli cəhətlərindən biri, onlarda anomal yüksək ion keçiriciliyinin olmasıdır. Superionlarda ion keçiriciliyinin qiyməti elektrolitlər üçün xarakterik olan tərtibdə olur. Beləliklə söhbət özünəməxsus hibrid xassələrə malik maddələrdən – maye ərintilər və ya qarışıqlar, mexaniki möhkəm və elastiki bərk cisimlərdən gedir. Superion kristallar iki müxtəlif fazada ola bilər hansı ki bu fazalar keyfiyyətcə bir-birindən fərqlənir. Bu kristallar özlərində kritik temperaturdan aşağıda adi ion kristallara xas xüsusiyyətlərdə (dielektrik faza), kritik temperaturdan yuxarıda isə xüsusi hala-superion halına (elektrolit halına) aid xüsusiyyətləri özlərində daşıyırlar. Göstərilən xüsusiyyətləri özündə daşıyan kristallar superion keçiricilər adlanır.

Fundamental və tətbiqi xarakterli tədqiqatlarda impedans spektroskopiyası metodu geniş istifadə olunur.

Kristalın tam keçiriciliyini öyrənməkdən ötrü işlənən metodika impedans spektroskopiyası metodudur. Bu metodika geniş tezlik intervalında müqavimətin və tutumun tam qiymətini təyin etməyə imkan verir. Yəni ion keçiriciliyi kristalda relaksasiya proseslərini tədqiq edən yeganə eksperimental metodikadır. Bu metodikanın kristallarda müşahidə olunan qodoqraflar hesabına ekvivalent sxemi qurmaq prosesini modelləşdirməyə imkanı verir. Bu metodika superion keçiriciliyin əsas tədqiqat metodikalarından biridir.

İmpedans spektroskopiya metodu elektrokimyəvi və materialşünaslıq tədqiqatlarında, daha dəqiq desək, yükün daşınması hadisələri, fazalararası sərhədlərdə hadisələr və s. baş verən tədqiqatlarda böyük rol oynayır.

Bu məqsədlə, laylı və zəncirvari $TlGaSe_2$, $TlInS_2$, $TlInSe_2$ birləşmələrinin və onların əsasında yaranan bərk məhlullarının alınması, perspektivli birləşmələrin fiziki parametirinə müxtəlif qarışıqların (aşqarların) təsirivə bu parametrlərin geniş bircins sahədə idarə olunması baxımından praktik olaraq mühüm əhəmiyyət kəsb edir.

Dissertasiya işinin məqsədi: Dissertasiya işinin əsas məqsədi $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ və $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ bərk məhlullarının geniş tezlik və temperatur intervalında dielektrik, optik və impedans spektrlərinə qamma şüaların təsirinin xüsusiyyətlərinin mexanizmlərini müəyyənləşdirməkdən ibarətdir.

Qarşıya qoyulan məqsədə çatmaq üçün aşağıdakı məsələlər həll edilmişdir:

- müvafiq texnoloji rejim seçməklə $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ və $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ sistemli bərk məhlullarının sintezi və monokristallarının yetişdirilməsi;

- $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ və $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ sistemli bərk məhlullarının geniş temperatur (100-450 K) və tezlik ($20 \cdot 10^6$ Hz) intervalında sıçrayışlı keçiriciliyinin xüsusiyyətlərinə γ - şüalarının təsirinin tədqiqi;

- γ - kvantlarla şüalandırılmış $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ və $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ sistemli bərk məhlullarının sahə təsiri altında cərəyan sıxlığının və Pul-Frenkel effektinin tədqiqi;

- $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ və $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ sistemli bərk məhlullarının superior keçiriciliyinin xüsusiyyətlərinə γ - şüaların təsirinin tədqiqi;

- geniş temperatur (100-450 K) və tezlik ($20 \cdot 10^6$ Hz) intervalında $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ və $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ sistemli bərk məhlullarının impedans spektrlərinə γ - şüaların təsirinin tədqiqi;

- fundamental udma zolağı oblastında $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ və $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ sistemli bərk məhlullarının optik spektrlərinə γ - şüaların təsirinin tədqiqi;

- γ - kvantlarla şüalandırılmış $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$, $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ sistemli bərk məhlullarının və $TlInS_2 <0.1\%V>$, Atom Qüvvə mikroskopu ilə səth proseslərinin tədqiqi.

Tədqiqat obyektı və metodları:

Tədqiqat obyektləri olan $TlGaSe_2$, $TlInS_2$ və $TlInSe_2$ birləşmələri və onların bərk məhlullarının monokristalları Bricmen-Stokbarqer üsulu ilə yetişdirilmişdir. Sintez olunmuş maddə (5,0-10 q) kvars ampulun içərisinə doldurularaq havasızlaşdırılır. Hal diaqramı və seçilmiş tərkibə əsasən kristalın yetişdirilmə və onun dəmlənmə temperaturu müəyyən edildikdən sonra elektrik sobasında ərimə zonasının temperaturu seçilmiş temperatura uyğun olaraq yığılır və termik tənzimləyici vasitəsi ilə (PIФ-101) avtomatik stabilizasiya olunur, həmçinin dəmlənmə zonasının da temperaturu seçilmiş temperatura uyğun yığıldıqdan sonra termotənzimləyici vasitəsilə stabilləşdirilir. 2-3 saat stabilləşmədən sonra sobaya “0” nöqtəsindən başlayaraq dəmləmə zonasının sonuna qədər 2 koordinantlı yazıcı qurğuya birləşdirilmiş Pt-Pt/Rh termocütü 0,2 sm/ dəq sürəti ilə buraxılır. Dəmləmə zonasının temperaturu maddənin ərimə temperaturunun $\approx 55-60\%$ tərtibində seçilmişdir. Lazimi temperatur qradienti və zonadakı temperatur seçilmiş temperatura uyğun tapıldıqdan sonra yetişdiriləcək maddə kvars ampul ilə birgə hərəkətedici mexanizmə birləşdirilərək sobaya daxil edilir. 1,5-2 saat stabilləşmədən sonra konteyner hərəkətə gətirilir və beləliklə, kristallaşma prosesi başlayır. İşdə istifadə olunmuş bərk məhlulların yetişdirilmə sürəti 1-1,5 mm / saat olmuşdur.

Elektrik keçiriciliyinin ölçmələri dörd zondlu üsulla, “c” oxuna perpendikulyar istiqamətdə, azot kriostatında, kristalın $\approx 0,1$ K/dəq sürətlə kvazistasionar kəsilməz qızdırılması (soyudulması) rejimində aparılmışdır. Elektrik keçiriciliyinin tədqiqatları rəqəmsal immitans E7-25 ölçü cihazında aparılmışdır. Elektrik keçiriciliyinin ölçmələri geniş temperatur (100-450K) və tezlik ($25-10^6$ Hz) intervalında aparılmışdır.

Yarımkəçirici materiallarda cərəyanın keçmə mexanizmi haqqında məlumat almaq üçün nümunələrin Volt-Amper xarakteristikaları 90-300 K temperatur intervalında tədqiq edilmişdir. Ölçmə zamanı sabit cərəyan mənbəyindən və B7-30

elektrometrindən istifadə edilmişdir. Cərəyan kontaktları kimi nümunələrin kristalloqrafik “c” oxuna perpendikulyar və paralel istiqamətdə gümüş pastası çəkilməmişdir.

Optik ölçmələrdə kristalın (001) müstəviləri üzrə doğranmış şəffaf nümunələrin səthindən buraxma və əks olunma spektrlərinin ölçülməsi həyata keçirilmişdir. Həmin nümunələrdə buraxma spektrinin ölçülməsi yerinə yetirilmişdir. 12^0 –yə yaxın normal bucaq altında düşən işığın ölçülməsi “specord 210” spektrofotometrinin köməyiylə yerinə yetirilmişdir. Ölçmələr E \perp C polyarizasiyası ilə otaq temperaturunda yerinə yetirilmişdir. Spektrometrin həll etmə qabiliyyəti 10 nm təşkil edir. Spektrometrin dalğının dəqiqliyi ± 3 nm tərkibində idi. Buna görə də $E_g \pm 0,0004$ eV qədər daha yaxşı dəqiqliklə hesablanır.

İşdə həmçinin ionkeçirici materialların metal kontaktlarında meydana gələn elektrofiziki prosesləri araşdırmaq üçün impedans spektroskopiya metodundan istifadə edilmişdir.

Həmçinin işdə tədqiq olunan materialların səth prosesləri öyrənilmişdir. Səth proseslərinin öyrənilməsinin əsasında, bir-birinə yaxınlaşdıqları zaman tədqiq olunan nümunənin səthi ilə zond arasında yaranan lokal qarşılıqlı təsirin araşdırılması dayanır. Zond mikroskopunun əsas öyrənilmə üsulları skanedici tunel mikroskopu və atom qüvvə mikroskopu hesab olunur.

Kəskin keçirici iynə, skanedici tunel mikroskopunda zond olaraq istifadə olunur. İynənin ucu ilə nümunə arasına işçi gərginlik tətbiq olunur və ucu təxminən 0.5-1.0 nm-ə qədər nümunəyə yaxınlaşdırıldıqda, nümunədəki elektronlar işçi gərginliyin polyarizasiyasından asılı olaraq boşluqdan uca doğru yaxud əksinə, tunel əmələ gətirməyə başlayır. Skanedici tunel mikroskopunda tunelləşdirilmiş cərəyanın ölçülməsi nəticəsində alınan verilənlərə əsasən, topoqrafiyanın görüntülənməsi yerinə yetirilir. Tunel cərəyanını qeyd etmək üçün nümunə və uc yarımkeçirici yaxud keçirici olmalıdır. Ucu əmələ gətirən atomların dalğa funksiyaları ilə üst–üstə düşdükdə, skanedici iynə və səthində yükdaşıyıcıların tunel cərəyanı meydana gəlir. Qeyd etmək lazımdır ki, skanedici tunel mikroskopunda istifadə edilən texnik üsul keçirici olmayan materialların təsvirini vermir.

Müdafiyyə çıxarılan əsas elmi müddəalar aşağıdakılardan ibarətdir:

1. γ -kvantlarla şüalanmış $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ və $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ sistemli bərk məhlullarının 100-300 K temperatur intervalında elektrik keçiriciliyinin sıçrayışlı xarakter daşıyır.
2. γ -şüalanmaya məruz qalmış $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ bərk məhlullarının Volt-Amper xarakteristikalarının qeyri-xətti hissəsində cərəyan zəif sahə effekti ilə şərtlənir və Pul-Frenkelin istilik-sahə nəzəriyyəsi çərçivəsində izah olunur.
3. γ -kvantlarla şüalanmış $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ və $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ sistemli bərk məhlul nümunələrinin elektrik keçiriciliyinin temperatur asılılığında ($\sigma(T)$) otaq temperaturlarından yuxarı temperaturlarda müşahidə olunan sıçrayışşəkilli artım kristalın superior fazaya keçməsi ilə əlaqədardır.
4. γ -kvantlarla şüalanmış $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ və $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ sistemli bərk məhlulların dielektrik nüfuzluğunun tezlik dispersiyası və dielektrik itgi bucağının relaksor xassələri müəyyən edilmişdir. Yükdaşınma mexanizmi 10^5 Hz tezlikdə Fermi səviyyəsi yaxınlığında sıçrayışlı xarakter daşıyır. γ - şüalanmadan əvvəl və sonra keçiriciliyin verilmiş mexanizminin parametrləri qiymətləndirilmişdir.
5. $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ və $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ sistemli bərk məhlullarında kompleks impedans spektrlərinin öyrənilməsi nəticəsində müəyyən edilmişdir ki, γ -şüalanmadan sonra Varburqun diffuziya impedansı yaranır.
6. $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ və $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ sistemli bərk məhlullarında otaq temperaturunda əks olunma və buraxma spektrlərindən qadağan olunmuş zolağın γ -şüalanmanın dozasından və konsentrasiyadan asılılıqları təyin olunmuşdur.
7. Dəyişən elektrik sahəsinin təsiri altında $TlInS_2<V>$ kristalının elektrik keçiriciliyinin tədqiqi nəticəsində müəyyən edilmişdir ki, sıçrayışlı keçiricilik Berns (T_d) temperaturundan aşağıda həyata keçirilir. Foqel-Fulçer temperaturuna qədər (T_f) termoaktivasiyalı, T_f -dən aşağıda aktivasiyasız sıçrayışlı keçiricilik əhəmiyyət kəsb edir.
8. $TlInS_2$ və $TlInS_2 <0.1\%V>$ kristallarının və $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ bərk məhlullarının Atom Qüvvə Mikroskopu metodu ilə tədqiq nəticəsində müəyyən edilmişdir ki,

radiasiyanın təsiri nanoölçülü klasterlərin doyma dərəcəsi artır, molekulların dissosiasiya imkanı güclənir və kritik özləklərin əmələ gəlməsinə səbəb olur.

Tədqiqat nəticəsində əldə edilən elmi yeniliklər aşağıdakılardan ibarətdir:Təqdim edilən dissertasiya işində ilk dəfə olaraq:

1. Müəyyən edilmişdir ki, γ -kvantlarla şüalanmış $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ və $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ sistemli bərk məhlullarının 300-100 K temperatur intervalında elektrik keçiriciliyinin sıçrayışlı xarakter daşıyır və Mott yaxınlaşması çərçivəsində izah edilmişdir.

2. Müəyyən edilmişdir ki, γ -şüalanmaya məruz qalmış $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ sistemi bərk məhlullarının Volt-Amper xarakteristikalarının qeyri-xətti hissəsində cərəyan zəif sahə effekti ilə şərtlənir və Pul-Frenkelin istilik-sahə nəzəriyyəsi çərçivəsində izah olunur.

3. Müəyyən edilmişdir ki, γ -kvantlarla şüalanmış $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ və $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ sistemli bərk məhlul nümunələrinin elektrik keçiriciliyinin temperatur asılılığında ($\sigma(T)$) otaq temperaturlarından yuxarı temperaturlarda müşahidə olunan xüsusiyyətlər kristalın superion halına keçidi ilə bağlıdır.

4. Göstərilmişdir ki, $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ və $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ sistemli bərk məhlullarında kompleks impedans spektrlərinin öyrənilməsi nəticəsində, γ -şüalanmadan sonra Varburqun diffuziya impedansı yaranır.

5. γ -kvantlarla şüalanmış $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ və $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ sistemi bərk məhlullarının dielektrik nüfuzluğunun tezlik dispersiyası və dielektrik itki bucağının relaksor xassələri müəyyən edilmişdir. Göstərilmişdir ki, yükdaşınma mexanizmi 10^5 Hs tezlikdə Fermi səviyyəsi yaxınlığında sıçrayışlı xarakter daşıyır. Müəyyən edilmişdir ki, keçiriciliyin $T=350K$ və 10^6 Hs tezlikdə sıçrayıla artması sistemin superion halına keçməsi ilə əlaqədardır.

6. γ -şüalanmaya məruz qalmış $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ və $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ sistemli bərk məhlullarında otaq temperaturunda 400 -1100 nm spektral diapazonunda əks olunma və buraxma spektrlərindən düzünə və cəpinə qadağan olunmuş zolağın eninin konsentrasiyadan asılılığı təyin olunmuşdur. Müəyyən edilmişdir ki, $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ bərk məhlullarda konsentrasiyanın və şüalanma dozasının artması ilə qadağan

olunmuş zonanın eni artır, $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ bərk məhlulda isə şüalanmadan sonra qadağan olunmuş zonanın eni azalır.

7. Müəyyən edilmişdir ki, dəyişən elektrik sahəsinin təsiri altında $TlInS_2<V>$ kristalının elektrik keçiriciliyinin tədqiqi nəticəsində sıçrayışlı keçiricilik Berns (T_d) temperaturundan aşağıda həyata keçirilir. Foqel-Fulçer temperaturuna qədər (T_f) termoaktivasiyalı, T_f -dən aşağıda aktivasiyasız sıçrayışlı keçiricilik əhəmiyyət kəsb edir.

8. Müəyyən edilmişdir ki, $TlInS_2$ və $TlInS_2 <0.1\%V>$ kristallarının və $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ bərk məhlullarının Atom Qüvvə Mikroskopu metodu ilə tədqiqi nəticəsində radiasiyanın təsiri nanoölçülü klasterlərin doyma dərəcəsini artırır, molekulların dissosiasiya imkanı güclənir və kritik özəklərin əmələ gəlməsinə səbəb olur.

İşinpraktiki əhəmiyyəti:

Dissertasiyada alınmış praktikada istifadə oluna biləcək əsas nəticələr: yaddaş elementləri və çeviricilər, mikrobataryalar, superkondensatorlar, ionistorlar, qamma detektor üçün münasib material kimi istifadə edilə bilər.

Tədqiqatlar göstərdi ki, γ -şüalanmaya məruz qalmış $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ və $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ sistemli bərk məhlullarında otaq temperaturunda 400 -1100 nm spektral diapazonunda əks olunma və buraxma spektrlərindən düzünə və cəpinə qadağan olunmuş zolağın eninin şüalanma dozasının artması ilə dəyişir. Bu xüsusiyyətinə görə bu kristallar fotoxrom kristallar kimi istifadə oluna bilər.

İşin nəticələrinin təsdiq edilməsi və tətbiqi: Dissertasiyanın nəticələri aşağıdakı konfranslarda məruzə edilmişdir: “VII Eurasian conference Nuclear Science and its Application, (Baku, 2014); “Fizikanın müasir problemləri VIII Respublika konfransı” (Bakı, 2014); “BDU-nun Fizika Problemləri İnstitutunun yaradılmasının 10 illiyinə həsr olunmuş “Fizikanın aktual problemləri” IX respublika elmi konfransının materialları” (Bakı 2016); “International youth forum, Integration processes of the world science in the 21th century” (Ganja, Azerbaijan 2016); Международная конференция, посвященная 60-летию Института физики ДНЦРАИи 110-летию Х.И. Амирханова, «Фазовые переходы, критические и нелинейные явления в конденсированных средах» (Махачкала 2017); “XXI Всероссийскую

конференцию по физике сегнетоэлектриков (ВКС – XXI)” (Казан 2017); “International Conference on Nanotechnology: Fundamentals and Applications Toronto, Ontario” (Canada 2017); 11-я Международная конференция «Ядерная и радиационная физика» Международная конференция «Ядро-2017» (Алматы 2017); “XIV Международной научной конференции «Молодежь в науке-2.0’17» (Минск 2017); «Третий междисциплинарный молодежный научный форум с международным участием «Новые материалы» (Москва 2017). Международный форум молодых ученых «BURABAY FORUM: (Qazaxıstan, Astana -2018.) ; Международный научный форум «Ядерная наука и технологии» (Казахстан, Алматы 2019); Материалы XXIV международной конференции, (г. Воронеж, 2019) «Пятый междисциплинарный молодежный научный форум с международным участием «Новые материалы» (Москва 2019)

Dissertasiya işinin yerinə yetirildiyi təşkilatın adı: Təqdim olunan dissertasiya işi Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyasının Radiasiya Problemləri İnstitutunun “Səqnetoelektriklərin radiasiya fizikası” laboratoriyasında yerinə yetirilmişdir.

Çap edilmiş işlər. Dissertasiya işinin mövzusunə aid respublika və xarici elmi jurnallarda 23 elmi əsər, ocümlədən 18 məqalə, 5 konfrans materialı nəşr olunmuşdur.

Dissertasiyanın quruluşu və həcmi. Dissertasiya işi girişdən, altı fəsildən, nəticələrdən və ədəbiyyat siyahısından ibarətdir. Təqdim olunan dissertasiya işində 89 şəkildən, 10 cədvəldən və ümumilikdə 350806 işarələrdən istifadə olunmuşdur.

İşin qısa məzmunu. Girişdə dissertasiyanın mövzusunun aktuallığı əsaslandırılmış, görülən işin məqsədi, elmi yeniliyi, praktiki əhəmiyyəti göstərilmişdir, müdafiəyə çıxarılan əsas müddəalar, aprobeasiya dərəcəsi, nəşrlər barədə məlumat verilmiş, həmçinin işin fəsillər üzrə əsas məzmunu qısaca şərh olunmuşdur.

Dissertasiya işinin **I fəslində** $TiB^3C_2^6$ tipli ferroelektriklərdə yayımlı faza keçidləri, bu faza keçidlərinə aşqarların təsirinə, həmçinin bu sinifə daxil olan $TlGaSe_2$, $TlGaS_2$ və $TlInS_2$ kristalların və onlar arasında yaranan bərk məhlulların elektrofiziki xassələri aid ədəbiyyat materialları geniş təhlil olunmuşdur. Bununla yanaşı I fəsildə bərk cisimli elektrolitlər, superior keçiricilər, kvant ölçülmə

effektlərinin müşahidə şərtlərinə dair, həmçinin $TlB^3C_2^6$ tipli kristalların optik spektrlərinə aid ədəbiyyat məlumatları araşdırılmışdır.

Dissertasiya işinin **II fəslində** tədqiq olunan materialların sintezi və monokristallarının yetişdirilməsi metodu şərh olunmuşdur. Bundan başqa bu fəsilə elektrik və dielektrik xassələrini tədqiq etmək üçün qurğuların sxemi və onların işləmə prinsipi, γ -şüalarının təsirinin tədqiqat metodu verilmişdir. Bununla yanaşı kristalların səthinin mikrorelyefinin atom qüvvə mikroskopu vasitəsilə öyrənilməsi metodu, impedans spektrinin ölçülməsi metodu şərh edilmişdir.

Dissertasiyanın **III fəslə** γ -kvantlarla şüalanmış $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ ($x=0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0$) sistemli bərk məhlulların 100-450K temperatur və $25-10^6$ Hz tezlik intervalında elektrikkeçiriciliyinin və dielektrik nüfuzluluğunun temperaturdan asılılığı, Volt-Amper xarakteristikası, impedans spektroskopiyası tədqiq olunmasından alınmış nəticələr təqdim edilmişdir.

$TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ və $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ sistemli bərk məhlulları $A^{III}B^{III}C^{VI}_2$ ümumi formulda birləşən laylı yarımkəçiricilər sinifinə daxildir. Müasir bərk cisimlər fizikası və bərk cisim elektronikasının inkişaf xüsusiyyətləri strukturun nizamsızlığı ilə əlaqədar materialın xüsusiyyətlərinə əsaslanan yeni fiziki xassələrin istifadəsinə əsaslanır. Əgər struktur matrisin düyünlərinin nüfuz edilməsində ideal kriptografik simmetriya saxlanarsa, bu düyünlərin doldurulması, elektron spinlərinin və s. oriyentasiyasında periodikliyin pozulması səbəbiylə nizamsızlıq ola bilər. Nizamsız materiallar enerji spektrində xüsusiyyətlərin müşahidə olunduğu geniş obyektlər sinifidir. Belə materiallarda dielektrik xüsusiyyətlərinin relaksasiya proseslərinin mexanizmi dəyişir, yükdaşınma prosesində xarakterik xüsusiyyətlər müşahidə olunur.

$TlB^{111}C^{VI}_2$ ümumi formulda birləşə bilən anizotrop kristallar arasında zəncirvari və laylı struktura sahib olan kristallar xüsusi yer tutur. Bu birləşmələr infraqırmızı, görünən və X-ray spektr oblastlarında yüksək həssaslıq nümayiş etdirirlər. Birləşmələrin bu xüsusiyyətinə görə, optoelektron sistemlərdə, fotorezistorlar, fotodetektorlar, rentgen detektorları, nüvə detektorları və s. funksional elementlər kimi istifadə olunur.

Bununla yanaşı, $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ ikili sistemlərinin faza diaqramlarındakı kəsiklər üçün elektrikkeçiriciliyinə tərkibin, quruluşun və γ -şüalanmanın təsirinin öyrənilmişdir. Tədqiqat obyektini kimi, xüsusi ikili sistemlərin seçilməsi aşağıdakı amillərlə izah edilə bilər: $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ sistemləri üçün oxşar monoklin quruluş və elementlərin ion radiuslarının yaxınlığını qeyd etmək vacibdir ($R_{In^{3+}}=0,081\text{nm}$, $R_{Ga^{3+}}= 0.062\text{ nm}$, $R_{Se^{2-}}=0.198\text{ nm}$, $R_{S^{2-}}= 0.184\text{ nm}$). Bu çoxkomponentli birləşmələrdə tərkibin və temperaturun geniş intervalında bərk məhlullarının əvəzləmələrinin mövcudluğunun yüksək olduğu Holdmit qanununa uyğundur.

γ kvantlarla şüalanmış $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ ($x=0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0$) sistemli bərk məhlulların 100-300K temperatur intervalında keçiriciliyinin xüsusiyyəti öyrənilmiş və bu xüsusiyyətlərə γ - şüaların təsiri tədqiq edilmişdir. $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ ($x=0; 0,1; 0,9; 1,0$) sistemli bərk məhlullarının elektrik keçiriciliyinin Arrenius koordinatlarında temperaturdan asılılıqları uyğun olaraq şəkil 1-də verilmişdir.

$TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ ($x=0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0$) sistemli bərk məhlullarının elektrik keçiriciliyinin 100-300 K temperatur intervalında elektrikkeçiriciliyinin temperaturdan asılılığının tədqiqinin nəticələrinə əsasən sıçrayışlı keçiriciliyin mövcudluğunun temperatur və tezlik intervalları müxtəlif dozada şüalanmadan əvvəl və sonra müəyyən edilmişdir.

Tədqiq olunmuş bərk məhlulların elektrikkeçiriciliyinin temperaturdan asılılığından xüsusi keçiriciliyin dəyişməsində iki hissə mövcudluğu göstərilmişdir.

Belə ki, asılılığın 175 ÷ 240 K temperatur aralığı eksponensial səciyyə daşıyır. Göstərilən temperatur aralığında istilikləaktivləşdirilmiş yükdaşıyıcıların icazəli zonada keçiriciliyi üstünlük təşkil edir. Temperaturun sonrakı azalması ilə aşqar yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının azalması müşahidə olunur. Belə ki, tədqiq olunan bərk məhlul nümunələri üçün temperaturun 175 K-dən aşağı qiymətlərində yükdaşıyıcıların donma oblastlarıdır. 175 < T < 240 K temperatur oblastlarında Mott koordinatlarında $\ln\sigma$ -nın $T^{-1/4}$ -dən asılılığından müəyyən edilən koordinatlarda eksperimental nöqtələr düz xətt boyunca yığılır. Bu da bizə onu deməyə imkan verir ki, göstərilən temperatur oblastında şüalanmamış və şüalandırılmış $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}$

x) S_{2x} ($x=0; 0,1; 0,9; 1,0$) bərk məhlullarında yükün daşınması Fermi səviyyəsinin yaxınlığında dar enerji zolağında yerləşən lokallaşmış hallar üzrə yükdaşıyıcıların sıçrayışlı keçiriciliyi vasitəsilə həyata keçirilir.

Keçiriciliyin sıçrayışlı xarakteri üçün səciyyəvi olan əlavə səbəblər nəzərdən keçirilmişdir.

Mott yaxınlaşmasına əsasən keçiriciliyin parametrləri: Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokallaşmış halların sıxlığı (N_F), dərin tələlərin konsentrasiyası (N_t), Fermi səviyyəsinin yaxınlığında lokallaşmış halların enerji fərqi (ΔE) və eləcə də yükdaşıyıcıların sıçrayışlarının orta uzunluğunun (R) qiymətləri hesablanmış, dozadan və tərkibdən asılılıq qrafikləri qurulmuşdur. Tədqiq olunan bərk məhlullar üçün sıçrayışlı keçiriciliyin parametrlərinin dozadan asılılığı kənar tərkiblərlə müqayisədə həllolma oblastında və γ - şüalanma dozasından aslı olaraq əhəmiyyətli dərəcədə dəyişir.

Bərk məhlullarda enerji hallarının lokallaşmasına gətirən əlavə səbəblər nəzərdən keçirilmişdir. $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ bərk məhlulu halında isə defektlərin yaranmasının əlavə nizamsızlığa və bunun nəticəsində ideal kristalda qadağan olunmuş qiymətlər intervalına düşən enerjili yeni lokallaşmış halların meydana çıxmasına gətirən əlavə səbəblər nəzərdən keçirilmişdir.

Laylı və zəncirvari kristallarında defektlərin konsentrasiyası 10^{18} sm^{-3} -ü ötür. Belə sayda defektlərin mövcudluğu Fermi səviyyəsinin yaxınlığında halların yüksək sıxlığı ilə izah olunur. Strukturun defektliliyinin səbəbi $A^3B^3C^6_2$ qrup kristallarının 6-8 mol.%-ə qədər çatan geniş homogenlik oblastının mövcudluğu ola bilər. Homogenlik oblastında seqreqasiya əmsalı vahiddən kiçikdir, buna görə də monokristalların yetişdirilməsi zamanı bərk məhlulda tərkibin stexiometriyadan kənara çıxmasının böyük ehtimalı mövcuddur. Bu da öz növbəsində, layların birləşməsinin böyük miqdarda defektlərinin, vakansiya və dislokasiyaların yaranmasına səbəb ola bilər. Kristallarda müxtəlif defektlərin yaratdığı tələlər yükün daşınması hadisələrində əsas rolu oynayır. Fermi səviyyəsinin yaxınlığında yükdaşıyıcıların sıçrayışları baş verən enerji zolağının enini müəyyən edən aktivləşmə enerjisi praktiki olaraq kristalın bütün elektrik keçiriciliyini təqdim edir.

$TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ bərk məhlulu halında isə defektlərin yaranmasının əlavə nizamsızlığa və bunun nəticəsində ideal kristalda qadağan olunmuş qiymətlər intervalına düşən enerjili yeni lokallaşmış halların meydana çıxmasına gətirən aşağıdakı əlavə səbəblərini göstərmək olar:

- kristal qəfəsinin translyasiya invariantlığı pozulur, yəni kristal qəfəsinin ekvivalent düyünləri qeyri-ekvivalent atomlar tərəfindən tutulmuş olur;

- bərk məhlulda başqa fazaların mikroəlavələrinin, məsələn $TlSe$, $InSe$, $TlInTe_2$ və başqa fazaların mikroözəklərin mövcud olması;

- bərk məhlulun strukturunda, In^{3+} , Ga^{3+} , Tl^{1+} , Tl^{3+} kationlarının qarşılıqlı qismən əvəzlənmələri ilə şərtlənən antistruktur defektlərin olması;

- mövqe nizamsızlığının mövcudluğunun ehtimalı böyükdür. Bu ondan ibarətdir ki, çoxkomponentli bərk məhlullarda bir altqəfəs nizamlı (Tl^{1+} altqəfəsi) olur, ikinci altqəfəsdə isə atomlar zəncirin düyünlərində bir-birini xaotik şəkildə əvəz edir.

Şübhəsiz ki, nizamsızlığın yuxarıda sadalanan növləri quruluşun Fermi səviyyəsinin yaxınlığında elektron hallarının lokallaşmasına səbəb olan nizamsızlaşmasına əlavə töhfə verir.

Bu fəsildə həmçinin $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ (0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0) sistemi bərk məhlulların Volt-Amper xarakteristikası 200÷300K temperatur intervalında və xarici elektrik sahəsinin 0÷3000 V/sm qiyməti aralığında, həm şüalanmadan əvvəl, həm də 0,75 MQR şüalanmadan sonra tədqiq olunmuşdur.

Yarımkeçiricilərdə, dielektriklərdə və onların əsasında alınan birləşmələrdə temperaturun və güclü elektrik sahəsinin təsiri ilə bağlı yaranan ionlaşma səviyyələri Frenkel tərəfindən nəzəri olaraq araşdırılmışdır. Məhz buna görə də göstərilən materialların elektrik sahəsinin təsiri ilə elektrik keçiriciliyinin artmasını Frenkelin termoelektron ionlaşması ilə izah edirlər. Güclü elektrik sahəsində elektrik keçiriciliyinin $\sigma = \sigma_0 e^{\alpha E}$ şəklində eksponensial qanunu ilə artması Pul tərəfindən göstərilmişdir. İlk öncə onu qeyd etmək lazımdır ki, Frenkelin termoelektron ionlaşması elektrodada realizə olunmur, yarımkeçirici və dielektrikin bütün həcmində realizə olunur. Pul-Frenkel effekti nəzəri olaraq çox işlərdə baxılmışdır və təcrübi

olaraq yarımkeçiricilərdə, dielektriklər və onlar əsasında alınan birləşmələrdə aşkar olunmuşdur .

Yarımkeçirici maddələrdə rabitələrin qırılması ilə və ya onların yenidən qurulması ilə əlaqədar çoxlu sayda tutucu tələlər, yəni, valent-alternativ defektlər, həm də konsentrasiyaları eyni olan donor və akseptor tipli defektlərin əmələ gəlməsi mövcud olur ki, bu zaman donor mərkəzləri elektrik keçiriciliyini Pul-Frenkel keçiriciliyinə gətirib çıxarır. Pull-Frenkel effektinin mahiyyəti onunla nəticələnir ki, elektrik sahəsində aktivasiya enerjisinin səviyyəsinin aşağı düşməsi dielektrik və yarımkeçiricilərin cərəyandan asılı olaraq konsentrasiyasının artmasına gətirib çıxarır.

Şüalanmamış və 0,75 MGy radiasiya təsirinə məruz qalmış $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ (0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0) bərk məhlulların müxtəlif temperaturlarda Volt-Amper xarakteristikaları tədqiq olunmuşdur. Alınmış təcrübi nəticələrə əsasən, müxtəlif temperaturlarda və elektrik sahəsinin müxtəlif qiymətlərində Volt-Amper xarakteristikasında xətti və qeyri-xətti ($J \sim U^n$) hissələr mövcuddur. Temperaturun artması ilə omik oblastın kiçilməsi müşahidə olunur və bu zaman kvadratik oblastda keçid gərginliyi kiçik qiymətlərə doğru sürüşür. Belə artım yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının artması ilə əlaqədardır.

Təcrübi məlumatların analizi göstərmişdir ki, güclü elektrik sahəsində ($3 \cdot 10^3$ V/sm) şüalanmadan əvvəl və sonra $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ (0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0) bərk məhlullarında σ -nın E-dən asılılığı Frenkel düsturu ilə yaxşı təsvir olunur.

Təcrübi məlumatlar əsasında $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ (0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0) bərk məhlullarında üçün $\lg \sigma - E$ və $\lg \sigma - \sqrt{E}$ asılılıqları qurulmuşdur.

Göstərilmişdir ki, $\lg \sigma - \sqrt{E}$ koordinatlarının xətti asılılığına uyğun gəlir. Bu da β -Frenkel əmsalının nəzəri ifadəsi ilə yaxşı uyğunlaşır. β -nın temperaturun tərs qiymətindən asılılığını analiz edərkən görünür ki, bu kəmiyyətlər arasında asılılıq düz xəttidir. Eyni zamanda müəyyən edilmişdir ki, $\ln \sigma (E^{1/2})$ asılılığından təyin olunmuş β -

Frenkel əmsalının temperaturdan asılılığı $\beta = \frac{\sqrt{e^3}}{kT\sqrt{\pi\epsilon\epsilon_0}}$ ifadəsinə tabe olur və $\beta \sim 10^3/T$

xəttinin ekspolyasiyası koordinat başlanğıcından keçir.

TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x} (0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0) bərk məhlullarında 200÷300K temperatur aralığında güclü elektrik sahəsində elektrik keçiriciliyindən alınmış nəticələri nəzərə almaqla sərbəst qaçış yolunun uzunluğunu (λ), Frenkel əmsalını (β) və tələlərdən potensial çəpərin maksimumuna qədər olan məsafəni (x_m), eyni zamanda ionlaşmış mərkəzlərin konsentrasiyasının (N_t) hesablamaq mümkündür. Şüalanmadan əvvəl və sonra hesablamaqdan alınmış qiymətlər müqayisəli şəkildə işdə verilmişdir.

Aşkar edilmişdir ki, TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x} (0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0) bərk məhlullarında 0,75 MQR dozada şüalandıqdan sonra cərəyanın qiyməti şüalanmadan əvvəlki qiymətinə nəzərən azalmaqla yanaşı omik oblastdan kvadratik oblasta keçid gərginliyinin qiyməti artır. Bu işə VAX-da müşahidə olunan omik oblastın yüksək gərginlik oblastına tərəf sürüşməsinə səbəb olur. Radiasiya təsirinə məruz qalmış TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x} (0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0) bərk məhlulların güclü elektrik sahəsində Volt-Amper xarakteristikalarının qeyri-xətti hissəsində cərəyan zəif sahə effekti ilə şərtlənir və Pul-Frenkelin istilik-sahə nəzəriyyəsi çərçivəsində izah olunur. Elektrik sahəsində elektrik keçiriciliyinin (σ) qiymətinin artması Frenkelin termoelektron ionlaşması ilə izah olunur ki, bu da tələlərin konsentrasiyasını (N_t), sərbəst qaçış yolunun uzunluğunu (λ), Frenkel əmsalını (β) və tələlərdən potensial çəpərin maksimumuna qədər olan məsafəni (x_m) təyin etməyə imkan verir.

Göstərilmişdir ki, qamma şüalanmadan sonra yaranan radiasiya defektlərinin hesabına yaranan ionlaşma mərkəzlərinin konsentrasiyası artır. Müəyyən edilmişdir ki, TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x} (0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0) bərk məhlullarının $\sigma \sim (E^{1/2})$ asılılıqlarında istilik-sahə Pul-Frenkel effekti nəzərə alınmaqla, Volt-Amper xarakteristikasının qeyri-xətti hissəsi zəif sahə effekti ilə şərtlənir.

Eyni zamanda **bu fəsildə** şüalanmamış və γ -kvantlarla şüalanmış $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ (0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0) sistemli bərk məhlulların 100-450K temperatur intervalında ion keçiriciliyinin xüsusiyyətləri öyrənilmişdir.

Ədəbiyyat məlumatlarının təhlilinə əsasən ion keçiricilik halına elektrik sahəsi ilə induksiyanmış faza keçidinin nəzəriyyəsi kristalda Frenkel defektlərinin qarşılıqlı təsirinin mühüm rolu və elektrik sahəsinin bu defektlərin yaranma enerjisinə təsiri təsəvvürlərinə əsaslanır. İon keçiriciliyə malik kristallarda mövcud olan nizamsızlığın nəticələrindən biri də elektrik ölçmələri zamanı kristalın elektrik keçiriciliyində ion toplanmasının payının artmasından ibarət olmasıdır ki, bu zaman da ion toplanmasının payı elektron toplanmasını bir neçə tərtib üstələyir.

Bərk cisimlərdə ion keçiriciliyin formalaşmasında başlıca amillərdən biri də maddənin quruluş xüsusiyyətlərindən asılıdır:

- kristalın elementar qəfəsində yerini dəyişən ionların sayı ümumi mobilionların sayından çox olmalıdır;

- ionların hərəkət edə bilməsi üçün kristal qəfəsdə bilavasitə «kiçik ölçülü kanallar» olmalıdır. Əgər belə kiçik kanallar olmasaydı yüklü zərrəciklərin bir və ya bir neçə elementar qəfəs daxilində hərəkəti mümkün olardı.

İon keçiricilik üçün kristallokimyevi şərtlərdən biri-anion ilə kation arasındakı məsafə onların ion radiusları cəmindən böyük olmalıdır ki, onların qarşılıqlı yerdəyişməsi üçün geometrik imkanlar yaranmasıdır. Digər şərt isə kristallik quruluşda Pb^{2+} , Bi^{3+} , Tl^+ və s. yəni, yüksək polyarizasiyalı kationlar və ya yüksək polyarizasiyalı struktur elementləri olmasıdır.

0, 0,25 və 0,75 MQR doza şüalanmaya məruz qalmış nümunələrin otaq temperaturundan yuxarı temperaturlarda elektrik keçiriciliyinin temperaturdan asılılığında temperaturun müəyyən kritik qiymətində keçiriciliyin qiymətinin bir neçə tərtib artdığı aşkar olunmuşdur. Keçiriciliyin belə xarakterli artımı həmin kritik temperaturdan yuxarı temperaturlarda ion keçiriciliyinin üstünlük təşkil etdiyini göstərir. İon keçiriciliyinin olmasını göstərən faktlardan biri ondan ibarətdir ki, elektrik keçiriciliyinin temperaturdan asılılıq əyrisində ion keçiriciliyinin mövcud

olduğu temperatur oblastında $\ln(\sigma \cdot T)$ -nin $1/T$ asılılığının xətti qanunauyğunluğa tabe olmasıdır. Təcrübədən alınan qiymətlər əsasında tədqiq olunan bərk məhlullar üçün ion keçiriciliyi üçün xarakterik olan $\ln(\sigma \cdot T)$ -nin $(1/T)$ asılılığı qurularaq xətti qanunauyğunluğa tabe olduğu aşkar edilmişdir.

Otaq temperaturundan yuxarı temperaturlarda $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ ($x=0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0$) sistemli bərk məhlullarda müşahidə olunan elektrik keçiriciliyinin sıçrayışlı dəyişməsini yüksək mobilliyə malik Tl ionlarının sayının kəskin artması ilə izah etmək olar ki, bu da superion halına faza keçidi yaradır.

Bu dəyişmə $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ ($0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0$) sistemli bərk məhlullarının Tl alt qəfəsinin nizamsızlaşması ilə (alt qəfəsin əriməsi) müşayət olunan faza keçidi nəticəsində baş verir. Superion keçiricilər üçün belə keçiricilik halı xarakterikdir.

Ədəbiyyat məlumatlarından məlum olduğu kimi, superion keçiriciliyə malik maddələrdə temperaturun artması ilə elektrik keçiriciliyinin eksponensial artımı ilə yanaşı dielektrik nüfuzluğunun da eksponensial artımı müşahidə olunur və yuxarı temperaturlarda onun qiyməti aşağı temperatur oblastındakı qiymətinə nəzərən dəfələrlə böyük olur. Bərk məhlul nümunələrində $\epsilon(T)$ asılılığının belə davranışı çox ehtimal ki, ionların defektlər üzrə hərəkəti ilə əlaqədardır.

Beləliklə, $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ (**0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0**) bərk məhlulların dielektrik nüfuzluğunun aşağı tezliklərdə böyük qiymət alması, zəif əlaqəli tallium ionları hesabına yaranan ion polyarizasiyası mexanizminə əsaslanır.

Dissertasiya işinin **üçüncü fəslində** həmçinin $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ bərk məhlullarının impedans spektroskopiyası metodu ilə $25 \div 10^6$ Hs tezlik oblastında kompleks impedans, relaksasiya prosesləri araşdırılmışdır və bu proseslərə γ -şüaların təsiri öyrənilmişdir.

Impedans spektroskopiya metodu ionkeçirici materialların metal kontaktlarında meydana gələn elektrofiziki prosesləri araşdırmaq üçün ən əlverişli üsuldür. Xüsusilə, impedans spektroskopiya metal, metal oksid və ya yarımkeçirici elektrod/elektrolit interfeysi, materialların dielektrik və elektrik xüsusiyyətlərini araşdırmaq, elektrokimyəvi reaksiyaların mexanizminin müəyyən olunması, məsaməli

elektrodların, passiv səthlərin xüsusiyyətlərini öyrənmək, elektrokimyəvi batareyaların və polimer örtüklərinin vəziyyətini qiymətləndirmək üçün istifadə olunur. Bütün elm sahələrində, impedans spektroskopiya üsulu ilə əldə edilmiş eksperimental məlumatlar, modelin reallıq kimi qəbul olunmasına baxmayaraq, terminologiyada "model" baxımından şərh edilir. İmpedans spektroskopiyası məlumatlarını şərh etmək üçün istifadə edilən modellər analog və fiziki olur.

Analoq modellər demək olar ki, həmişə elektrik ekvivalent sxem formasına sahibdirlər və sistemin fiziki-kimyəvi xüsusiyyətlərini təsvir edə bilmirlər, lakin onları sxematik olaraq təkrar edirlər. İon ötürücü materiallarda elektrokimyəvi və elektrofiziki proseslərin öyrənilməsi üçün ən əlverişli üsullardan biri, üsulun kifayət qədər yüksək həssaslığı ilə əlaqəli olan impedans spektroskopiyasıdır. Eyni zamanda əldə edilmiş nəticələrin təsvir olunması problemi də var. Bu, ion və ya qarışıq elektron-ion ötürücülük materiallarında proseslərin mürəkkəbliyi ilə bağlıdır.

İmpedans spektroskopiyası nəzəriyyəsinin inkişafı elektrik ekvivalent sxem nümunələrinin qurulmasına yönləndirilməsi, olduqca çətin oldu. Yığılmış təcrübə göstərir ki, nümunələrin elektrik xüsusiyyətləri bəzən rezistor-kondensator modellərinə uyğun gəlmir. Həssaslığı artırmaq üçün ekvivalent sxemə induktivlik və ya mənfəi tutumun nüfuz edilməsi zəruridir. Beləliklə, təbiəti açıq olmayan bir fazada gecikməyə gətirib çıxaran proseslər var. Digər bir problem elektrokimyəvi özəklərin bölüşdürülməsinin olması ilə bağlıdır.

Bu cür obyektlərin nəzəri təsvirində koordinatlar və vaxt funksiyaları yaranır, bunun üçün qismən diferensial tənliyi inteqrasiya etmək tələb olunur. Beləliklə, nümunənin elektrik xüsusiyyətlərini layiqincə təsvir edən ekvivalent sxeminin yığılması ciddi təcrübə və nəzəri tədqiqatlar tələb edir.

0, 25 və 0,75 MQR dozalarında şüalanmış $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ bərk məhlul nümunələrinin impedansının həqiqi və xəyali hissələri ölçülmüşdür. Təcrübə nəticələri əsasında kompleks impedans qodoqrafının təsvirləri verilmişdir.

Bərk məhlul nümunələri üçün kompleks müstəvi qodoqrafın qövsü Z' və Z'' -in kəsişmə nöqtəsində maksimum yarım dairəyə yaxın həqiqi oxa meyillənən əyrini təsvir edir.

Asılılığın belə forması, paralel ekvivalent əvəzətmə sxeminə uyğun gəlir. Bu halda enerji daşınması tək relaksasiya müddəti ilə xarakterizə olunur. İmpedansın xəyali hissəsi, $C_{\text{eff}}R_{\text{eff}}\omega_{\text{max}} = 1$ şərtinə uyğun gələn $f_{(\text{max})}$ tezliklərində maksimum göstərir, burada C_{eff} və R_{eff} ekvivalent sxemin effektiv parametrləridir, $\omega_{\text{max}} = 2\pi f_{\text{max}}$ dairəvi tezlikdir. $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ $x=0, 0.2, 0.4$ olduqda bərk məhlulları üçün impedans qodoqrafları göstərilmişdir, ölçmələr şüalanmadan əvvəl, 0,25 MQR və 0,75 MQR şüalanmadan sonra yerinə yetirilmişdir. Qodoqraf qövsünün yuxarı (uc) hissəsi ω_{max} rezonans tezliyinə uyğun gəlir. Z'' maksimumuna uyğun gələn tezliklərin relaksasiya $f_{(\text{max})}$ müddətləridir. Şüalanmadan əvvəl və 0,25 MQR və 0,75 MQR şüalanmadan sonra $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ bərk məhlul nümunələri üçün tezlik dispersiyasının başlanğıcına uyğun gələn tezliklər müəyyən edilmişdir. Belə ki, bərk məhlulda Z'' maksimumuna uyğun gələn $f_{(\text{max})}$ tezliyində artım müşahidə olunur.

Göründüyü kimi, şüalanmadan əvvəl yerinə yetirilən ölçmələrdə həqiqi oxun mərkəzində yerləşən yarım dairəyə yaxın formaya malik olması yük daşınması prosesinin tək relaksasiya müddəti ilə xarakterizə olunması ilə əlaqələnməmişdir. Qodoqrafın bu növü aşağı müqavimətli və tədrisedici olmayan kontaktlı eynicinsli nümunəyə uyğun gəlir. 0,25 və 0,75 MQR dozada şüalanmadan sonra aparılan ölçmələrdən əldə edilən ($Z'' - Z'$) kompleks müstəvidəki diaqramlar bir paralel RC-zənciri üçün yarım dairəvi olub, diaqramların aşağı tezlikli oblastında şüalarla əks olunub.

0,25 və 0,75 MQR şüalanmadan sonra alınan impedans qodoqraf əyriləri, görünüşünə görə bərk elektrolit və elektrod sərhədi yaxınlığındakı talium ionlarının diffuziyalı daşınması ilə bağlı olan keçiriciliyə əlavə təsirlərin olduğunu göstərir. İmpedans diaqramındakı bu şüalar böyük ehtimal ki, Varburqun diffuz impedansı ilə bağlıdır və bunun əsasında verilmiş diffuziya daşıyıcılarının sinusoidal siqnalının tezlik diapazonunda diffuziya layı sərhəddinə çata bilməməsi dayanır. Varburqun diffuz impedansının meydana gəlməsi, kristalın superior hala keçməsi ilə γ -şüalanmadan sonra müşahidə olunan Tl^{+1} ionlarının diffuziyası hesab olunur.

Müəyyən edilmişdir ki, kristallar radiasiyaya məruz qaldıqdan sonra relaksasiya müddəti azalır. Ekvivalent sxem əvəzləmələri üsulundan istifadə edərək

($Z''-Z'$) kompleks müstəvi diaqramları analiz olunmuşdur. Göstərilmişdir ki, $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ bərk məhlulların γ -şüalanmadan sonra superior halına faza keçidi baş verir.

Üçüncü fəsildə həmçinin γ -kvantlarla şüalandırılmış $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ bərk məhlul nümunələrinin dielektrik nüfuzluluğunun həqiqi və xəyali hissəsinin tezlikdən asılılığının tədqiqi nəticələri verilmişdir.

Nizamsız struktura malik birləşmələrə zəif dəyişən elektrik sahəsi tətbiq etdikdə, müxtəlif temperatur və tezlik intervalında baş verən üç fərqli yükdaşınma mexanizminin mövcudluğunu nəzərə alınmalıdır. Delokalizə olunmuş hallarda yükdaşınması yüksək tezliklərdə baş verir. Lokallaşmış hallar üzərində keçiricilik halında keçiriciliyin tezlikdən asılılığı aşağıdakı qanunla dəyişir: $\text{Re } \sigma(\omega) \sim \omega^s$, burada $0.7 < s < 1$. Bu asılılığı geniş bir tezlik intervalında həyata keçirilir.

Bu asılıq adətən 10^6 Hz tezliklərə qədər həyata keçir. Nizamsız sistemlərdə yükdaşınma mexanizmi sıçrayışlı xarakter daşıyır

Bu mexanizim elektron-fonon qarşılıqlı təsirinə əsaslanan, lokallaşmış hallar arasındakı potensial barier vasitəsi ilə yükdaşıyıcıların tunnəşməsi kimi təmsil oluna bilər. Bu metodda, həm qısamüddətli düzəldilmiş sistemlər, həm də fəzada düyünlərin ardıcıl tənzimlənməsinə dair məsələlər nəzərdən keçirilir. Bu üsulda, $\Psi(\omega)$ funksiyasının tezlikdən asılılığı nəzərə alınır, sabit cərəyan və yüksək tezlikli proseslərin payı nəzərə alınmır. Ədəbiyyat məlumatlarına görə üçölçülü sistemlər üçün $\Psi(\omega)$ funksiyasının fərqli sahələri; sonsuz klasterlər üzərində sıçrayışlar, $\Psi(\omega) \sim 1/\omega$; böyük, lakin sonlu bir klaster halında $\Psi(\omega) \sim \ln\omega$; ikidən çox düyünü olan klaster halında, $\Psi(\omega)$ ω –dan aslı olmur; ikidüynlü sıçrayışlar üçün $\Psi(\omega)$ artan ω ilə azalır. Beləliklə, nizamsız mühitdə dəyişən cərəyanın yükdaşınma prosesinin tədqiqi zamanı eksperimental məlumatların diqqətlə təhlil edilməsi və ən uyğun modelin seçilməsi tələb olunur. Bərk cisimlərin dielektrik parametrlərini ölçərkən impedans spektroskopiyaya metodundan istifadə olunur və bir qayda olaraq, kompleks dielektrik sabitinin $\varepsilon' = \frac{Cd}{\varepsilon_0 S}$ ifadəsindən istifadə olunur. Bu üsul bizə tədqiq olunan obyektlərin qalınlığına və sərhəddəki keçiricilik xüsusiyyətləri haqqında tam məlumat əldə

etməyə imkan verir. Dielektrik sabitinin həqiqi və xəyali hissələri isə $\epsilon'' = tg\delta\epsilon'$ ifadəsinə əsasən hesablanır.

Göstərilmişdir ki, 25 Hs-10⁶ Hs qədər artan tezliklərdə ϵ' zəif azalır və nisbətən aşağı tezliklərdə kəskin aşağı düşür, yüksək tezliklərdə ($f > 10^3$ Hs) ϵ' f-dən zəif aslı olduğu və 10⁶Hs tezliklərində ~18,0 qiymətini aldığı göstərilmişdir. Yüksək tezliklərdə TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x} bərk məhlullarında x=0 olduqda ϵ' 10 dəfə azalır, x=0.1 tərkibi üçün ϵ' 2 dəfə, x=0.2 üçün isə ϵ' 1.5 dəfə azalır. ϵ' və ϵ'' tezlik dəyişməsinin təbiəti TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x} bərk məhlullarında dielektrik sabitinin relaksasiya dispersiyası mövcudluğunu göstərir.

Yüksək tezliklərdə TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x} bərk məhlullarında x=0 olduqda ϵ' 10 dəfə azalır, x=0.1 tərkibi üçün ϵ' 2 dəfə, x=0.2 üçün isə ϵ' 1.5 dəfə azalır. ϵ' və ϵ'' tezlik dəyişməsinin təbiəti TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x} bərk məhlullarında dielektrik sabitinin relaksasiya dispersiyası mövcudluğunu göstərir.

TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x} kristalların dielektrik sabitinin (ϵ'') xəyali hissəsinin tezlik asılılığında tezlik dispersiyası mövcuddur, lakin şüalanmadan əvvəl və qamma şüalanmaya məruz qalmış nümunələrdə tezlik asılılığı zəifdir. Məlumdur ki, dielektriklərdə aktivləşdirmə və relaksasiya prosesləri, kompleks dielektrik sabitinin xəyali hissəsinin ϵ'' tezlikdən asılılığında maksimumla müşahidə olunur. Həm ilkin həm də şüalanmış nümunələr üçün ϵ tezliyin artması ilə azalır. Bu cür dəyişiklik keçiriciliyin artmasına xarakterikdir, çünki $\epsilon \sim \sigma(\omega) / \omega$, ifadəsini nəzərə alaraq $\epsilon'' \sim \omega^{-(1-s)}$ ifadəsini yazı bilərik.

TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x} bərk məhlullarının dielektrik itgilərinin tangens bucağının tezlikdən asılılığının nəticələri verilmişdir. Bərk məhlulların bütün nümunələri üçün $f \sim 10^3$ Hs tezlik intervalında $tg\delta(f)$ asılılığında maksimum müşahidə olunur və 10⁶ Hs tezlikdə minimuma düşür. $f_p = 10^3$ Hs tezlik dispersiyasının və relaksasiya müddətinin $\tau = 10^{-3}$ qiyməti hesablanmışdır. $tg\delta(f)$ bərk məhlul kristallarında relaksasiya itgilərinin mövcudluğunu və aktiv keçiriciliyinin olduğunu göstərir.

TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x} bərk məhlulların həmçinin ac-keçiriciliyinin tezlikdən asılılığı şüalanmadan əvvəl, 0,25 və 0,75 Mqr dozada şüalandıqdan sonra verilmişdir.

10^6 Hz tezlikdə bərk məhlulların ac-keçiriciliyində təxminən 10 dəfə kəskin artım müşahidə olunur. Qamma şüalanma keçiriciliyin tezlikdən asılılığına zəif olaraq təsir edir. 350 K-də $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ bərk məhlulların artıq superior fazada olması, bu temperaturda keçiricilikdə ionların iştirak etməsi ilə və sistemin nizamsız olması ilə əlaqədardır. Beləliklə, bu şərtlərdə radiasiyanın təsiri ilə yaranan əlavə defektlər keçiriciliyin tezlikdən asılılığına təsir göstərməz.

Məlumdur ki, $TlB^3C^6_2$ qrup kristallarda keçiricilik Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokallaşmış halların, fononların iştirakı ilə və dəyişən uzunluqlu sıçrayışın köməyi ilə otürülür. $\sigma_{ac}(f)$ asılılığının xarakterik xüsusiyyətindən görünür ki, $\sigma_{ac} \sim f^{0.6}$ kiçik tezliklərdə $f \sim 5 \cdot 10^5$ Hz olduqda bu asılılıq $\sigma_{ac} \sim f^{0.8}$ qanununa tabedir. Bu cür asılılıq Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokallaşmış halların keçirilməsi ilə əlaqədardır.

Dielektrik nüfuzluğunun tezlik dispersiyası və dielektrik itki bucağının relaksor xassələri müəyyən edilmişdir. Göstərilmişdir ki, yükdaşınma mexanizmi 10^5 Hz tezlikdə Fermi səviyyəsi yaxınlığında sıçrayışlı xarakter daşıyır. γ şüalanmadan əvvəl və sonra keçiriciliyin verilmiş mexanizminin parametrləri qiymətləndirilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, keçiriciliyin $T=350$ K və 10^6 Hz tezlikdə sıçrayışla artması sistemin superior halına keçməsi ilə əlaqədardır.

Dissertasiyanın **IV fəslində** γ -kvantlarla şüalanmış $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ ($x=0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0$) sistemli bərk məhlulların 100-450 K temperatur və 25- 10^6 Hz tezlik intervalında elektrikkeçiriciliyinin və dielektrik nüfuzluluğunun temperaturdan asılılığının, superior keçiriciliyinin və impedans spektroskopiyasının tədqiq olunmasından alınmış nəticələr təqdim edilmişdir.

$TlGa_{1-x}In_xSe_2$ ($x=0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0$) sistemli bərk məhlullarının elektrik keçiriciliyinin 100-300 K temperatur intervalında elektrikkeçiriciliyinin temperaturdan asılılığının tədqiqinin nəticələrinə əsasən sıçrayışlı keçiriciliyin mövcudluğunun temperatur və tezlik intervalları şüalanmadan əvvəl və sonra müəyyən edilmişdir və Arrhenius koordinatlarında temperaturdan asılılıqları uyğun olaraq şəkil 8-də verilmişdir. Göstərilən asılılıqda 180÷260 K temperatur aralığı eksponensial səciyyə daşıyır. 180<T<260 K temperatur oblastlarında Mott

koordinatlarında $\ln\sigma$ -nın $T^{-1/4}$ -dən asılılığı şəkil 8-ə əlavələrdə verilmişdir və göstərilmişdir ki, müəyyən edilən koordinatlarda eksperimental nöqtələr düz xətt boyunca yığılır. Bu da bizə onu deməyə imkan verir ki, göstərilən temperatur oblastında şüalanmamış və şüalandırılmış $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ ($x=0; 0,1; 0,2; 0,3$) sistemi bərk məhlullarında yükün daşınması Fermi səviyyəsinin yaxınlığında dar enerji zolağında yerləşən lokallaşmış hallar üzrə yükdaşıyıcıların sıçrayışlı keçiriciliyi vasitəsilə həyata keçirilir

Mott yaxınlaşmasına əsasən keçiriciliyin parametrləri: Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokallaşmış halların sıxlığı (N_F), dərin tələlərin konsentrasiyası (N_t), Fermi səviyyəsinin yaxınlığında lokallaşmış halların enerji fərqi (ΔE) və eləcə də yükdaşıyıcıların sıçrayışlarının orta uzunluğunun (R) qiymətləri hesablanmış, dozadan və tərkibdən asılılıqları verilmişdir.

Göstərilmişdir ki, Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokallaşmış halların sıxlığı (N_F), dərin tələlərin konsentrasiyasının (N_t) qiymətləri bərk məhlulun tərkibindən və şüalanma dozasından aslı olaraq artır, Fermi səviyyəsinin yaxınlığında lokallaşmış halların enerji fərqi (ΔE) və eləcə də yükdaşıyıcıların sıçrayışlarının orta uzunluğunun (R) qiymətləri isə bərk məhlulun tərkibindən və şüalanma dozasının artması ilə azalır. Keçiriciliyin sıçrayışlı xarakteri üçün səciyyəvi olan əlavə səbəblər nəzərdən keçirilmişdir.

Dissertasiya işinin hazırkı paraqrafında $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ (0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0) sistemli bərk məhlulların 100-450K temperatur intervalında ion keçiriciliyi və bu keçiriciliyə γ -şüaların təsirinin nəticələri verilmişdir.

$TlGa_{1-x}In_xSe_2$ (0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0) sistemli bərk məhlulların 100-450K temperatur intervalında elektrik keçiriciliyinin temperaturdan ($\sigma(T)$) asılılığı şüalanmadan əvvəl və 0,25 MQr dozada şüalandıqdan sonra tədqiq edilmişdir və temperaturun müəyyən kritik qiymətində keçiriciliyin qiymətinin bir neçə tərtib artdığı aşkar olunmuşdur. Keçiriciliyin belə xarakterli artımı qeyd etdiyimiz kimi, həmin kritik temperaturdan yuxarı temperaturlarda ion keçiriciliyinin üstünlük təşkil etdiyini göstərir. Bu çür dəyişmə qeyd etdiyimiz kimi, otaq

temperaturundan yuxarı temperaturlarda müşahidə olunan elektrik keçiriciliyinin sıçrayışlı dəyişməsinə yüksək mobilliyə malik Tl ionlarının sayının kəskin artması ilə izah etmək olar ki, bu zaman superior halına faza keçidi baş verir.

Tədqiq olunan $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ (0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0) sistemli bərk məhlulların aktivləşmə enerjisinin qiymətləri $\sigma \cdot T = \sigma_0 \cdot \exp(-\Delta E^a / kT)$ ifadəsinə əsasən hesablanmış və bu qiymətlərin konsentrasiyadan və dozadan aslı olaraq dəyişməsi işdə verilmişdir.

Həmçinin qamma şüalanmaya məruz qalmış $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ sistemli bərk məhlullarının kompleks impedansı tədqiq edilmişdir və şüalanma dozəsindən əvvəl və sonra impedans qodoqrafları verilmişdir.

Şüalanmadan əvvəl yükdaşınma prosesi tək relaksasiya müddəti ilə xarakterizə olunur, lakin 0,25 MQR dozadan sonra bərk məhlulların qodoqraf əyriləri bir paralel RC- zənciri üçün yarım dairəvi olub, diaqramların aşağı tezlikli oblastında şüalarla əks olunur. Qodoqraf əyrilərindəki bu şüalar qeyd etdiyimiz kimi, Varburqun diffuz impedansı ilə bağlıdır.

Dəyişən elektrik sahəsində nizamsız sistemlərdə yükdaşınma hadisəsinin öyrənilməsi praktik və fundamental əhəmiyyət daşıyır. Eyni zamanda əsas məqsəd məlum nəzəriyyələr əsasında yükdaşınma mexanizmini müəyyən etməkdir.

Dördüncü fəsildə $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ bərk məhlullarında elektrik keçiriciliyinin təbiətini geniş temperatur (180, 230, 300K) və tezlik (25-10⁶Hz) intervalında öyrənərək yükdaşınma mexanizmini müəyyən edilmişdir.

Tədqiq olunan tezliklər intervalında $Z'(f)$ və $Z''(f)$ əyrilərində kəskin azalma müşahidə olunur, lakin tədqiq olunan spektrlərdə tezliyin daha da artması ilə asılılığın zəifləməsi müşahidə olunur. Bu da impedans spektrlərində dispersiyanın varlığı göstərir.

$TlGa_{1-x}In_xSe_2$ bərk məhlullarının müxtəlif temperaturlarda impedans qodoqraf əyriləri verilmişdir. Alınan qodoqraf əyrilərini iki relaksasiya mexanizminin olmasını göstərən iki hissəyə ayırmaq olar. $Z''(Z')$ asılılığının yüksək tezlik hissəsi tədqiq olunan bərk məhlullarının böyük əksəriyyətində relaksasiya prosesi ilə əlaqəlidir. Bərk məhlulların impedans qodoqrafının aşağı tezlikli hissəsində relaksasiya

mexanizmi, səthyanı oblastda daşıyıcıların konsentrasiya qradientinin olması ilə əlaqəli olan diffuziya mexanizmi ilə əlaqəlidir. Beləliklə, bərk məhlul nümunələrində enerjinin itməsi mexanizmi keçiriciliklə əlaqəli və relaksasiya polyarizasiyası ilə əlaqəli itgilərdən ibarətdir. Bərk məhlulun tərkibləri üçün kompleks qodoqrafın qövsü yüksək tezliklərdə mərkəzləri həqiqi oxda olan yarım dairəyə yaxın əyriləri təsvir edir və yükdaşınma prosesi bir relaksasiya müddəti ilə xarakterizə olunur.

Bu halda, $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ bərk məhlullarının impedans qodoqrafı 0, 0.2, və 0.3 tərkibləri üçün elektrik dövrəsinin impedans komponentlərindən istifadə edərək ekvivalent sxemi təsvir edilmişdir. Bu cür qodoqraf, aşağı müqavimətli və təcridedici kontaktlı olmayan bircins nümunələrə uyğundur. Yüksək tezliklər hissəsinə uyğun belə bir ekvivalent sxemmüəyyən edilmişdir. 300 K temperaturda impedans qodoqraf əyrilərində aşağı tezliklər oblastında müşahidə olunan şüalar bərk elektrolit və səth yaxınlığında diffuz ion daşınması əlaqələndirilir.

$TlGa_{1-x}In_xSe_2$ bərk məhlulların 180, 230 və 300K temperaturlarda kompleks dielektrik sabitinin həqiqi və xəyali hissələrinin tezlikdən asılılığı göstərilmişdir. Elektrik sahəsinin ölçülmə tezliyinin artması ilə kompleks dielektrik komponentlərinin qiymətlərində azalma müşahidə olunur ki, bu da dispersiyanın mövcudluğunu göstərir.

$TlGa_{1-x}In_xSe_2$ bərk məhlullarının 180, 230 and 300 K temperaturlarda dielektrik itgilərinin tangens bucağının tezlikdən asılılığında bütün tərkibləri üçün 180 K temperaturda və $\nu \sim 10^2$ Hz tezlikdə $tg\delta(f)$ asılılığında maksimumdan keçir. Müşahidə olunan xüsusiyyətlər, relaksasiya mexanizminin və dielektrik itgilərinin dispersiyası ilə əlaqədardır. $tg\delta(f)$ asılılığında iki maksimumun olması iki relaksasiya müddətinin olması ilə əlaqələndirilir.

Şüalanmamış və 0,25 MQR dozada şüalandırılmış $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ x=0; 0,2; 0,3 bərk məhlullarının dielektrik nüfuzluluğunun həqiqi və xəyali hissəsinin tezlikdən asılılığı öyrənilmişdir. Elektrik sahəsinin ölçmə tezliyinin artması ilə kompleks impedans komponentlərinin qiymətlərinin azalmasının müşahidə olunması dispersiya xassələrini aşkar edir. Müəyyən edilmişdir ki, tezliyin 10 -dan 10^6 Hz artması ilə ϵ' zəif azalır və nisbətən aşağı tezliklərdə kəskin aşağı düşür, yüksək tezliklərdə

($f > 10^3$ Hz) ϵ' f -dən zəif aslı olduğu və 10^6 Hz tezliklərində $\sim 18,0$ qiymətini aldığı göstərilmişdir. $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2$ bərk məhlul kristalları üçün yüksək tezlikli dielektrik sabitinin bu qiymətləri eyni zamanda optik dielektrik sabitinin ϵ' qiyməti ilə eynidir. 0.25 MQR doza ilə qamma şüalanmaya məruz qalan nümunələrin tezlik dispersiyasının təbiəti zəif dəyişir. Yüksək tezliklərdə $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2$ bərk məhlullarında $x=0$ olduqda ϵ' 10 dəfə azalır, $x=0.2$ tərkibi üçün ϵ' 2 dəfə, $x=0.3$ üçün isə ϵ' 4 dəfə azalır. ϵ' və ϵ'' tezlik dəyişməsinin təbiəti $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2$ bərk məhlullarında dielektrik sabitinin relaksasiya dispersiyası mövcudluğunu göstərir.

Şüalanmamış və 0,25 MQR dozada şüalandırılmış $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2$ bərk məhlullarının $T=300$ K temperaturda ac-keçiriciliyinin tezlikdən asılılığı öyrənilmişdir. Şəkillərdən görüldüyü kimi, 10^6 tezliyində bərk məhlulun ac keçiriciliyinin təxminən 10 dəfə kəskin artımı müşahidə olunur.

Elektrik keçiriciliyinin tezlikdən asılılığına radiasiyanın təsiri praktik olaraq qeyd olunmur. Bu onunla əlqədardır ki, tədqiq edilən bərk məhlullar 300 K temperatur və 10^6 tezliyində superior fəzada yerləşir, bu temperaturda və bu tezlikdə keçiricilik əsasən ionlaşmış və sistem nizamsızlaşmışdır. Beləliklə, bu şəraitdə əlavə defektlər radiasiyaya məruz qaldıqda elektrik keçiriciliyinin tezlik asılılığına təsir göstərmir.

Tədqiq olunan bütün tərkiblər üçün $f = 10^2$ və $10^5 - 10^6$ Hz tezlik sahələrində iki xüsusiyyət müşahidə olunur. Beləliklə, dəyişən sahədə yükdaşınma mexanizmi aşağıdakı amillərin təsiri ilə müəyyən ediləcək:

a- tədqiq olunan $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2$ əvəzetmə bərk məhlullarında Ga ilə In translyasiya nizamsızlığının və nöqtəvi defektlərin varlığı;

b - tezlik dispersiyasının mövcudluğu- yükdaşınma mexanizminə təsir göstərir;

c- elektrik keçiriciliyinin mexanizmi, delokallaşmış hallarda sərbəst-fononlardan fononların iştirakı ilə lokallaşmış hallarda sıçrayışlı keçiricilik halına keçə bilən temperatur faktorunun olması;

d - yüksək temperaturlarda elektrik daşınmasının təbiətinə təsir edən bloklayıcı kontaktların olması, yəni elektrikkeçiriciliyindəki ion keçiriciliyinin əhəmiyyətli rol oynamağa başlayanda.

Müəyyən edilmişdir ki, zəif dəyişən elektrik sahələrində Fermi səviyyəsinin yaxınlığında lokallaşmış hallar üzrə yükdaşıyıcıların sıçrayışlı mexanizmi ilə həyata keçirilir. Parametrlərin kəmiyyətə qiymətləndirilməsi effektiv orta nəzəriyyə və Mott yaxınlaşması çərcivəsində aparılmışdır.

Dissertasiyanın V fəslində vanadium atomları ilə aşqarlanmış $TlInS_2$ kristallarının elektrik və dielektrik xassələrinin və atom qüvvə mikroskopiyaya üsulları ilə van-der-vaals səthlərinin tədqiqi nəticələri verilmiş və bu xüsusiyyətlərə γ - şüaların təsiri öyrənilmişdir.

$TlInS_2$ kristalının bəzi qarışıqlarla aşqarlanması, nizamsız faza oblastında dielektrik həssaslığının artmasına gətirib çıxarır. Relaksasiyanın səbəbinin nanoölçülü polyar domenlərin meydana çıxmasının olması və bu da, nizamlı fazanın dipol və seqnetoelektrik şüşələrin vəziyyətindən öncə gəlməsinə səbəb olduğu müəyyən olunmuşdur. Relaksasiya vəziyyətinin əmələ gəlməsinə gətirib çıxaran aşqar atomları, öz növbəsində, yarımkəçirici-seqnetoelektrik $TlInS_2$ kristalının qadağan olunmuş zonasında tutma səviyyələrini meydana gətirir. Bu səviyyələri dolduran yük daşıyıcılar fazaca məhduddur və nəticə olaraq, bu vəziyyətdə keçiricilik, potensial çəpərdə tunel yoluyla həyata keçirilir. Vanadium atomları ilə aşqarlanmış $TlInS_2$ kristallarında yük daşıma prosesi müşahidə olunan zaman həmçinin ölçüsüz faza oblastında aktivasiyasız temperaturdan asılı olmayan sıçrayışlı keçiricilik müəyyən olunmuşdur.

Vanadiylə aşqarlanmış $TlInS_2$ kristalının dielektrik nüfuzluğunun temperatur asılılığı $\epsilon(T)$ öyrənilmişdir. $TlInS_2<V>$ kristalında $\epsilon(T)$ asılılığının yayılmış maksimumlarının dəyişməsi, tezliyin 1 kHs-dən 1 MHs-ə kimi artması zamanı 5K təşkil edir. Güman etdiyimiz kimi, $TlInS_2<V>$ kristalında relaksasiya vəziyyətinin yaraması şərti, faza keçidi temperaturunun, lokal mərkəzlərin termolmasının temperatur oblastı ilə uyğunlaşmasıdır. Relaksasiyaların xassələrini, birləşmələrin enerji halına təsir edən az miqdarda qatışığı tətbiq etməklə əhəmiyyətli dərəcədə

dəyişmək olar. Bu halda dielektrik nüfuzluğunun maksimal temperaturunun dəyişməsi bir neçə dərəcəyə çata bilər. Yayılmış fazlalı keçidlərə malik seqnetoelektriklərin əhəmiyyətli bir xüsusiyyəti, onlarda dielektrik nüfuzluğu T_m temperaturundan yuxarıda Kuri- Vayss qanunu ilə deyil, $\varepsilon^{-1/2} = A + B(T-T_0)$ qanunu ilə dəyişməsidir. $\varepsilon(T)$ asılılığının yayımlı təbiəti relaksor halın olması üçün zəruri şərtidir

Vanadiylə aşqarlanmış $TlInS_2$ birləşməsində radiasiya defektlərinin formalaşması üçün ən çox ehtimal olunan mexanizm qarışıq vanadium atomunun çox laylı ionlaşmasıdır. Əmələ gələn defekt kristalın qadağa zonasındakı enerji səviyyələrini artırır, bu səviyyələrin termoldurulması, şüalanmamış birləşmə ilə müqayisədə nisbətən daha aşağı temperturda baş verir. Yəni, seqnetoelektrik şüşənin mövcud olduğu oblast genişlənir.

$TlInS_2<V>$ kristalının 1kHs-1MHs tezlik intervalında, verilmiş elektrik sahəsində, $\sigma(T)$ elektrik keçiriciliyinin və dielektrik nüfuzluğunun temperatur asılılığının tədqiqinin nəticələri təqdim olunmuşdur. $T_d - T_f$ temperatur intervalında $\sigma(T)$ asılılığı Mott qanunu ilə təsvir olunur və sıçrayışlı keçiricilik mexanizminə cavab verir. Məhz bu temperatur oblastında $TlInS_2<V>$ seqnetoşüşə halındadır. $T_f = 170K$ -dən aşağı olan temperatur intervalında, keçiricilik praktik olaraq temperaturdan asılı olmur. $TlInS_2<V>$ kristalının $T=200K$ temperaturdakı elektrik keçiriciliyinin tezlik asılılığının tədqiqinin nəticələri verilmişdir. 10^3-10^6 Hs tezlik oblastlarında elektrik keçiriciliyi $\omega^{0.8}$ qanunu ilə dəyişir. Bu Fermi səviyyəsinin yaxınlığında lokalizə edilmiş hallara görə yük daşıyıcıların sıçrayışlı mexanizmini göstərir. Dəyişən elektrik sahəsinin təsiri altında $TlInS_2<V>$ kristalının Mott yaxınlığına çərçivəsində parametrlər hesablanmışdır. Sıçrayışlı keçiriciliyin Berns (T_d) temperaturundan aşağıda həyata keçdiyi göstərilir. Foqel-Fulçer temperaturuna qədər (T_f) termoaktivasiyalı, T_f -dən aşağıda aktivasiyasız sıçrayışlı keçiricilik yer tutur.

Dissertasiyanın beşinci fəslində $TlInS_2$ və vanadiumla (V) aşqarlanmış $TlInS_2 <0.1\%V>$ kristallarının və $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ ($x=0; 0.1; 0.2$) bərk məhlullarının səthlərində əsas fiziki qanunauyğunluğu müəyyənəndirilməsi və nanosəviyyədə

səthlərin strukturlaşmasına təsir edən ümumi kinetika proseslərinin öyrənilməsi verilmişdir .

İdarə edilən ölçülərə və xassələrə sahib nanostrukturların yaradılması və öyrənilməsi ən mühüm texnoloji problemlərdən biridir. Bunun əsas səbəbi, bu problemin həcmnin nanoelektronika, materialşünaslıq və sahələrdə inqilabi dəyişikliklərlə bağlıdır. Nanaostruktur elementlərinin ölçülərinin azaldılması, mikroelektron cihazların işlənməsində əsas rol oynayan bir çox xassələrin öyrənilməsində əsas rol oynayır.

Bu fəsilə plastik deformasiyanın şüalanmış laylı kristalların səthlərində əsas fiziki qanunauyğunluğun müəyyən edilməsi və onların nanosəviyyələrdə səth strukturlaşmasına təsir edən ümumi kinetika araşdırılıb.

Zond metodu, nanosəviyyələrin struktur quruluşunun formasını aydın təsvir edəcək, onların yaranması və inkişafının mexanizmlərini və şərtlərini müəyyən etməyə imkan verir. Nanoölçülü struktur elementlər, səthin xüsusiyyətlərini dəyişir və səthin bir çox elektrik, fiziki və mexaniki parametrlərində dəyişikliklərə səbəb olan aşağı ölçülü kvant effektləri göstərirlər.

Laylı kristallar güc baxımından müxtəlif tip əlaqəlidirlər. Bölünmə müstəvisi boyunca güclü kovalent və ya ion-kovalent əlaqələr və laya perpendikulyar zəif molekulyar “Van-der-Vals” əlaqələri reallaşır. Laylı yarımkəçirici kristallar elektrik, mexaniki, optik və digər xassələri anizotropik xüsusiyyətlərinə malik olur. Sadalanan xüsusiyyətlərlə əlaqəli olaraq, laylı-zəncirvari yarımkəçirici kristallar $TlGaSe_2$, $TlInSe_2$ və onlar əsasında alınmış bərk məhlullar tədqiqat üçün aktualdır.

Atomun nizamlılığı baxımından kristal səthlərinin dağılması asan deyil. Əmələ gələn səth gərginliyi atomların səth təbəqəsində dayanıqsız bir vəziyyət yaradır. Xarici atom təbəqəsinin relaksasiyası səthdən sonra gələn atom layının yerdəyişməsinə gətirib çıxarır. Xüsusən, qələvi metal xalkogenid kristalların tədqiqatları kristal quruluşun, ən az beş laydan daha çox dərinlikdə həcmə yaxınlaşır, bəzi kristallar üçün bu dərinliyi onlarca atom təbəqəsini keçə biləcəyini göstərir. Təmiz səthlərdə olan prosesləri öyrənmək üçün ən uyğun obyektlər mükəmməl laylara sahib olan kristallardır, məsələn, laylı kristallar.

Bu baxımdan laylı kristallar və onlar arasında yaranan bərk məhlullarının Van-der-Vals səthində nanoölçülü boşluqların meydana gəlməsinin tədqiqi böyük maraq kəsb edir. Yüksək davamlılıq səthin kiçik nahamarlığı və qırılmış əlaqələrin yoxluğu, TlGaSe_2 - TlInSe_2 bərk məhlullarının səthinin qəlpələnmə morfologiyasını havada və otaq temperaturunda atom-qüvvə mikroskopiyası (AQM) metodu ilə tədqiq etməyə imkan verir.

Deformasiyanın laylı TlInS_2 və vanadiylə aşkarlanmış TlInS_2 $\langle 0.1\% \text{V} \rangle$ kristallarının səthlərində əsas fiziki qanunauyğunluğun müəyyənəndirilməsi və onların nanosəviyyədə səthlərin strukturlaşmasına təsir edən ümumi kinetika prosesi məsələsi qoyulub. Aşağıda büzmələnmiş və dislokasiya olunmuş strukturların səthli qatlarda evolusiya və formalaşma xassəsinin qanunauyğunluğu və onların fərqli stadiyalarda səthli strukturların kinetikasının təsirinə baxılır. TlInS_2 və TlInS_2 $\langle 0.1\% \text{V} \rangle$ qatlı kristalların Van -der -Vals səthi qatında struktur formalaşmaların həndəsə ölçüləri və profilləri atom-quvvə mikroskopiyası ilə müəyyən edilmişdir. Visser elementlərin formalaşma təbiətinə görə, təbii məişəli oksidləşmə prosesi ilə yanaşı gedən həm başlangıç həm də sonuncu deformasiya stadiyasında səthlərin qatlarının deformasiyasının məsuliyyətli olması müşahidə olunur. Plastik axının xüsusiyyətlərinə cavab verən amillərin təhlili aparılıb. Bu baxımdan laylı TlInS_2 kristalının Van- der -Vaals səthində nano ölçülü boşluqların meydana gəlməsinin tədqiqatları maraqlı olur. Təyin olunu bki TlInS_2 kristalının Van-der-Vals səthində plastik deformasiya nəticəsində müxtəlif formada xətti qüsurlar və nanölçülü oyuqlar yaranır.

Bu işin məqsədi otaq temperaturunda Atom Güc mikroskopu metodundan istifadə edərək parçalanma üsulu ilə əldə edilmiş TlInS_2 və $\text{TlInS}_2 \langle 0.1\% \text{V} \rangle$ səviyyəsində olan morfologiyayı öyrənməkdir. Atom Güc mikroskopu tədqiqatları üçün nümunənin Van-der-Vals səthini, monokristalın bir neçə yuxarı layların yapışan lentlə havada uzaqlaşdırılırdı. Atom qüvvə mikroskopunun skan masasında araşdırılacaq Van-der-Vals səthinin sonrakı quruluşunun uzunluğu və ölçülməsi 2-3 dəqiqə aşmırdı. Skan sahəsi mikroskop interfeysinə quraşdırılmış yüz ölçülü böyütmə ilə bir video kamera ilə təyin olunmuş, $\sim 5 \times 5 \text{ mkm}^2$ seçilmişdir. Araşdırmaların

AtomGüc mikroskopunun görünüşlərindən təmiz bir TlInS_2 kristalının altlığının nahamar orta-kvadratik dəyəri $\sim 0,053$ nm idi, yəni bu səthi hamar-atomlu hesab etmək olar. Səthin üstündə adsorbsiya olunmuş molekullar, nizamlı bir şəkildə səthdə yerləşmiş nanoölçülü klasterlər formalaşdırır. Bu sahədə tədqiqat marağı 100 nm-dək qədər olan müxtəlif nanostrukturaların əldə edilməsi ilə bağlıdır.

Hava atmosferində $T=300\text{K}$ alınmış, Atom-qüvvə-mikroskopu şəkilində 3D miqyasında TlInS_2 və $\text{TlInS}_2 <0.1\%V>$, ayrı viskerli nanoəməllər müşahidə olunurdu, hansılarki konusvari formaları almışlar. TlInS_2 və $\text{TlInS}_2 <0.1\%V>$ kristallarının 2D-şəkilləri alınmışdır.

Hündürlüklərin maksimal fərqi seçilmiş səth istiqamətində (0001), 40 nm təşkil edir və büzülmüş uzun alır, hansının ki eninə TlInS_2 kristalının səthinin özünü təşkil etmə prosesi baş verir. Bu, təbəqə arasında bağlanma qüvvələrinin mexaniki davamlılıq və anarmoniyanın anizotropiyasına səbəb olur. Müəyyən edilmişdir ki, özünən təşkil olunmuş, büzmələnmiş strukturlar, bir neçə nanometr hündürlük fərqlə fraktal profiloqrammaları var.

TlInS_2 kristalının yuxarı layında, sahədə (001) çoxbucaq formasın almış, əmələ qələn nanoölçülü qovuglar müşahidə olunur. Nanoölçülü qovugların formalaşması, kovalent əlaqələrin qırılması nəticəsində baş verir. Bu defekt Vanadium atomlarının yeridilməsi zamanı baş verir. $\text{TlInS}_2 <0.1\%V>$, səthindəki nanoadalar əsasən V_2S_3 klasterləridi. $\text{TlInS}_2 <0.1\%V>$ yuxarı layındakı çox bucaqlı vəziyyətdə olan nanoölçülü oyuqlar göstərilmişdir.

Nanoölçülü oyuqlar əsasən skanlama xətti boyunca yerləşdirilib. Bu deyilənlərə əsasən, xüsusən vanadiumla aşkarlanmış TlInS_2 kristalının nanoölçülü oyuqlar iynəvari forması, katod emitterlərin yarımkəçirici sahə cihazları üçün istifadəsi cəlbədidir. Nanoölçülü qovuglar yaranma vaxtında yuxarı layda kovalent əlaqəsinin qırılmasından sonra TlInS_2 atomları damcıya yığılaraq qatlararası sahəyə tökülür. Onlar səthin növbəti aşağı layının molekulyar qüvvələri ilə bağlıdır. TlInS_2 kristalının belə bir kiçik səthinin meydana gəlməsi ədəbiyyat məlumatlarından müşahidə edilmişdir.

Nanoölçülü oyuqlara düşən vanadi atomları, dəfələrlə nanoölçülü oyuqların divarından əks olunaraq, bir biri ilə toqquşur. Bu təsir nəticəsində nanoölçülü qovugların doyma dərəcəsi artır, molekulların dissosiasiyası imkanı güclənir və kritik özəklərinəmələ gəlməsinə səbəb olur. Coxlu sayda rüşeymlərin tez əmələ gəlməsi, artımı və koalesensiyası metalın kataliz təsiri vaxtı baş verir. Konusvari klasterlərin artımı, TlInS_2 kristalının (001) səthi boyunca daxil olan vanadi atomların sayəsində baş verir.

Göstərilmişdir ki, Atom Qüvvə Mikroskopu metodu ilə tətqiq olunan laylı bərk məhlullarının profiloqrammaları və qıstoqrammaları ölçülmüşdür. Səthin spontan fasetləşmənin səbəbi, səthin sərbəst enerjisinin kristoloqrafik oxa nisbətinin bu səthin istiqamətindən asılılığıdır. Əgər düz səthin böyük xüsusi səth enerjisi varsa, spontan “tələlər və oyuqlar” strukturuna çevrilir. Bu ümumi sahənin artmasına baxmayaraq, səthin tam sərbəst enerjisini azaldır.

Nəticədə ortaya çıxan nahamar quruluş minimum sərbəst səth enerjisi ilə müəyyən edilir .

Dissertasiyanın beşinci fəslində həmçinin γ -kvantlarla şüalanmış $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2$ ($x=0;0.1;0.2$) bərk məhlullarının atom qüvvə mikroskopu ilə səth proseslərinin tədqiqi nəticələri verilmişdir.

$\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2$ bərk məhlullarının laydaxili və layarasında olan kimyəvi birləşmələrin anizotropiyası ilə hamar səthin kiçik sıxlıqlı səth vəziyyətini əldə etmək olur.

Tədqiq olunan nümunələrin səth xüsusiyyətləri haqqında az məlumat olduğundan, skanlanma $\sim 14 \text{ mkm}^2$ ölçülərindən başlamışdır. Skanlama nəticələri əsasında skanlamanın optimal sürəti götürülmüşdür. Sonra skanlama sahəsi ən kiçik tərəfə dəyişdirildi. Skanlama nəticələrinə görə skanlama parametrləri aşkar edildi. Bu parametrlərə ilkin olaraq zondun rezonans tezliyinin tərpəniş seçimi aiddir və ölçülən səthin zondla olan minimal məsafəsini təyin edir. Həmçinin skanlama sürəti (2-3 mkm/s ərzində), skanlama addımı və əks əlaqə artımı götürülürdü. Araşdırmalar otaq temperaturunda keçirilmişdir.

Skan metodu ilə səthin 2D təsviri bölünmə istiqamətində və çəkilmiş profiloqrammaverilmişdir. Göstərilmişdir ki, profil hündürlüyü 4-7 nm arasında fərqlənir, lakin lateral ölçülər 10 nm çata bilir.

$TlGa_{1-x}In_xSe_2$ ($x=0; 0,1; 0,2$) bərk məhlullarının səthinin bir hissəsinin atom-qüvvə-mikroskopu tərəfindən onlarla mikronun sırası ilə skanlama, səthin strukturunu və onun morfolojiyasını dəyişdirməmişdir. Nahamar strukturların baş verməsinə səth boyunca atomların istiqamətli köçməsi ilə izah etmək olar ki, səthdə yarımkeçirici dalğavari və pilləli strukturların inkişafına səbəb olur.

$TlGa_{1-x}In_xSe_2$ ($x=0; 0,1; 0,2$) bərk məhlullarının yuxarı layında, (001) sahədə çoxbucaq formasını almış nanoölçülü klasterlər müşahidə olunur. Nanoölçülü klasterlərin formalaşması, laylı kristalların yuxarı qatın kovalent əlaqələrin qırılması nəticəsində baş verir. Bu defektlər radiasiya təsiri zamanı yaranır. Nanoklasterlərin formalaşması $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ ($x=0; 0,1; 0,2$) bərk məhlullarında laylarında kovalent əlaqələrinin qırılması nəticəsində baş verir.

Nanoölçülü klasterlər yaranan zaman yuxarı layda kovalent əlaqəsinin qırılmasından sonra In atomları damcıya yığılaraq layarası sahəyə tökülür.

Radiasiyanın təsiri nanoölçülü klasterlərin doyma dərəcəsini artır, molekulların dissosiasiya imkanı güclənir və kritik özəklərin əmələ gəlməsinə səbəb olur. Çox sayda nanoölçülü klasterlər rüseymlərin tez əmələ gəlməsi, artımı və koalesensiyası metalın kataliz təsiri vaxtı baş verir. Radiasiya təsiri nəticəsində konusvari klasterlərin artımı baş verir. $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ ($x=0; 0,1; 0,2$) bərk məhlullarının laylara perpendikular təsir edən qüvvənin mövcudluğu və plastik deformasiya, dislokasiyaların sürtünmə yolu ilə həyata keçirilir. Təcrübəmizdə $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ ($x=0; 0,1; 0,2$) bərk məhlulların deformasiya təsiri altında parçalanması, cəmlənmiş yüklənmə şəklində əyilməyə səbəb olur. Tədqiq olunan bərk məhlulların aşağı səthində maksimum deformasiya meydana gəlir və elastik səthlərində dəyişikliklər səbəbindən artan xarici yükləmə ilə mövcud olur.

Nanoölçülü oyuqların hündürlük ölçüləri 7-14 nm çatır. Növbəti skanlama hündürlük ölçüsünü artırmadan, nanoölçülü klasterlərin sıxlığını artırmışdı. Struktur səthi defektlər bazis sahəsində (001) formalaşır. Vakansiyaların kiçik enerjili yaranışı

radiasiya defektlərin bu sahədə üstünlük təşkil etməsi ilə əlaqədardır. Laylı-zəncirvari kristalların konusvari piramidal sürtünmə sahəsində baş verən plastik axın $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2$ ($x=0; 0,1; 0,2$) bərk məhlullarının səthinin 6 nm qədər yayılmasına uyğun digər layların tərpənişinə səbəb olur və $\sim 7\div 8$ lay əhatə edir. Horizontal layarası yarıqların bu cür nanoölçülü oyuqların konusvari divarlarında olması nanoölçülü oyuqların yaranması və tez əmələ gəlməsinə imkan vermir.

$\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2$ ($x=0; 0,1; 0,2$) bərk məhlullarının səthində yaranan nanoobyektlərin tərkibinin müəyyən olunması səbəbilə onların rentqenodifraktometrik refleksləri öyrənilmişdir. Təsvir olunan nanofraqmentlərə əsasən çox gümanki həmin nanoobyektlərin In elementləri ilə (radiasiya təsirindən sonra) formalaşdığı müəyyən olunmuşdur. $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2$ ($x=0; 0,1; 0,2$) bərk məhlullarının səthindəki obyektlər əsasən In klasterləri hesabınadır.

Nanoölçülü klasterlər əsasən skanlama xətti boyunca yerləşdirilib. Xüsusən radiasiya təsiri olmadan təmiz $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2$ ($x=0; 0,1; 0,2$) bərk məhlullarının nanoölçülü klasterlərin iynəvari forması, katod emitterlərin yarımkeçirici sahə cihazları üçün istifadəsi cəlbədidir.

$\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2$ ($x=0; 0,1; 0,2$) bərk məhlullarının Van-der-Vals səthində morfologiyası araşdırılıb. Qəlpələnmə üsulu ilə əldə olunan $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2$ ($x=0; 0,1; 0,2$) bərk məhlullarının Van-der-Vals səthində kiçik səth sıxlığının yerləşməsi ilə nanofraqmentlər müşahidə olunur. Bu cür Atom Güc Mikroskopu təsvirləri çoxlu sayda laylı kristallara xasdır. Atomlararası əlaqələrin içində və lay arasında olan fərqlər, laylı kristalın fiziki xüsusiyyətlərinin anizotropiyasına səbəb olur. Tədqiq olunan bərk məhlullarda layları arasında və içində olan kimyəvi əlaqələrin anizotropiyasına əsasən qəlpələnmə üsulu ilə, hamar atomlu səthi əldə etmək olur.

Atom Güc mikroskopu obrazında piramidal formaya malik olan ayrı nanoölçülü klasterləri müşahidə etmək olar. Atom Güc mikroskopu təsvirində laylı kristal səthi ilə zond arasında olan qarşılıqlı təsir və atmosferin ətrafdakı digər təsirlərin nümunəyə təsirini nəzərə almaq lazımdır. Van-der-Vals səthindəki defektlərin və adsorbsiyalı hissəciklərin qeyri-bərabər sistemi özünü təşkil edərək

balansın minimum enerji ilə bir səth yaratması ilə nəticələnir. Bu cür proseslərin Van-der-Vals səthində nahamar səkində strukturlar formalaşır.

Laylı-zəncirvari kristalın nahamar səthinin yuxarı hissələrində bazis və piramidal kristaloqrafik sahələrdə kooperativ dislokasiya prosesləri nəticəsində özünü təşkil etməklə formalaşması ehtimal olunmalıdır. Minimum amplitud qiymətlər və böyük dövr qiymətləri ilə xarakterizə edilən maksimumda, periodik dəyişmə ilə sadə bir nahamar səth müşahidə olunmuşdur. Onlar özünə məxsus defektlərin formalaşması və laylı kristalın dərinliyində oksid nanoölçülü klasterlərin mövcud olmasına görə məsuliyyətlidirlər.

Bu cür çoxüzlü formada bazis səthində olan səthi defektlər (nöqtəli defektlərin klasterləri) atom qüvvə mikroskopu ilə aşkar olunur.

Kristalların mexaniki xüsusiyyətlərinə göstərilən faktorlar təsir edir: kristallik qəfəsin tipi, aşqarın olması, radiasiyanın təsiri, kristalın deformasiya gücünə əsasən istiqamətliliyi deformasiyanın temperaturu və sürəti, ölçüsü, forması və kristalın səth vəziyyəti və s.

$TlGa_{1-x}In_xSe_2$ ($x=0; 0,1; 0,2$) bərk məhlullarının səthində Van-der-Vals səthinin yuxarı qatında nanoölçülü oyuqlar forması, lateral ölçüsü və bölüşdürülməsi, materialın texnoloji çökmə şərtlərindən, interkalant klasterlərin tipindən (elektromənfilik, atom ölçüsü), ölçülərdən səthi gərginlik paylanmasından asılıdır. Müasir nanoelektronika yeni nəsil qurğuların, işıq və termoelektrik enerjisi çeviricilərin yaradılmasını tələb edir. Bu məqsəddə nail olmaq üçün işıq enerjisindən elektrik enerjisinə çeviricilər və elektrik enerjisini güclü anizotropik yarımkeçirici birləşmələri əsasında polarizə işıq halına gətirirlər.

Dissertasiyanın VI fəslində fundamental udma oblastında 0; 0,01; 0,02; 0,05 və 0,25 MQr dozada şüalanmış $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ və $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ sistemli bərk məhlullarının optik xassələrinin tədqiqi nəticələri verilmişdir.

$TlInS_2$ və $TlGaSe_2$ kristalları və onların bərk məhlulları spektrin görünən oblastında böyük fəthəssaslığı, şəffaflığın geniş spektral diapazonu, seqnetoelektrik və piroelektrik xassələrinə malik olduğundan optoelektron cihazların alınmasında cəlbedici edir. Yüksək kütlə sıxlığı səbəbindən, tallium tərkibli xalkogenidlər

radiasiyanın aşkarlanması üçün perspektivli materiallar sayılır. Laylı xalkogenid birləşmələri, qadağan olunmuş zonasını geniş bir enerji intervalında idarə olunan (0,6-2,4 eV) fotokeçiricilikdə istifadə olunan mürəkkəb kristallik quruluşlarda hazırlana bilər.

Bir çox optik spektroskopiya işləri normal işıq istiqaməti altında təbəqə müstəvisinə perpendikulyar aparılmışdır. Tərs qadağan olunmuş zonanın kənarından yuxarıda optik keçidlərin üstünlük təşkil etməsi məlum olmuşdur. Fərqli sadələşdirilmiş yanaşmalar düzünə qadağan olunmuş zonanın $E_{dg}^{d}=2.08-2.23$ eV və tərs qadağan olunmuş zonanın $E_{g}^{i}=1.83-2.13$ eV aralığında qadağan olunmuş zonanın qiymətlərini çıxartmaq üçün istifadə olunmuşdur. Qadağan olunmuş zonanın enerjisinin dəyişməsi TlGaSe₂ kristalının müxtəlif politiplərinin mövcudluğundan əlaqələndirilmişdir.

Bu fəsilə, 0, 0,01; 0,02; 0,05; 0,25 MQR doza intervalında şüalandırılmış TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x} və TlGa_{1-x}In_xSe₂ sistemli bərk məhlullarının otaq temperaturunda buraxma spektrlərinin tədqiq nəticələri verilmişdir. Bu tədqiqatın məqsədi γ -şüalanmadan sonra tədqiq olunan bərk məhlulların optik xassələri haqqında yeni məlumatlar əldə etməkdən ibarət olmuşdur.

Araşdırmaların əsas məqsədi izomorf, eyni zamanda kation-anion yerdəyişməsi zamanı TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x} və TlGa_{1-x}In_xSe₂ sistemli bərk məhlullarının fundamental udma oblastında optik xassələrin öyrənilməsindən ibarətdir.

TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x} (x= 0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0) sistemi bərk məhlulların 0 MQR, 0,01 MQR, 0,02 MQR, 0,05 MQR və 0,25 MQR şüalanmaya məruz qalmış nümunələrinin otaq temperaturunda udma spektri öyrənilmişdir. Təcrübi nəticələrə əsasən 300K temperaturda udma əmsalı uyğun olaraq TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}(x= 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0) sistemli bərk məhlullarda 5 sm⁻¹ və 110 sm⁻¹ təşkil edir

TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x} və TlGa_{1-x}In_xSe₂ nümunələri üçün qadağan olunmuş zonanın düzünə və cəpinə optik udma enerji keçidi müvafiq olaraq ($\alpha^{1/2}-\hbar\omega$) və ($\alpha^2-\hbar\omega$) asılılıqlarından istifadə edərək $\alpha^2=0$ və $\alpha^{1/2}=0$ qiymətlərinə kimi düz xəttin aşağı qırıq-qırıq hissəsinin ekstropolyasiyasından əldə edilir.

Ədəbiyyat məlumatlarından istifadə edərək udma əmsalını aşağıdakı kimi təyin olunur $\alpha = \frac{1}{d} \ln \left(\frac{(1-R)^2 + [(1-R)^4 + 4R^2 T^2]^{\frac{1}{2}}}{2T} \right)$. Burada R əks olunma (0,2605⁽²²⁾), α - optik

udma əmsalı və d isə nümunənin qalınlığıdır.

Əks olunma ölçüləri təbii laylardan qəlpələnmə yolu ilə alınan nümunələrdə aparılmışdır və nümunələrin qalınlığı $\alpha d \gg 1$. Təcrübədə istifadə olunan nümunələrin qalınlığı $d \approx 300 \mu\text{m}$ civarında götürülmüşdür.

Yuxarıda qeyd olunan kimi, fundamental udma əmsalı əksər yarımkeçiricilərdə aşağıdakı qanunauyğunluqla təyin olunur: $\alpha \hbar \omega = B(\hbar \omega - E_g)^n$, burada $\alpha \hbar \omega$ udma əmsalı, $\omega = 2\pi\nu$ -bucaq tezliyi, n -sabitdir və n indeksi 1/2, 3/2, 2 və 3 qiymətləri ala bilər, asılılığın təbiəti elektron keçidinin udma spektrindən asılıdır. Spektrin yüksək enerji oblastında $n=1/2$ düzünə icazə verilmiş keçidi göstərir, $n=3/2$ qadağan olunmuş düzünə keçidi, spektrin aşağı enerji hissəsində $n=2$ çəpinə icazə verilmiş keçidi, $n=3$ qadağan olunmuş çəpinə keçidi göstərir.

Otaq temperaturunda şüalanmadan əvvəl və 0,01 MQr, 0,02 MQr, 0,05 MQr və 0,25 MQr şüalanmaya məruz qalmış $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ ($x= 0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0$) bərk məhlulların nümunələrinin düzünə və çəpinə icazəli optik keçidlərin fotonun enerjisindən spektral asılılığı öyrənilmişdir. 0-0,25 MQr doza intervalında TlGaSe_2 üçün 1.90–1.98 və 2.06 - 2.11 TlInS_2 kristalı üçün isə 2.32 - 2.35 eV and 2.27- 2.32 eV qiymətləri arasında dəyişmə müşahidə olunmuşdur.

0 MQr, 0.01 MQr, 0.02 MQr, 0.05 MQr və 0.25 Mrad şüalanmaya məruz qalmış $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ ($x= 0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0$) bərk məhlulların nümunələrinin düzünə və çəpinə qadağan olunmuş zolağın eninin konsentrasiyadan asılılıq əyrilərindən verilmiş və müəyyən edilmişdir ki, $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ sistemi bərk məhlullarda konsentrasiyanın və şüalanma dozasının artması ilə qadağan olunmuş zonanın eni artır.

Qeyd etdiyimiz kimi bu fəsildə həmçinin $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2$ ($x= 0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0$) sistemli bərk məhlullarının fundamental udma oblastında optik xassələrin öyrənilməsinin nəticələri verilmişdir.

Təcrübi nəticələrə əsasən $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2$ ($x= 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0$) sistemi bərk məhlullarını 0 MQR və 0,05 MQR şüalanmaya məruz qalmış nümunələrdə 300K temperaturda udma əmsalı uyğun olaraq şüalanmamış nümunələrdə 5 sm^{-1} və 140 sm^{-1} , 5 MQR dozada şüalanmış nümunələrdə isə 10 sm^{-1} və 70 sm^{-1} təşkil edir.

Şüalanmadan əvvəl və 0,05 MQR şüalanmaya məruz qalmış $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2$ ($x= 0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0$) bərk məhlulların nümunələrinin düzünə və çəpinə icazəli optik spektrlərinin fotonun enerjisindən asılılıqları verilmişdir.

0 MQR və 0,05 MQR –də şüalanmaya məruz qalmış $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2$ ($x= 0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0$) bərk məhlulların nümunələrinin düzünə və çəpinə qadağan olunmuş zolağın eninin qiymətlərinin konsentrasiyadan asılılıqları verilmişdir.

Udma əmsalının foton enerjisindən asılılığından göründüyü kimi xətti udma tədqiq olunan bərk məhlullarda kənar tərkiblə müqaisədə bərk məhlulda əhəmiyyətli dərəcədə dəyişir.

0; 0,01; 0,02; 0,05 və 0,25 MQR dozada şüalanmış $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ və $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2$ nümunələri üçün düzünə və çəpinə qadağan olunmuş zolağın eni hesablanmışdır. $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ və $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2$ sistemi bərk məhlullarında otaq temperaturunda 400 -1100 nm spektral diapazonunda əks olunma və buraxma spektrlərindən düzünə və çəpinə qadağan olunmuş zolağın eninin konsentrasiyadan asılılığı təyin olunmuşdur. Müəyyən edilmişdir ki, $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ sistemi bərk məhlullarda konsentrasiyanın və şüalanma dozasının artması ilə qadağan olunmuş zonanın eni artır. $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2$ bərk məhlullarında isə şüalanma dozasının artması ilə qadağan olunmuş zonanın eni azalır.

I FƏSİL

ƏDƏBİYYAT XÜLASƏSİ

§ 1.1. Tallium əsaslı laylı və zəncirvari quruluşa malik halkogenidlərin elektrofiziki xassələri

$TlBX_2$ (burada $B = In, Ga$; $X = S, Se, Te$) kimyəvi formuluna daxil olan kristallar ailəsi tallium əsaslı halkogenidlər adlanırlar. Tallium əsaslı halkogenidlər sinifinə həm laylı və zəncirvari quruluşa malik aşağı ölçülü yarımkəçiricilər daxildir [169, s.258-272][148,s.1027-1035] [130, s.27-30][133, s.924][141, s.3211-3221][152, s. 367-375][138, s.110-119] [167, s.207-220][121, s.351-356] [149, s.127-130] [151, 264-269] [174, s.3135-3141].

Elektrik keçiriciliyi, fotokeçiricilik və optik ölçmələrinin nəticələrinə əsasən göstərilmişdir ki, $TlBX_2$ qrupuna daxil olan birləşmələr yarımkəçirici xüsusiyyətlərə malikdirlər [171, s.612-615] [139, s.25-38] [111, s. 1291-1298] [105, s.469-476] [216, s. 1163-1170][179, s.725-729] [146, s.1329-1337][147, s.601-607][184, s.277-283] [189, s.231-237] [112, s.109-113] [113, s.10765-10769]. [168, s.117-118] [169, s.258-272] [148, s.1027-1035][122, s.385][131, s.49-53] [141, s.3211-3221] işlərində otaq temperaturunda rentgen (X-ray) ölçmələri nəticələrinə əsasən $TlBX_2$ sinifinə daxil olan $TlGaSe_2$, $TlGaS_2$ və $TlInS_2$ birləşmələrinin laylı quruluşa, $TlInSe_2$, $TlGaTe_2$ kristallarının isə zəncirvari quruluşa malik olduğu göstərilmişdir.

Ədəbiyyatdan məlumdur ki, $TlInS_2$ və $TlGaSe_2$ laylı kristalları, modulyasiya edilmiş strukturlara malik bir çox faza keçidlərinin aşkar edildiyi ilk aşağı ölçülü yarımkəçiricilərdir. $TlInS_2$ kristalında faza keçidləri dielektrik, optik və neytron difraksiya ölçmələri ilə [213, s.245-247] işlərində müəlliflər tərəfindən bu kristalın anormal davranışını müşahidə edilmişdir. Daha sonralar bu keçidlər istilik tutumu, x-ray diffraksiyası və digər üsullardan istifadə edərək [148, s.1027-1035][178, s.385-390] [177, s.309-312] [128, s.1-6] [160, s.727-733] [162, s.161-164] [163, s.13-20]

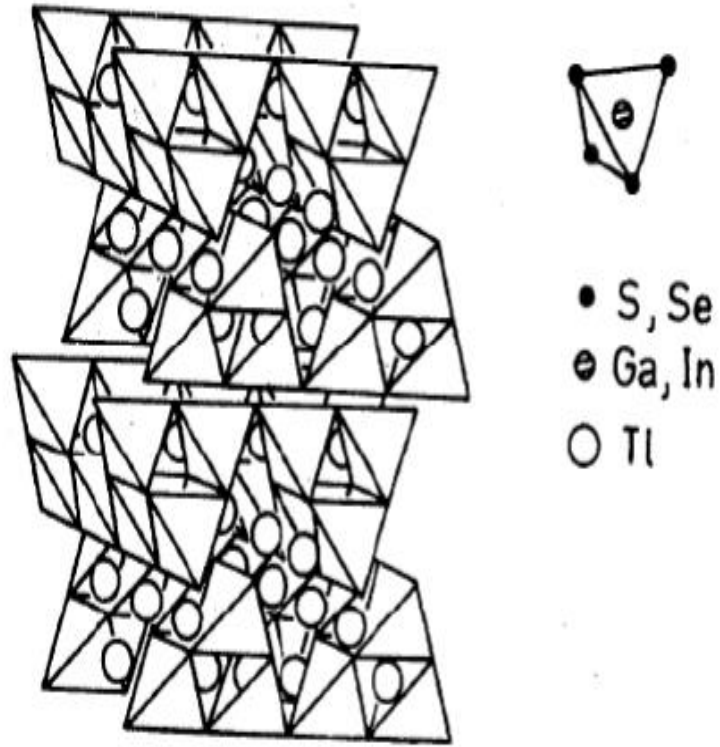
[165] [164, s.3567-3570] [143, s.339-341] [144, s.711-714] [142, s.99-103] [127, s.111-123] [156, s.7254-7259] işlərində müəlliflər tərəfindən ətraflı araşdırılmışdır.

Cədvəl 1.

Zəncirvari və laylı $TlBX_2$ tip birləşmələrin kristalloqrafik parametrləri

Birləşmə	Struktur tipi	Qəfəs parametrləri, (Å)			Elementar qəfəsdə olan formulların sayı Z	Ədəbiyyat
		<i>a</i>	<i>b</i>	<i>c</i>		
TlGaS ₂	Monoklin	10,2990	10,2840	15,175	16	[122, s.385]
TlGaSe ₂	Monoklin	10,772	10,771	15,636	16	[168, s.117-118]
TlInS ₂	Monoklin	10,90	10,94	15,18	16	[186, s.1027]
TlS	Monoklin	11,018	11,039	60,16 (4x15,039)	128	[149, s.127-130] [173, s.3135]
TlSe	Tetragonal	8,020	8,020	6,791	8	[118, s.1073-1080]
TlS	Tetragonal	7,770 7,785	7,770 7,785	6,790 6,802	8 8	[138, s.110-119] [151, s.264-269]

TlGaTe ₂	Tetragonal	8,429	8,429	6,865	4	[167, s.207-220]
TlInSe ₂	Tetragonal	8,075 8,02	8,075 8,02	6,847 6,826	4	[167, s.207-220] [141, s.3211- 3221]
TlInTe ₂	Tetragonal	8,494	8,494	7,181	4	[121, s.351-356]
TlTe	Tetragonal	12,961 12,953	12,961 12,953	6,18 6,173	16 16	[208, s.123-132] [211,s.229- 236]
InTe	Tetragonal	8,444	8,444	7,136	8	[201, s.216-224] [121, s.351-356]



Şəkil 1.1. Laylı quruluşlu TI Ga Se₂ və TI In S₂ kristalının atom quruluşu: anionların və onların arasında TI⁺ kationlarının yığılması [140, s.3211].

TlGaSe₂ və TlInS₂ kristalları otaq temperaturunda $C2 / c - C_{2h}^6$ simmetriya qrupuna aid olan monoklin sistemdə kristallaşır. Kristoloqrafik c^* -oxu normaldan laylı düzülmüş c - oxa əyilir və $\beta = 100.06^\circ$ bucaqlı monoklin formanı təşkil edir.

Kristal qəfəs iki qonşu bitişik layda 16 atomdan ibarət olur [202, s.063540] [214,s.258] [109,s.] [159, s.12]. Laylardakı yığılma ardıcılığı şəkil 1.1-də göstərilir. Tetraedr quruluşu GaSe₄–ündə daha kiçik vahidləri Ga atomları ilə birlikdə mərkəzində yerləşir və Se atomları isə künclərdə yerləşir. Bu dörd tetraedr birləşmələr digər əlaqəli künclərdə ortaq xalkogenid atomlar tərəfindən bağlanan daha böyük Ga₄Se₁₀ poliedr kimi daha bərk formalaşır. Dörd qonşu poliedr bir qat layı təşkil edir (001).

Hər bir ardıcıl vəziyyətdə [001] boyunca (c oxu istiqamətində) iki anion qatı onlar arasında yerləşdirilmiş Tl⁺ ionları ilə yığılmışdır. Struktur olaraq hər lay bir birinə 90° bükülmüşdür və Tl atomlarının a [110] və b [110] düz xətlər kimi Ga₄Se₁₀ qrupunun kənarlarına paralel yerləşdiyi triqonal prizmatik boşluqlar yaradır. Kanaldakı Tl-Tl məsafəsinin uzunluğu ~ 3.90 Å, kanallar arasında isə 4.38 Å. Laylar arasında güclü kovalent əlaqələr (rabitə) (Ga-Se ~ 2.37 Å) üstünlük təşkil etdiyi halda, Tl və 6 Se atomu arasında zəif əlaqə (rabitə) ~ 3.45 Å üstünlük təşkil edir [219, s.6474] [202, s.063540][214, s.258].

[148, s.1027-1035] işində müəlliflər tərəfindən TlInS₂ kristalının x-ray difraksiyası və dielektrik ölçmələri tədqiqatları verilmişdir. Göstərilmişdir ki, soyuma zamanı dielektrik sabiti 209 və 200 K-də maksimuma malikdir. 197 K temperaturda isə ardıcıl faza keçidlərinə uyğun gələn bir artma müşahidə olunmuşdur. İşdə paraelektrik fazada dielektrik sabitin temperaturdan asılılığı Küri-Veys əyrisi ilə yaxşı izah olunmuşdur. Temperaturun daha yüksək qiymətlərində, kristalın yarımkəçirici təbiətinə görə, dc keçiriciliyinin artması və dielektrik sabiti Küri-Veys qanunundan kənara çıxdığı müşahidə olunmuşdur. X-ray difraksiyası nəticəsində 194 və 214 K temperaturlarda ardıcıl ölçüyə gəlməyən faza keçid ilə struktur faza keçidlərinə malik olduğu müəyyən edilmişdir. Soyuma zamanı 214 və 197 K temperatur intervalında faza intensivliyinin xətti azaldığı göstərilmişdir.

[185, s.1353-1359] işində laylı TlInS₂, TlGaS₂ və TlGaSe₂ birləşmələrinin elektrik keçiriciliyinin temperaturdan asılılığı, laylara perpendikulyar və paralel

istiqamətlərdə tədqiq edilmiş və yüksək anizotropluq xüsusiyyətinə malik olduqları müəyyən edilmişdir. Digər tərəfdən ölçülən $\ln\sigma$ -nın $10^3/T$ əyrilərinin differensial qiymətləndirilməsi hər bir birləşmənin maksimumu valent zonanın üzərində uyğun olaraq 0.237 eV, 0.370 eV və 0.207 eV akseptor səviyyəsinin varlığını ortaya çıxarır.

[14, s.224-229] işində müəlliflər monoklin strukturlu TlInS_2 yarımkəçirici kristallarının kükürd buxarında kiçik temperatur və təzyiq intervalında tam olmayan amorflaşdırma üsulu təqdim olunmuşdur. Müəlliflər tərəfindən bu keçid kristalın $c=15\text{\AA}$ politipinin polikristal $c=240\text{\AA}$ politipinə çevrilməsi ilə müşaiyət olunduğunu və tam amorflaşmamış hal yüksək fotokeçiriciliklə fərqləndiyi göstərilmişdir. Göstərilmişdir ki, monoklin TlInS_2 birləşməsinin seqnetoelektrik faza keçidi 205 K – dən 240 K –nə sürüşür.

100-300K temperatur intervalında TlInS_2 , TlGaS_2 və TlGaSe_2 kristalların elementar qəfəs parametrlərinin rentgen quruluş araşdırmalarının nəticələri və həmçinin istilik genişlənmə əmsalları müəyyən edilmiş və [204, s. 1052-1055] işdə verilmişdir. İşdə müəlliflər göstərmişdir ki, tədqiq edilmiş bütün kristalların elementar qəfəs parametrləri temperaturun artması ilə tədricən artır. Bu parametrlərin temperatur asılılığı əyrilərində kristalların faza keçidlərinə uyğun olan temperaturlarda anomaliya aşkar olunmuşdur. Tədqiq edilən kristalların [001] istiqamətində istilik genişlənmə müəyyən olunmuşdur. Temperaturun artması ilə onların qiymətlərinin cüzi dəyişdiyi aşkar edilmişdir.

[159, s.12] İşdə TlGaSe_2 kristalının dielektrik sabitinin ardıcıl faza keçidlərinin temperaturdan asılılığı tədqiq edilmişdir. TlGaSe_2 kristalında dielektrik sabitinin real hissəsinin temperaturdan asılılığındakı anomaliyalar digər tədqiqatlarda göstərildiyi kimi, 65 K yaxınlığında, həmçinin 115 və 108 K-də və bu anomaliyalara əlavə olaraq təxminən 242 K temperaturda da müşahidə edilmişdir. 115K və 242K arasındakı temperatur intervalında temperaturun histerisiz effektinin olması həmin temperatur intervalında ölçüyəgəlməyən bir fazanın mümkün olması barədə bir nəticə əldə etməyə imkan verilmişdir.

[56,] İşində, laylı TlGaSe_2 kristalının sabit elektrik sahəsində yüklərin köçürülməsi mexanizminin nəticələri verilmişdir.

Elektrik keçiriciliyinin temperaturdan asılılığı 10-232 K temperatur intervalında tədqiq edilmişdir. Göstərilmişdir ki, temperaturun 232 K-dən 150K-ə kimi azalması ilə $\sigma_{\perp C}$ qiyməti eksponensial olaraq azalır. Bu temperatur oblastında keçiricilikdə əsas əlavə kiçik aşqar səviyyələrdən $E=0.04\text{eV}$ qopan elektronlar iştirak edir. Temperaturun $T=104\text{ K}$ qiymətində elektrik keçiriciliyi maksimal qiymətini alır. $T<104\text{K}$ temperatur azaldıqca dəyişən aktivasiya enerjisi ilə $\sigma_{\perp C}$ yenidən azalır. Aşağı temperaturlarda eksperimental nöqtələr (10-30K) $\lg \sigma_{\perp C} - \ln 10^3/T$ -dən asılılıq qrafikində bir düz xətt boyunca pis yerləşirlər. Bu temperatur oblastında aktivasiya enerjisinin qiyməti təxminən 0.01eV olmuşdur. Lakin bu nöqtələr $\lg \sigma_{\perp C} - \ln T^{1/4}$ koordinatlarında çox yaxşı xətti asılılığa tabe olur. Göstərilmişdir ki, verilmiş temperatur oblastında TlGaSe_2 monokristalında sıçrayışlı keçiricilik müşahidə edilir. Sıçrayışların uzunluğu Fermi səviyyəsi yaxınlığındakı lokallaşmış hallar üzrə olur [1].

Ədəbiyyat məlumatlarında TlInS_2 kristalının müxtəlif faza keçidlərinə məruz qaldığı göstərilmişdir. Elektrik və optik xüsusiyyətlərinin temperatur asılılığında müşahidə edilən dəyişikliklər ölçüyəgəlməyən və seqnetoelektrik faza keçidinin subutu kimi şərh edilmişdir [17, s.1272-1276] [16, s. 37].

[109, s.76]İşində istiqamətlənmiş elektrik sahəsinin, TlInS_2 və TlGaSe_2 kristallarının dielektrik sabitinin temperaturdan asılılığında TlInS_2 kristalının faza keçidi yaxınlığında anomaliyalarına piroelektrik cərəyanın təsirinin tədqiq verilmişdir. Hər iki kristalın $\epsilon(T)$ profilinin (çevrəsinin) lay istiqamətində tətbiq olunan statik elektrik sahəsinin təsiri altında ölçüyəgəlməyən faza keçidi mərhələsində eyni dəyişməyə məruz qaldıqları aşkar edilmişdir.

TlInS_2 kristalının $i(T)$ və TlGaSe_2 kristalının $\epsilon(T)$ asılılıqlarında maksimumlarının ölçüyəgələn polyar fazaya keçid nöqtəsində müəyyən bir istiqamətlənmiş elektrik sahəsi istiqamətinə dəyişməsi verilmiş və bu dəyişmə xarici elektrik sahəsinin qiymətindən aslı olaraq temperatur və sahənin dəyişməsindən asılıdır.

[106, s.171]İşində laylı TlGaSe_2 seqnetoelektrik-yarımkeçirici kristalda dielektrik nüfuzluğunun (ϵ), qaranlıq və piroelektrik cərəyanlarının temperatur asılılıqları və həmçinin 77-300K temperatur intervalında stabil temperaturlarda Volt-

Amper xarakteristikaları və qaranlıq cərəyanının zamana görə dəyişməsi tədqiq edilmişdir. Kiçik tezliklərdə laylara perpendikulyar istiqamətdə ölçülən $\varepsilon(T)$ əyrisində ilk dəfə olaraq 150K və 200K temperaturlarla sərhədlənən “çökük” formalı anomaliya müşahidə olunmuşdur. Həmçinin ilk dəfə müəlliflər tərəfindən təcrübi olaraq 145-205K temperatur intervalındanümunənin Volt-Amper xarakteristikasında cərəyanın aşağıtezlikli kvaziperiodik rəqsləri şəklində müşahidə olunan elektrik qeyri-tarazlıqlarının mövcudluğu qeydə alınmışdır. Cərəyan qeyri-tarazlıqlarının zaman xarakteri müəyyən edilmişdir. Bu qeyritarazlıqların müşahidə olunması üçün elektrik sahəsinin nümunəyə kontaktsiz, nazik lövhə şəkilli slyüdadan hazırlanmış potensialötürən elektrodlar vasitəsilə verilməsinin vacibliyi göstərilmişdir. Qeyri-tarazlıqların təbiəti və onun laylı TlGaSe₂ kristalının müxtəlif fiziki parametrlərinə təsiri öyrənilmişdir.

[61,s.171] TlInS₂, TlGaS₂, TlGaSe₂ laylı monokristallarında keçiriciliyin anizotropiya dərəcəsinin temperaturdan asılılıqları tədqiq edilmiş və müəyyən edilmişdir ki, TlGaSe₂ ən çox, TlInS₂ isə ən az anizotropiya dərəcəsinə malikdir. İşdə TlB^{III}C₂^{IV} monokristallarında laylararası enerji maneələrinin ($\Delta\phi$, eV) TlInS₂ kristalı üçün -0,04; TlGaS₂ kristalı üçün - 0,17 və TlGaSe₂ kristalı üçün isə 0,3 qiymətləri tapılmışdır.

[126,s.301-304] İşində müəlliflər tərəfindən TlGaSe₂ və TlInS₂ laylı kristallarında 77-300K temperatur intervalında dc-müqavimətinin temperaturdan asılılığı tədqiq edilib. 105-120K temperaturlarda faza keçidlərinin olduğu müəyyən edilmişdir. Otaq temperaturunda tədqiq edilən ac-keçiricilik ölçmələri müəlliflərin daha əvvəlki işlərində göstəriləyi mexanizm əsasında izah edilmişdir, belə ki, yüklərin daşınması sıçrayışlı mexanizimlə izah edilmişdir.

[124, s.10101] İşdə müəlliflər dc keçiricilik ölçümlərini 303K- 463K temperatur intervalında c-oxuna paralel ($\sigma_{//}$) və perpendikulyar (σ_{\perp}) istiqamətdə aparılmışdır. Elektrikeçiriciliyinin anizotropik davranışı aşkar edilmişdir. AC keçiriciliyi və dielektrik ölçmələri 10²-10⁶ Hz tezlik və 297–375 K temperatur intervalında tədqiq olunmuşdur. AC keçiriciliyinin tezlik asılılığı $\sigma_{ac}(\omega)$ universal qanuna tabe olduğunu göstərmişdir: $\sigma_{ac}(\omega) = A\omega s$. TlInS₂ monokristalının lay boyunca ac yükdaşıyıcıların

mexanizmi $> 3.5 \times 10^3$ Hs tezlik intervalında Fermi səviyyəsinin yaxınlığında lokallaşmış halların sıçrayışı ilə əlaqədardır. TlInS₂ kristalı üçün $\sigma_{ac}(\omega)$ -nin temperatur asılılığı σ_{ac} -nin termal olaraq aktivləşdirilmiş proses olduğu göstərildi. ϵ' və ϵ'' hər ikisi tezliyin artması ilə azalır və temperaturun artması ilə artır. İşdə bəzi parametrlər hesablanmışdır: Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokallaşmış halların sıxlığı $N_F = 1.5 \times 10^{20} \text{ eV}^{-1} \text{ sm}^{-3}$, yükdaşıyıcıların orta müddəti $\tau = 3.79 \mu\text{s}$ və sıçrayışın orta məsafəsi $R = 6.07 \text{ nm}$ olduğu müəyyən edilmişdir.

[60, s.106-108] Sabit elektrik sahəsində $T \leq 200 \text{ K}$ temperaturunda laylı TlInS₂ monokristalında həm layların eninə, həm də uzununa istiqamətlərində sıçrayışlı keçiricilik müəyyən olunmuşdur. Sıçrayışlı keçiricilik monokristalın Fermi səviyyəsinin yaxınlığındakı lokalizə olunmuş enerji səviyyələrində, sıçrayışın uzunluğunun dəyişməsi ilə baş verir.

Laylı TlInS₂ monokristalında 110-140 K temperatur intervalında aktivləşməmiş sıçrayışlı tipli keçiricilik müəyyən edilmişdir. Aktivləşməmiş sıçrayışlı tipli keçiricilik sahəsində sıçrayışın uzunluğu $R = 275 \text{ \AA}$ və sıçrayışların R uzunluğuna uyğun olan yükdaşıyıcıların potensial enerjilərinin dəyişilməsi [$eFR = (3,3-7,4) \cdot 10^{-3} \text{ eV}$] qiymətləri elektrik sahəsində təyin edilmişdir.

[223, s.189-191] işində (TlGaS₂)_{1-x}(TlInSe₂)_x monokristallarının tərkibinin (x -in) müxtəlif qiymətlərində və geniş temperatur intervalında foto, qaranlıq və termostimullaşmış keçiriciliyin xarakteristikaları tədqiqi nəticələri verilmişdir. (TlGaS₂)_{1-x}(TlInSe₂)_x bərk məhlulların dielektrik xassələri dəyişən elektrik sahəsində öyrənilmişdir. Bu nümunələrdə yükdaşıyıcıların köçürmə mexanizmi müəyyən edilmiş və göstərilmişdi ki, o, Fermi səviyyəsi yaxınlığında yerləşən hallar üçün sıçrayışlı xarakterə malikdir. (TlGaS₂)_{1-x}(TlInSe₂)_x monokristalları üçün Fermi səviyyəsi yaxınlığında yerləşən lokallaşmış səviyyələrin sıxlığı, orta zaman və sıçrayışlar arasındakı məsafə, lokallaşmış səviyyələrdəki enerji dəyişməsi, həmçinin ac-keçiriciliyə cavabdeh olan dərin səviyyələrin konsentrasiyası hesablanmışdır. (TlGaS₂)_{1-x}(TlInSe₂)_x tərkiblər üçün eksiton piklərinin 77–180 K-də temperaturdan asılılığı tədqiq edilmiş və təyin olunmuşdur ki, bu nümunələrdə qadağan olunmuş zolağın eni temperaturun artması ilə mütənasib olaraq artır.

Müəlliflər tərəfdən təqdim olunan tərkibdən asılı olaraq iki qat əvəzləmə edilən $(\text{TlGaS}_2)_{1-x}(\text{TlInSe}_2)_x$ monokristallarında dərin mərkəzlər də gedən rekombinasiya proseslərin mexanizmini öyrənməkdən ötrü əsas xarakteristika olan qaranlıq və foto, həmçinin termostimullaşmış keçiricilik (TSK), dielektrik və optik xassələr x -in dəyişməsinə asılı olaraq tədqiq edilmişdir. $f = 50 \text{ kHs} - 35 \text{ MHs}$ tezlik intervalında $(\text{TlGaS}_2)_{1-x}(\text{TlInSe}_2)_x$ monokristalları üçün dielektrik nüfuzluğunun əmsalının (ϵ) qiyməti $x=0,1$ qiymətində 9,5-dən 12,7-ə qədər dəyişir, $x=0,2$ olduqda 9,8-dən 11,6 qiymətinə kimi dəyişir. TlGaS_2 monokristalından fərqli olaraq $(\text{TlGaS}_2)_{1-x}(\text{TlInSe}_2)_x$ monokristalları üçün dielektrik tangens bucağı ($\text{tg}\delta$) maksimumlarla müşahidə olunur ki, bu da relaksasiya itkilərinin olduğunu göstərir. AC keçiriciliyi öyrənilən nümunələr üçün $f^{0,8}$ qanuna uyğunluğu $x=0,1$ qiymətində $f = 5 \cdot 10^4 - 2 \cdot 10^6 \text{ Hs}$ və $x = 0,2$ olduqda $f = 5 \cdot 10^4 - 6 \cdot 10^6 \text{ Hs}$ olur. Daha yüksək tezliklər üçün $\sigma_{ac}(f)$ asılılığı bu kristallar üçün superxətli ($f \sim 1,4$) olur. $\sigma_{ac} \sim f^{0,8}$ qanuna uyğunluğu göstərir ki, $(\text{TlGaS}_2)_{1-x}(\text{TlInSe}_2)_x$ monokristalları üçün yükdaşıyıcıların köçürmə mexanizmi Fermi səviyyəsi yaxınlığında yerləşən hallar üçün sıçrayışlı xarakterə malikdir.

Təcrübi nəticələrə əsasən lokal səviyyələrin parametrlərinin qiymətləri təyin olunmuşdur: lokal səviyyələrin dərinliyi $E_t = 0,3 \text{ eV}$, tutulmanın en kəsiyi $1,6 \cdot 10^{-17} \text{ sm}^2$, tutulmanın əmsalı $1,5 \cdot 10^{-10} \text{ sm}^3/\text{s}$.

[203, s.] İşində $\text{TlInS}_x\text{Se}_{2-x}$ monokristallarının elektrik keçiriciliyinin və dielektrik sabitinin temperaturdan və tərkibdən asılılığı öyrənilmişdir. Temperaturun artması ilə dielektrik sabiti ϵ və elektrik keçiriciliyinin qiymətləri artır, tərkibin artması ilə azalır. $\text{TlInS}_x\text{Se}_2$ kristalları üçün $\epsilon = f(T)$ və $\sigma = f(T)$ temperatur asılılıqları maksimumla müşahidə olunan anomaliyalar müşahidə olunur ki, bu da bu kristallarda faza keçidi olduğunu göstərir. Faza keçidinin temperaturu x -in artması ilə artır.

[170, s.1096-1102] İşində müəlliflər tərəfindən TlGaSe_2 və TlInS_2 birləşmələrinin və $(\text{TlGaSe}_2)_{1-x}(\text{TlInS}_2)_x$ ($x = 0,2, 0,4$) bərk məhlulları sintez edilmişdir. $(\text{TlGaSe}_2)_{1-x}(\text{TlInS}_2)_x$ ($x = 0, 0,2, 0,4, 1,0$) nümunələri və bu materiallardan istifadə edərək yetişdirilən kristalların faza tərkibi rentgen difraksiyası ilə müəyyən edilmişdir. TlGaSe_2 , TlInS_2 və TlGaSe_2 əsaslı bərk məhlulların

(monoklin kristal sistemi) bir-biri ilə izostruktur olduğu göstərilmişdir. Yetişən kristalların dielektrik xüsusiyyətləri ac elektrik sahələrində $f = 5 \times 10^4$ ilə 3.5×10^7 Hz tezliklər intervalında öyrənilmişdir. Nümunələrin dielektrik nüfuzluğunun relaksasiya prosesini, dielektrik itkilərini və yükdaşıyıcıların sıçrayıçlı keçiriciliyinin mexanizmi müəyyən edilmişdir. Göstərilmişdir ki, x-in artması ilə $(\text{TlGaSe}_2)_{1-x} (\text{TlInS}_2)_x$ bərk məhlullarda sıçrayışın orta məsafəsi və zamanı azalır, dərin tələlərin konsentrasiyası və enerji zonasında lokallaşmış halların enerji fərqi azaldığı göstərilmişdir.

TlB^3C_2^6 tip ailəyə daxil olan laylı birləşmələrin anizotropiyaya və geniş spektral diapazonunda yüksək həssaslığı malik olmaları optoelektronikada və qeyri xətti optikada istifadə edilməsini məqsədə uyğun edir.

[209, s.54-58] İşində müəlliflər tərəfindən 30 K temperaturda ölçülən əks olunma və dalğa uzunluğunun modulyasiya edilmiş əks olunma spektrlərinin analizindən enerji diapazonu 2-6 eV olan elektron keçidlərinin enerjiləri müəyyən edilmişdir. Zona parametrləri nəzəri hesablanmış zona quruluşu çərçivəsində müəyyən edilmişdir. Optik funksiyaların spektral asılılığı hesablanmış və müşahidə edilən elektron keçidlərinin təsviri təklif edilmişdir. TlGaSe_2 kristalında $E||a$ və $E||b$ polarizasiyada 30 K dalğa uzunluğunun modulyasiyasının əks olunma spektrləri və 300 K də əks olunma spektrləri tədqiq olunmuş, Brilyon zonasının faktiki (həqiqi) nöqtələrində birbaşa elektron keçidləri ilə bağlı xüsusiyyətləri göstərir. Kramers-Kronig metodu ilə əks olunma spektrlərinin hesablamalarının nəticələri 2-6 eV enerji diapazonları üçün optik funksiyaların və elektron keçidlərinin anizotropiyasını sübut edir. Çapraz polarizasiyada tapılan nümunələr üçün 2.0933 eV olan izotrop dalğa uzunluğu aşkar edilmişdir.

[11, s.312-313] İşində TlGaSe_2 monokristallarının fotokeçiriciliyində eksitonlar haqqındakı məlumat verilir. Bu tədqiqatın nəticəsində müəyyən edilmişdir ki, TlGaSe_2 monokristalında fotocərəyanın struktur spektri ($E_{A1}=2.127$, $E_{A2}=2.212$, $E_{B1}=2.355$, $E_{B2}=2.387$ eV) eksiton udulması ilə əlaqədardır. ($E_A=2.164$, $E_B=2.372$ eV) səth yaxınlığındakı foto aktiv olmayan, lakin eksiton xüsusiyyətlərinin gedişi E udulmada və fotocərəyanda temperaturun $T_1=105$ K və $T_2=117$ K, $T_3=200\div 215$ K

qiymətlərində struktur faza keçidləri olan (T_1 , T_2) birinci və ikinci növ keçidlərlə xarakterizə olunurlar.

[134, s.49-61]İşində müəlliflər tərəfindən Bricman-Stokbarger metodu ilə p – $TlGaSe_2$, p – $TlIn_{0,3}Ga_{0,7}Se_2$ və p – $TlIn_{0,5}Ga_{0,5}Se_2$ monokristalları yetişdirilmişdir. Udma spektrlərinin ölçümləri 10- K ilə 300 K temperatur aralığında 10 K addımlarda p - $TlIn_xGa_{(1-x)}Se_2$ nümunələri üzərində həyata keçirilmişdir. P - $TlGaSe_2$, p - $TlIn_{0,3}Ga_{0,7}Se_2$ və p – $TlInSe_2$ əlaqə enerjiləri: $TlIn_{0,5}Ga_{0,5}Se_2$ sırasıyla 35.0 meV, 16.5 meV ve 14.5 meV olaraq ədədlənmişdir. Düz optik keçid hesablanmış p – $TlGaSe_2$ -də 2.244 eV, 2.195 eV, 2.164 eV, p – $TlIn_{0,3}Ga_{0,7}Se_2$ -də 2.158 eV, 2.131 eV, 2.098 eV, p – $TlIn_{0,5}Ga_{0,5}Se_2$ –də 2.107 eV, 2.075 eV, 2.019 eV qiymətlərin alır, uyğun olaraq 10 K, 140 K və 300 K temperaturlarda. Həmçinin tərs optik keçidlər hesablanmış p – $TlGaSe_2$ -də 2.196 eV, 2.127 eV, 2.073 eV, p – $TlIn_{0,3}Ga_{0,7}Se_2$ -də 2.130 eV, 2.101 eV, 2.064 eV, in p – $TlIn_{0,5}Ga_{0,5}Se_2$ -də 2.090 eV, 2.054 eV, 2.004 eV qiymətlərin alır, uyğun olaraq 10K, 140K və 300K temperaturlarda. 135-150K temperatur intervalında p – $TlGaSe_2$ kristalı üçün enerji pikində ani bir dəyişmə vardır. Enerjinin maksimum dəyişməsindən əldə edilən dəyərlər faza keçidi temperaturunda baş verə bilər. Bu azalmanın səbəbi indiumun əlavə edilməsi nəticəsində ana maddədə mövcud olan defektlərin aradan qalxmasıdır. P tip $TlGaSe_2$ kristalında indium atomları defektlərin miqdarını azaldır. Bu defektlər p - $TlGaSe_2$ kristalınının qadağan olunmuş zonasında optik olaraq aktivdir. $TlIn_xGa_{(1-x)}Se_2$ bərk məhlulunda udma əmsalındakı piklər p – $TlGaSe_2$ -dən daha azdır. Bu nəticə p - $TlGaSe_2$ monokristalında defektin mövcud olduğunu və bu defektlərin indium əlavə edərək tənzimlənir. Buna da səbəb indium atomlarının gallium atomlarını əvəz etməsi ilə baş verdiyi göstərilmişdir.

[139, s.25-38] $TlInS_2$, $TlGaS_2$ və $TlGaSe_2$ monokristallarının optik udulmanın ölçüləri (ölçmələri) 15K-dən 300K-ə qədər olan temperatur intervalda yerinə yetirilmişdir, uyğun olaraq udma əmsalları temperaturdan asılı olaraq öyrənilmişdir. $TlInS_2$, $TlGaS_2$ və $TlGaSe_2$ kristallarında udulma kənarının optik ölçmələri temperaturun idarə olunması üçün Devar optik şüşələrlə təchiz olunmuş Carry 14 ikilişüa spektrofotometrinin köməyi ilə həyata keçirilmişdir. Otaq temperaturunda R-in

qiymətindən istifadə edərək bütün temperaturlar üçün optik udulma əmsalı müəyyən edilmişdir və fərz olunur ki, temperaturun 10K-dən 300K-dək dəyişməsi R-in çox böyük olmayan dəyişməsinə gətirib. TlInS_2 , TlGaS_2 və TlGaSe_2 kristalları üçün udulma əmsalı müxtəlif temperaturlarda hesablanmış uyğun olaraq fotonun enerji funksiyası kimi göstərilmişdir. Əyrilərin analizindən müəlliflər göstərmişlər ki, udulma spektri $k = A(h\nu - E_g)$ formulası ilə təsvir etmək olar, burada ki, birbaşa icazəli keçidlər üçün (spektrin yüksək enerjili hissəsi) $k=2$ -dir və ikinci dərəcəli (əlavə) icazəli keçidlər (spektrin aşağı enerjili hissəsi) üçün $k=1/2$ -dir. TlGaS_2 kristalı üçün bir başa və bir başa olmayan optik keçidlər udma enerjisinin fotonun enerjisindən asılılıq (α^2 -nin $h\nu$ -dən və $(a^{-1/2}(h\nu))$ asılılığına) əyrisinin yuxarı və aşağı hissəsini istifadə etməklə asılılıqlarından birbaşa ekstrapolyasiya yolu ilə çıxarılır. Alınmış asılılıqlar birbaşa və ikinci dərəcəli birləşmiş zonalı keçidlər üçün xarakterikdir. Temperatur 10 - 30 dərəcə intervalında dəyişməsi ilə udulma sərhədləri hər iki material üçün daha aşağı qiymətlərə doğru sürüşür. İkinci dərəcəli və bir başa boşluqlar temperaturun yüksəlməsi ilə kiçilir və onların temperatur əmsalları mənfi işarəyə malik olurlar. TlGaS_2 və TlInS_2 kristalları üçün birbaşa və birbaşa olmayan yarıqların temperatur asılılığı göstərilmişdir.

[139, s.25-38] işində müəlliflər tərəfindən β - TlInS_2 kristallarında 4,2-300 K temperatur intervalında optik udulmanın uzundalğalı quyruq hissəsinin formasının tədqiqinin nəticələri də verilmişdir. Araşdırmalar göstərir ki, tədqiq olunan temperatur intervalında udulma əmsalının $\alpha = 100-1000 \text{ sm}^{-1}$ diapazonunda optik udulmanın uzundalğalı quyruq hissəsi Urbax qaydasına tabe olur. $\ln \alpha (h\nu, T)$ asılılığında 294-120 K temperatur oblastında yığılma nöqtələrinin koordinatları müxtəlif olan 5 qrup düz xətt alınmışdır. Bu halda seçilmiş 230-220, 205-202, 194-188 və 180-160 K temperatur oblastları bu kristallarda dielektrik, optik və istilik xassələrinin müşahidə olunan anomaliyalar oblastına uyğundur. Analizlərin nəticələri göstərir ki, 294-120 K temperatur intervalında β - TlInS_2 azı 4 faza keçidinə məruz qalır. Bu halda temperaturun 230-220 K oblastı kristalın istidən genişlənmə əmsalının sonlu sıçrayışı ilə müşahidə olunan ölçülə bilən fazaya keçidinə uyğundur.

[108, s.109-111] İşində müəlliflər tərəfindən TlInSe₂ kristalının buraxma spektrləri 200-300nm qalınlıqlı yeni sürətli səthlərdə ölçülmüşdür. Yeni hissələrə ayrılmış kristallar güzgü səthinə malikdirlər və mexaniki düzəltməyə (emala) ehtiyac duymamışlar. TlInSe₂ kristalının udulma kənarı ilə bağlı aparılmış əvvəlki araşdırmalar düşən şüanın iki polyarizasiyası üçün E_{HC} və $E_{\perp\text{C}}$ əgər $E_{g\parallel} = 1.190\text{eV}$ və $E_{g\perp} = 1.228\text{ eV}$ uyğun olaraq eynidirsə əlavə qadağan olunmuş zonanı müəyyən etməyə imkan verirlər. Təzyiqin minimum qiyməti $h\nu = 1,17\text{ eV}$ enerjisi ilə şüalanmanın udulmasını qiymətləndirilmişdir. Dəyərləndirmə üçün $E = 1,2\text{eV}$ orta qiymətini götürülmüşdür. $P \approx 2 \cdot 10^8\text{ Pa}$ -da TlInSe₂ kristalının qadağan olunmuş zonasının eninin $1,17\text{eV}$ -a bərabər olduğunu asanlıqla görmək olur. Göstərilmişdir ki, təzyiqin sonrakı artımı ilə $h\nu = 1,17\text{eV}$ enerjili işığın udulması, udulma kənarının dəyişməsi hesabına artır. $P = 4 \cdot 10^8\text{ Pa}$ təzyiqdə əlavə (ikincidərəcəli) kənarın yerdəyişməsi $\approx 0.06\text{eV}$ -a bərabər olur ($E \sim 1.14\text{ eV}$, $P = 4 \cdot 10^8\text{ Pa}$ -da).

[129, s.728-731] işində müəlliflər tərəfindən TlGaS_{2x}Se_{2(1-x)} ($0 < x < 1$) bərk məhlullarının optik xassələri 400-1100 nm dalğa diapazonunda buraxma və əksolunma ölçmələri ilə tədqiq edilmişdir. Udma spektrinin analizindən tərs optik keçid enerjiləri müəyyən edilmişdir. TlGaS_{2x}Se_{2(1-x)} bərk məhlullarda kükürd atomlarının miqdarının artması ilə qadağan olunmuş zonanın eninin artdığı müəyyən edilmişdir. 10-300 K temperatur intervalında aparılan buraxma spektrinin ölçmələrindən tədqiq olunan bərk məhlulların nümunələri üçün tərs optik keçid enerjilərinin temperaturdan asılı olaraq dəyişməsi müəyyən edilmişdir.

[145, s.47-57] İşdə göstərilmişdir ki, Tl(GaS₂)_{1-x}(InSe₂)_x ($x = 0 \div 0,1$) ikiqat əvəzlənmiş mükəmməl bərk məhlullar yetişdirilmişdir və müəyyən edilmişdir ki, bərk məhlulların optik udulma sərhəddi, temperatur əmsalının müsbət işarəli $2 \cdot 10^{-4}\text{ eV/K}$ orta qiymətində düz eksiton keçidi ilə formalaşır. Eksiton enerjisinin bərk məhlulun tərkibindən asılılığı qeyri-monoton xarakterli olduğu və ümumilikdə isə bu asılılıq uzundalğa oblastda doğru sürüşmə ilə xarakterizə olunur.

[1, s.54] işində (TlGaS₂)_{1-x}(TlInSe₂)_x monokristallarının tərkibinin (x -in) müxtəlif qiymətlərində və geniş temperatur intervalında foto, qaranlıq və

termostimullaşmış keçiriciliyin xarakteristikaları tədqiqi nəticələri verilmişdir. $(\text{TlGaS}_2)_{1-x}(\text{TlInSe}_2)_x$ harada ki, $x=0\div 0,3$ bərk məhlulların optik udulmasını 77–380K intervalında öyrənilmişdir. Məlumdur ki, TlGaS_2 kristalının udulma sərhədi düz eksiton xətti ilə formalaşır ki, bu da 180–200K temperatur intervalında müşahidə olunmuşdur.

Bundan əlavə digər yarımkeçiricilərdən fərqli olaraq TlGaS_2 kristalında qadağan olunmuş zolağın eni temperatur artdıqca artır. Belə bərk məhlulların optik xassələri haqqında ilk məlumatları x -in kiçik qiymətlərində müəliflər tərəfdən vermişdir [42, s.109-113]. Təcrübi nəticələrə əsasən göstərilmişdir ki, TlGaS_2 monokristallarında 2 qat əvəzləmə aparılmasına baxmayaraq $(\text{TlGaS}_2)_{1-x}(\text{TlInSe}_2)_x$ bərk məhlullarında $x= 0,005\text{--}0,3$ qiymətlərində udulma sərhədi nəzərəçarpacaq dərəcədə fərqlənmir. Bütün öyrənilən tərkiblərdə eksiton sərhəd udulma zolağı müşahidə olunur ki, bu da düz eksitonun yaranması ilə əlaqədardır. Müəliflər tərəfdən eksiton pikinin bütün tərkiblərdə temperaturun 77–180K intervalında asılılığı öyrənilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, bütün tərkiblər üçün eksiton zolağının maksimumunun temperatur əmsalının müsbət qiyməti saxlanılır. Başqa sözlə bütün birləşmələrin qadağan olunmuş zolağın eni temperatur artdıqca artır.

[10, s.846-848] işində monoklin TlInS_2 monokristallarının I və II politiplərinin 300-1,8 K temperatur intervalında əksölünmə spektrləri araşdırılmışdır. Müəyyən olunmuşdur ki, hər iki politipin əksölünmə spektrində dispersiya zolaqları temperaturun azalması ilə yüksəkenerjili tərəfə sürüşür və 1,8 K temperaturda bir-birindən 8 MeV fərqlənirlər. Dispersiya zolaqlarının ortasının temperaturdan asılı olaraq sürüşməsinə görə təyin olunan temperatur əmsalları təqribən $dE/dT = -5\cdot 10^{-4}\text{eV/dərəcə}$ alınmışdır. Əksölünmə spektrindən birinci və ikinci növ politiplər üçün eksitonların rabitə enerjiləri uyğun olaraq 21 və 22 meV alınmışdır.

[49, s.77-79] İşində otaq temperaturunda qamma kvantlarla şüalandırılmış heksoqonal modifikasiyalı TlInS_2 kristallarının elektrik keçiriciliyinin anizotropluğu tədqiq olunmasının nəticələri verilmişdir. [49, s.77-79] işində heksoqonal modifikasiyalı TlInS_2 kristallarının 300 K temperaturda şüalandırılmış, C oxuna perpendikulyar ($\sigma_{\perp C}$) və paralel ($\sigma_{\parallel C}$) istiqamətdə elektrik keçiriciliyinin

temperatur asılılıqları tədqiq edilmişdir. Göstərilmişdir ki, $\sigma_{\perp C}$ istiqamətində 210-220 K temperatur oblastında şüalanmamış kristalların elektrikkeçiriciliyi $E=0,49\text{eV}$ aktivasiya enerjisi ilə dərin minimum göstərir və temperaturun daha da azalması eksponensial olaraq artır. Göstərilmişdir ki, nümunələrin 50 və 100 krad dozalarında şüalandırılması ilə kristalın elektrik keçiriciliyi artır və asılılığın xarakteri saxlanır. Lakin minimumun müşahidə olunduğu temperaturun yüksək temperatur oblastına tərəf sürüşməsi baş verir və onun dərinliyi və eni azalır. $\sigma(T)$ asılılığında 180-190 K temperatur oblastında bir minimum müşahidə olunmuş və yüksək temperatūra tərəf sürüşmə baş vermişdir və dozadan asılı olaraq dərinliyi və genişliyi azalmışdır. İşdə həmçinin, şüalanmanın dozasından asılı olaraq elektrikkeçiriciliyinin qiymətində doza artdıqca azalma müşahidə edilmişdir. Elektrik keçiriciliyinin temperatur asılılığının analizi göstərir ki, [100, s.1088-1090] [57, s.612-615] ədəbiyyat materiallarında olduğu kimi, heksoqonal modifikasiya olunmuş TlInS_2 kristallarında müxtəlif kristallik istiqamətlərdə keçiricilik mexanizmlərinin müxtəlifliyi defekt bağlamalarına çökdürülən nəzarət olunmayan aşqarların təsirindən asılı olur. Tədqiq olunan temperatur intervalında şüalanma dozasının artması ilə elektrik keçiriciliyinin anizotropluğu azaldığı göstərilmişdir. İşdə həmçinin göstərilmişdir ki, 30krad dozasında hər iki istiqamətdə kristalın elektrik keçiriciliyi hiss olunmaz dərəcədə dəyişir. 30-120 krad intervalında $\sigma_{\perp C} \sim f(D)$ asılılığında, minimumdan keçməklə kəskin artır, sonrakı şüalanma dozasının artımı ilə elektrik keçiriciliyinin zəif artımı müşahidə olunur. $n\text{-TlInS}_2$ kristallarının elektrikkeçiriciliyinin göstərilən dəyişmə xarakteri qadağan olunmuş zonada şüalanma zamanı c oxuna perpendikulyar və paralel olaraq elektronların bir hissəsini qəbul edən dərin akseptor səviyyələrinin kəsilməz sırasının yaranmasından xəbər verir [48, s.64-67]. Müəlliflər bunun uzun müddətli şüalanma ilə yaranmış radiasiya səviyyələri Fermi səviyyəsini qadağan olunmuş zonanın mərkəzinə tərəf sürüşdürməsi ilə əlaqələndirmişlər. Buna görə də temperaturun artımı ilə keçiricilik zonasında elektronların artımı hesabına kristalın elektrikkeçiriciliyi artdığı göstərilmişdir. Bu da şüalanma dozasının artımı ilə elektrikkeçiriciliyinin anizotropluğunun azalmasına səbəb olmuşdur.

Nəticədə, xüsusilə işığın təsirinə məruz qaldıqdan sonra elektrikkeçiriciliyinin azalması başlanğıc dozadan başlayaraq lay boyunca və laylar arasındakı boşluqlarda radiasiya defektlərinin yığılması müşahidə olunmuşdur. Nəticədə, əksər yükdaşıyıcıların mobilliyi nəticəsində hər iki istiqamətdə elektrikkeçiriciliyi azalır. Şüalanmanın dozası artdıqca radiasiya defektləri ilə başlanğıc qeyri-bircinslik, (uyğunsuzluq) arasındakı qarşılıqlı təsir nəticəsində kompleks defektlər əmələ gəlir; nəticədə hər iki istiqamətdə elektrik keçiriciliyi eksponensial olaraq artır. Güman edirik ki, $\sigma_{\perp c}$ istiqamətində şüalanmaya məruz qaldıqda elektrik keçiriciliyinin azalması ilkin donör səviyyəsinin qismən kompensasiyası ilə əlaqədardır. Heksoqonal modifikasiyalı n-TlInS₂ kristalının yüksək dozalı şüalanması (200 kraddan yuxarı), layarası boşluqlarda radiasiya defektlərinin yığılmasına və materialın güclü kompensasiyasına səbəb olur. Dozanın artması ilə (200 kraddan yuxarı) radiasiya defektlərinin homogenləşməsi nəticəsində daha mürəkkəb defektlər meydana gəlir və beləliklə hər iki istiqamətdə elektrik keçiriciliyinin artması azalır.

[13, s.157-162]-də monoklin strukturlu TlInS₂ birləşməsinin monokristallarına γ -şüalanmanın uzunmüddətli təsiri öyrənilmişdir. Nümunələrin rentgenoqramlarını müqayisə etməklə müəyyən edilmişdir ki, monoklin strukturlu monokristalların γ -şüalarla uzunmüddətli şüalandırılması onların polikristallaşmasına və heksoqonal fazanın yaranmasına səbəb olur. Heksoqonal fazanın əmələ gəlməsi monoklin strukturda atomların yerinin dəyişməsi hesabına baş verir. Nümunəni şüalandırdıqda onun rentgenoqrammasında heksoqonal strukturun reflekslərinə xarakterik olan yeni reflekslər meydana çıxır. Fərz edilir ki, struktur dəyişikliyi əsasən InS₄ tetraedrlərinin mərkəzlərindən In atomlarının oktaedrik boşluqların mərkəzinə yerini dəyişməsi və InS₆ oktaedrinin yaranması hesabına baş verir.

[172, s.2269-2273]İşdə müəlliflər qamma şüalanmanın laylı quruluşa malik TlInS₂ monokristalının dielektrik xassələrinə və ac keçiriciliyinə təsiri öyrənmişlər. Tədqiqat $5 \cdot 10^4 \div 3,5 \cdot 10^7$ Hz tezlik intervalında aparılmışdır. Müəyyən edilmişdir ki, TlInS₂ monokristalında $10^4 \div 2,25 \cdot 10^6$ rad dozada qamma şüalanma dielektrik itki bucağının tangensində, kompleks dielektrik nüfuzluluğunun həqiqi və xəyali

hissəsində və lay boyunca ac keçiriciliyində mühüm artmaya səbəb olmuşdur. Bütün qamma şüalanma dozaları üçün TlInS₂ monokristalında 10⁷ Hs tezliyə qədər elektrik keçiriciliyinə bağlı olaraq dielektrik itkilərinə və daha yüksək tezliklərdə relaksasiya ilə xarakterizə olunur. TlInS₂ monokristalının şüalanması tgδ, ε' və ε'' dispersiyasında artmaya gətirib çıxarır. TlInS₂ monokristalında qamma şüalanmanın dozaları artdıqca N_F – Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokallaşmış halların sıxlığının artdığı müəyyən edilmişdir. Belə ki, Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokallaşmış halların sıxlığının qiyməti 5,2 · 10¹⁸ –dən 1,9 · 10¹⁹ eV⁻¹ sm⁻³.

[49, s.77-79] də monoklin modifikasiyalı TlInS₂ monokristalının dielektrik xassələrinə γ-şüaların təsiri müxtəlif tezlik intervallarında tədqiq edilmişdir. Alınmış nəticələr göstərir ki, TlInS₂ monokristalının dielektrik nüfuzluğu (ε) eksponensial qanunauyğunluğa malikdir. Aşağı şüalanma dozalarında dielektrik nüfuzluluğunun (10⁴ rad) artması, 10⁴-10⁶ rad şüalanma doza intervalında isə azalması müşahidə edilmişdir. Müəliflər bunun nöqtəvi defektlərin dəmlənməsi ilə bağlı olduğunu bildirmişlər.

[154, 2205-2209] γ-kvantlarla şüalandırılmış 10⁸ Om elektrik müqavimətinə malik TlInSe₂ monokristalının elektrik keçiriciliyinin və Volt-Amper xarakteristikasının xüsusiyyətlərinin temperaturdan asılılığı öyrənilmişdir. Zəif elektrik sahələrində və aşağı dozalarda müşahidə olunan keçiricilik anomaliyaların, kation atomu olan neytral komplekslərin parçalanması ilə əlaqəli olduğu müəyyən edilmişdir. Güclü elektrik sahələrində, tələlərin istilik-sahə ionlaşması meydana çıxır. Radiasiya defektlərinin əmələ gəlməsinin əsas mexanizmi, şüalanmamış kristalların struktur defektləri olan [V_{In}⁻ Inⁱ⁺], [V_{Se}⁻ Seⁱ⁻] və başqalarının meydana gəlməsidir.

[58, s.19-23] işdə 5 · 10⁴ ÷ 3,5 · 10⁷ Hs tezlik intervalındakı fərqli texnoloji qruplardan TlGaSe₂ monokristalının laylar boyunca ac- keçiriciliyinə və dielektrik xassələrinə qamma şüalanmanın təsirinin tədqiqi verilmişdir. İşdə 3 · 10⁴ ÷ 2,25 · 10⁶ rad dozada qamma şüalanmaya məruz qalmış TlGaSe₂ monokristalının dielektrik nüfuzluluğunun azalması və həmçinin dielektrik itkilərinin təbiətinin dəyişməsi

müəyyən olunmuşdur. Qamma kvantlarla şüalanmış TlGaSe₂ monokristalında Fermi səviyyəsi yaxınlığında ac-keçiriciliyi sıçrayışlı xarakter daşıyır və Fermi səviyyəsi yaxınlığında yerləşən lokallaşmış halların sıxlığının (N_F) və enerji fərqi (ΔE) ilə yanaşı sıçrayışın uzunluğu (R) və sıçrayışın orta zamanı (τ) da müəyyən edilmişdir. $2,25 \cdot 10^6$ rad dozada qamma şüalanma məruz qaldıqdan sonra Fermi səviyyəsi yaxınlığında yerləşən lokallaşmış halların sıxlığının (N_F) qiymətinin azalması, sıçrayışın uzunluğunun (R) qiymətinin isə artdığı, τ -nun isə iki dəfə artdığı müəyyən edilmişdir.

Beləliklə işdə göstərilmişdir ki, qamma radiasiya TlGaSe₂ monokristalında dielektrik əmsallarının (ϵ , ϵ'' , $\text{tg}\delta$) qiymətlərini və həmçinin ac-keçiriciliyini əhəmiyyətli dərəcədə dəyişə bilər.

[98, s.1754-1757] işində müəlliflər tərəfindən TlInS₂ və TlGaS₂ laylı monokristallarının dielektrik nüfuzluğunun və elektrik keçiriciliyinin temperaturdan və elektron dəstəsinin şüalanma dozəsindən asılılığı tədqiq edilmişdir. 80-320 K temperatur intervalında 4 MeV enerjisi və TlInS₂ və TlGaS₂ monokristallarının 10^{15} və 10^{16} sm⁻² dozaları ilə elektronlarla şüalanmış və şüalanmamış elektrikkeçiriciliyinin və dielektrik nüfuzluğunun tədqiqatları aparılmışdır. Göstərilmişdir ki, dozanın artması ilə elektronlarla şüalanma elektrik keçiriciliyinin qiymətinin əhəmiyyətli artmasına və tədqiq edilmiş bütün temperatur sahəsində (80-320 K) dielektrik keçiriciliyinin ϵ azalmasına səbəb olduğu müəyyən olunub. TlInS₂ kristalında faza keçidinə səciyyəvi sahələrdə $\sigma = f(T)$ və $\epsilon = f(T)$ temperatur asılılıqlarında maksimumlar şəklində anomaliyalar müşahidə olunur. Bu yüklərin sərbəst daşıyıcılarının konsentrasiyasının artımına (yarımkeçirici xassələrin təzahürü) və temperaturun yüksəlməsi nəticəsində domen sərhədlərinin (seqnetoelektrik xassələrin təzahürü) hərəkətliliyin artımına səbəb olub.

TlInS₂ və TlGaS₂ kristallarının 10^{15} və 10^{16} sm⁻² dozalı elektronlarla şüalanması onlarda faza keçidlərinin temperaturunun dəyişməsinə səbəb olmur. TlGaS₂ kristalının ϵ dielektrik keçiriciliyinin dispersiya əyriləri qurulub. Şüalanmamış TlInS₂ nümunələri üçün $\epsilon = f(T)$ əyridə, maksimumlar şəklində $T_{c1} \sim 216$ K və $T_{c2} \sim 212$ K, həmçinin kiçik əyilmə şəklində $T_1 \sim 232$ K anomaliyalar müşahidə olunur. Bu anomaliyalar

TlInS₂ kristallarında faza keçid ardıcılığına səbəbdir, bu da onlarda uzun müddətli modullaşdırılmış üst quruluşların olması və temperaturun dəyişməsi ilə əlaqədardır.

TlInS₂ kristalını elektron dəstəsi ilə şüalandırıqda, ϵ dielektrik nüfuzluğunun azalması və σ elektrik keçiriciliyinin isə tədqiq olunan bütün temperatur sahəsində əhəmiyyətli dərəcədə artması baş verir. $\epsilon = f(T)$ və $\sigma = f(T)$ ayrılərində anomaliyanın şüalanma dozasının artması ilə hündürlük üzrə azalır və qismən dağılırlar. Elektronlarla şüalanma təsiri altında ϵ bu cür hərəkəti, şüalanma təsiri altında təbii defektlərin miqrasiya prosesinin aktivləşməsi ilə əlaqəli, domen quruluşunun sabitləşməsinə və əqiymətlərinin azalmasına səbəb olan nümunələrin radiasiya ilə stimullaşdırılmış yaşlanmasına səbəb ola bilər. TlInS₂ nümunələrinin σ elektrik keçiriciliyinin qiymətinin artmasının səbəbi şüalanma zamanı mühitin ionlaşması və ikinci elektronların əmələ gəlməsidir [78, s.138].

Yaylı kristallar sinfinə daxil olan TlGaS₂ kristallarının həm şüalanmamış, həm də 10^{15} və 10^{16} sm⁻² doza ilə elektronlarla şüalanmış nümunələri üçün dielektrik nüfuzluğunun (ϵ) və elektrik keçiriciliyinin (σ) temperatur asılılığı öyrənilib. TlInS₂ kristallarında olduğu kimi, TlGaS₂ kristalı üçün də dielektrik nüfuzluğunun və elektrik keçiriciliyinin qiymətləri temperaturun artması ilə artır.

TlInS₂ kristalında olduğu kimi, TlGaS₂ kristalının elektronlarla şüalanması dielektrik nüfuzluğunun qiymətinin (ϵ) azalmasına və elektrik keçiriciliyinin isə əhəmiyyətli dərəcədə artmasına səbəb olur. Yüksək temperatur sahəsindəki $\sigma = f(T)$ temperatur asılılığının ayrılərində iki hissəni ayırmaq olar, hansılar ki, elektrik ötürücülüynün müxtəlif mexanizmlərinə görə əyilmə ilə fərqlənirlər.

TlGaS₂ kristalları üçün $\epsilon = f(T)$ və $\sigma = f(T)$ ayrılərində $T \sim 170$ K sahəsində bu temperaturda FK ilə əlaqədar olaraq aydın qırılma müşahidə olunur. Arrenius qanunu əsasında $\sigma = \sigma_0 T^{-1} e^{E_a/kT}$, TlInS₂ və TlGaS₂ kristalları üçün E_a aktivləşmə enerjiləri hesablanmışdır. TlInS₂ kristalları üçün ümumiləşdirilmiş aktivləşmə enerjisi TlGaS₂ kristalları ilə müqayisədə xeyli böyükdür. TlInS₂ kristalı üçün aktivləndirmə enerjisi $T = 100$ K-də 0,011 eV, $T = 250$ K-də 0,203 eV-dir. TlGaS₂ kristalında isə aktivasiya enerjisi müvafiq olaraq 160, 200, 300 K temperatur üçün 0,002, 0,016, 0,075 eV qiymətləri qəbul edir. Kristalların elektron dəstəsi ilə şüalanması

aktivləndirmə enerjisinin qiymətlərinə əhəmiyyətli dərəcədə təsir göstərmir. İşdə həmçinin 300 K temperaturda ölçmə sahəsinin tezliyindən TlGaS_2 kristalları elektron dəstə ilə şüalanmamış, həm də şüalanmış ϵ dielektrik keçiciliyinin və σ elektrik ötürücülüyünün asılılığı təqdim olunub. Göstərilmişdir ki, dielektrik nüfuzluğunun (ϵ)və elektrikkeçiriciliyin (σ) əhəmiyyətli dispersiyası müşahidə olunur. Artan tezlik ilə dielektrik nüfuzluğunun qiyməti azalır və yüksək tezlikli ölçmələr sahəsində baş verən relaksasiya prosesləri ilə əlaqəli keçiricilik artır. TlGaS_2 kristallarının şüalanmamış və şüalanmış nümunələri üçün dielektrik keçicilik və elektrikkeçiriciliyin dispersiya ayrılıqlarının öz xüsusiyyətlərinə görə yaxın olması diqqəti özünə çəkir. Qeyd etmək lazımdır ki, bu işdə alınan nəticələrin [59, s.2140][99, s.68]ədəbiyyat məlumatları ilə uyğundur, hansı ki, γ - şüalanmasının bu kristalların dielektrik xüsusiyyətlərinə təsiri tədqiq edilib.

§ 1.2. TlB^3C_2^6 tipli ferroelektrlərdə yayımlı faza keçidləri və bu faza keçidlərinə aşkarların təsiri

1.2.1. TlInS_2 kristallarda yayımlı faza keçidləri və struktur xüsusiyyətləri.

Məlum olduğu kimi, üçqat yarımkəçirici TlInS_2 kristalı seqnetoelektrik materialların sinifinə aiddir və fiziki xüsusiyyətlərini öyrənməsinə görə xüsusi maraq doğurur.

[137, s.117-122] [136, s.33-44]İşlərində TlInS_2 kristalının üçqat sulfid olduğu və iki modifikasiyaya malik olması göstərilmişdir: 773 K temperaturunda alınan kiçiktemperaturlu faza və 1050 K temperaturunda alınan yüksəktemperaturlu faza.

[136, s.33-44] Ədəbiyyat məlumatındakı nəticələr əsasən TlInS_2 monokristallı iki rəngdə alına bilər: kiçiktemperaturlu faza α - TlInS_2 – qara rəngdə və yüksəktemperaturlu faza β - TlInS_2 – sarı-narıncı rəngdə. TlInS_2 birləşməsində In xarici elektronların $4d^{10}$ və (+3) oksidləşmə dərəcəsi konfigurasiyası ilə normal valentlik qabiliyyətinə malikdir. Valent elektronlar sulfidlərdə s^2p^4 konfigurasiyası və (-2) oksidləşmə dərəcəsiylə xarakterizə edilir, tallinin isə $6s^2$ qabığı olur. sp

qibridizasiyanın səkkiz elektronuna indinin $5s^25p^1$ qabığına 3 elektron, s^2p^4 qabığının hər iki kükürd atomlarına 6 elektron və talliyin 1 elektronu uyğun gəlir. Bu cür hibridləşmə indium və kükürd arasında polyarizasiya olunmuş kovalent əlaqə yaradır və kükürdün indiuma əsasən tetraedrik orientasiyasın təmin edir. Tl^+ və $[TlS_2]^{1+}$ arasındakı ion əlaqə kükürd vasitəsilə həyata keçir. Əvvəlki işlərdə $TlInS_2$ birləşməsinin tetraqonalstruktur malik olduğu yazılıb, amma [136,] işin müəllifləri vasitəsi ilə $TlInS_2$ simmetriyası monoklin olaraq psevdotetraqonal struktura malik olduğu müəyyən edilmişdir, β - $TlInS_2$ monokristalının qəfəsinin parametrləri $a=b=7,76\text{\AA}$, $c=30,01\text{\AA}$, $\beta=90^\circ 10$, $z=16$ bərabərdir.

[41, s.90-93] [43, s.1224-1230] işlərində $TlInS_2$ kristalının optik xüsusiyyətlərinin tədqiqi zamanı Raman spektrlərində fonon xəttlərinin sayının uyğunsuzluğu həmçinin pyzoelektrik effektin olmaması aşkar edilib. Bu β - $TlInS_2$ -də simmetriya mərkəzinin olmasına işarə edirdi. [16, s.37] İşində $TlInS_2$ kristallik qəfəsin parametrləri difraktometrik (toz üsulu), elektronografik və rentqenoqramma üsulu ilə müəyyən olunmuşdur. Müəlliflər qəfəsin parametrlərinin orta qiyməti $a=7,63\text{\AA}$, $b=7,68\text{\AA}$, $c=30,01\text{\AA}$ bərabərdir olduğunu göstərmişlər.

[95, s.1557-1560] Ədəbiyyat nəticələrinə görə, $TlInS_2$ birləşməsinin α və β modifikasiyalarının öz udulma zolağının formalaşma mexanizmi, qadağan olunmuş zonanın genişliyindən əhəmiyyətli dərəcədə fərqlidir. [136, s.33-44] işində müəlliflər tərəfindən $TlInS_2$ kristalının məxsusi udulma zolağının həddi araşdırılmışdır. Bu işə görə udulma zolağının həddi 77K və 300K temperaturlarda 3,07 və 2,36 eV-a uyğun olur. Bu spektrlərdə heç bir struktura aşkar olunmamışdır. Bu nəticələr növbəti [114, s.205-207] [135, s.47-50] işlərdə öz təsdiqini tapmamışdır. Udulma zolağının həddi $TlInS_2$ monokristalında eksiton-fonon vasitəsilə düzgün keçidlərlə formalaşır. 77K və 300K temperaturda düz keçidin həddi 2,55 və 2,38 eV təşkil edir. Eksiton-fonon sabiti və fonon enerjisi uyğun olaraq 0,6 və 0,01 eV bərabərdir. [135, s. 47-50] içində elektroudulma tədqiqi ilə $TlInS_2$ kristalında zolaq həddinin strukturunun mövcudluğu müəyyən olunmuşdur. [20, s.1307-1309] işin müəllifləri $TlInS_2$ kristalının kiçiktemperaturlu ($25\pm 5K$) optik xüsusiyyətlərinin ölçməsi zamanı dar xətlər $E_1=2,544$ eV və $E_2=2,573$ aşkarlanmışdır. Bu xətlər düz eksiton keçidlərə

$n=1,2$ aiddir. Eksitonun əlaqə enerjisi ($E_{\text{eks}}=25 \text{ meV}$) və qadağan olunmuş zonanın ($E=2,575 \text{ eV}$) eni qiyməti məyyən olunmuşdur. TlInS_2 monokristallının optik xassəsinin öyrənilməsivaxtı λ modulyasiya metodu ilə fundamental udulma yaxınlığında üç xüsusiyyətlə müşahidə olunur:

1. Aşqar səviyyəsi;
2. Düzxətli optik keçidlərin ekstinsonun əsas vəziyyətinə gəlməsi;
3. Spin-orbital qarşılıqlı təsiri ilə valent zonasının bölünməsiylə əlaqədar $T = 210\text{K}$ temperaturda 2.81 eV enerjiyə malikdir

$E_{\text{eks}}=33\text{meV}$ əlaqəsinin qiyməti, Bor radiusu və eksitonun kütləsi $\alpha_{\text{eks}}=23\text{Å}$, $\mu=0,15\text{ms}$ hesablanmışdır.

İlk dəfə [20, s.1307-1309] işində müəlliflər tərəfindən, TlInS_2 kristallının fundamental zolağın udulma həddində $1,8 \text{ K}$ də fotoluminessensiya xəttləri müşahidə edilmişdir. Müəlliflər hesab edirlər ki, bu xətlərin təzahürü üçün ən mümkün monoklinik modifikasiyaya aid iki TlInS_2 politipiylə bağlı eksitonların şüalanma rekombinasiyasıdır. [21, s.220-222] işində $\beta\text{-TlInS}_2$ də təzyiq altında fundamental udulma spektrinin ölçmələri zamanı struktur dəyişmələr qeydiyyatata alınmışdır. $0,66 \text{ QPa}$ və $P=1,05 \text{ QPa}$ [21, s.220-222] yüksək təzyiq üçün faza stabilizasiyası TlInS_2 kristallı üçün faza keçidi qeydiyyatata alınmışdır, amma sonradan bu məlumatlar təsdiq olunmamışdır. TlInS_2 kristallarında struktur fazası keçidlərinin öyrənilməsi xüsusi maraq doğurur. Bu suala həsr olunmuş bir sıra işlər bu birləşmələrdə struktur fazası keçidlərinin sayının və növlərinin az və ya çox tam bir şəkilin verir [16, s.37], [28, s.2847-2851] [30, s.3583-3585] [29, s.3621-3628] işlərinin müəllifləri tərəfindən $80\text{-}400\text{K}$ temperatur arasında submillimetrli spektroskopiya üsulu ilə $6\text{-}24 \text{ cm}^{-1}$ tezlikdə TlInS_2 kristalının dielektrik keçiriciliyi ölçülmüşdür. 189K və 123K temperaturları yaxınlığında iki strukturlu faza keçidləri aşkarlanmışdır. Hesab olunurki, TlInS_2 kristalı 189 K temperaturda seqnetoelektrik faza keçidinə məruz qalır. [17, s.1272-1276] işində $\beta\text{-TlInS}_2$ monokristallın statik dielektrik keçiriciliyin temperatur asılılığı, spontan polarizasiya və ikisinmə prosesi baş verir. TlInS_2 kristalında struktur faza keçidlərinin varlığını görtərən 216 K temperaturda dielektrik optik xassələrin varlığı

aşkarlanmışdır, $T=204\text{K}$ temperaturda isə seqnetoelektrik faza keçidinin varlığı ($P_S \sim 0,2 \text{ mk} \cdot \text{Kl}/\text{sm}^2$).

TlInS_2 birləşməsində neytron difraksiyası və dilatometriya üsulu ilə 3 faza keçidi tapılmışdır: $T=220\text{K}$, 202-195K temperatur intervalında və 170K temperaturda. Müəyyən edilmişdir ki, 220 K temperaturda uyğunsuz fazaya keçid (incommensurate) və 170K temperaturda isə uyğun fazaya (commensurate) keçid baş verir. Dielektrik sabitinin anomaliyası və modullaşdırılmış strukturun yenidən qurulması arasındakı əlaqə göstərilmişdir.

İlk dəfə olaraq elementar oyuğun həcmnin dörd dəfə artması uyğun fazaya keçməsi aşkarlanıb. TlInS_2 monokristalının fundamental absorbsiya spektrləri əvvəllər aşkar edilmiş faza keçidlərinin absorbsiya kənarına təsirini aydınlaşdırmaq məqsədilə 4.2-290 K temperaturda [20, s.1307-1309] işində müəllifləri tərəfindən tədqiq edilmişdir. 180-230 K temperatur intervalında, dielektrik nüfuzluğunun temperaturdan asılılığında ($\epsilon(T)$) anomal davranışının iki bölgəsi müşahidə edilmişdir. 193-191K temperatur intervalındakı anomaliya, beləki, qadağan olunmuş zonanın en qiyməti 0,015 eV düşür, I növ faza keçidinə yaxın, faza keçidin identifikasiya etməyə imkan verir. 209-210K temperatur aralığında E_g -nin 0,008 eV kəskin düşməsi müşahidə olunur. TlInS_2 kristalında qadağan olunmuş zonanın eninin E_g temperatur əmsalı 180-191K və 288K temperatur diapazonlarına müvafiq olaraq $9,6 \cdot 10^{-4}$ və $5,6 \cdot 10^{-4}$ eV/K bərabərdir. [96, s.264] İşində kristalın parallel ($\alpha_{||}$) və perpendikular (α_{\perp}) istiqamətlərində xətti genişlənmə əmsalının temperaturdan asılılığı verilmişdir. $\sim 200\text{K}$ temperaturunda $\epsilon_{||}(T)$ asılılığında anomaliya aşkarlanmayıb.

120-293K temperatur intervalında 4 faza keçidi müşahidə olunmuşdur: 230-220K, 205-202K, 194-188K, 180-160K. 214, 196, 9; 173 K temperaturlarında TlInS_2 kristalının istilik tutumu anomaliyası [155, s.115-119] işində müəlliflər tərəfindən aşkarlanmışdır.

[110, s.125-133] İşində əvvəllər seqnetoelektrik təbiəti olan spontan polarizasiya və keçiricilik anomaliyası ilə üst - üstə düşən dielektrik anomaliyalar müşahidə olunurdu. Dielektrik sabitinin müşahidə edilən anomaliyasına görə nümunələrin təsnifatı aparılmışdır. β - TlInS_2 kristallarının əksəriyyəti politiplərin qarışığı olduğu və

bəzi politiplər üçün seqnetoelektrik hala keçiddən əvvəl uyğunsuz fazaya (inconnensurate) keçid olmadığı göstərilmişdir.

[107, s.161-164] İşində müəlliflərseqnetolektrik ($T_1=207K$) və ölçüyəgəlməyən faza keçidlərini ($T_2=213K$) müəyyən etmək üçün $130K < T < 300K$ temperatur bölgəsində depolyarizasiya cərəyanının temperatur asılılığını tədqiq etmişlər. Xarici sahənin $E=30-40$ kV/m gərginlikdə əlavə edəndə seqnetoelektrik faza keçidinin temperaturunun $T_2=204K$ enməsi müşahidə olunurdu. Bu zaman spontan polyarizasiya $P_S=12 \cdot 10^{-8}$ K/sm² - dır. Nümunələr 2,25-2,45 eV enerjili fotonlarla şualandırıldıqda faza keçid temperaturunun aşağıya doğru sürüşməsi müşahidə edilmişdir.

[19, s.1038-1039] İşində seqnetoelektrik faza keçidi ətrafında Raman səpilmə spektrinin aşağıtezlikli oblastında tətqiq olunmuşdur. Yumşaq rejimli modanın tezliyi, model hesablamalardan istifadə edilərək spektr parametrlərinin temperatur asılılığından (tezlikdən, xəttin intensivliyindən) təyin olunmuşdur. Müəyyən olunub ki, yumşaq modanın tezliyi $T_C - T$ dən kökaltı asılılığa tabedir.

[27, s.5-46] [153, 3573-3580] işlər seqnetoelektrik faza keçidinin temperaturuna piroelektrik xüsusiyyətlərin və uyğunsuz daşıyıcıların təsirinə həsr olunmuşdur.

[18, s.1038-1039] [51, s.19-26] İşində müəlliflər β -TlInS₂ kristalının keçiriciliyinə və dielektrik xüsusiyyətlərinə 0,8 GPa –qədər hidrostatik təzyiğin təsiri öyrənilib. Məlum olduğu kimi tətqiq olunan kristallarda uyğunsuz və seqnetoelektrik faza keçidlərindən başqa struktur faza keçirdləri də müşahidə olunmuşdur. İşdə həmçinin β -TlInS₂ birləşməsinin P-T diaqramı qurulub.

[23, s.3615-3617] [22, s.153-155] [24,s.1989-1900] İşlərində TlInS₂ kristalında uyğun fazada həqiqi və xəyali dielektrik keçiriciliyin və spontan polyarizasiyanın temperatur asılılığı müəyyən olunmuşdur. Nəzəriyyənin eksperimentlə müqayisəsində termodinamik potensialın parametrləri tapılmışdır. [24,] İşin müəlliflərinin apardığı araşdırmaya görə tallium atomlarının mikromüxtəlifliyinin zona əriməsi koməyi ilə olan bölüşdürülməsi β -

TlInS₂ birləşməsinin TlInS₂-III fazasına keçməsi sürətlənir. Göstərilmişdir ki, aşqar kristallarda ardıcıl faza keçid bölgəsində statik dielektrik keçiriciliyin həqiqi və xəyali hissələri bir neçə dəfə artır.

1.2.2. TlInS₂ kristalında faza keçidlərinə təsir edən kation dəyişməsi

Müasir texnikanın fərqli sahələrində seqnetoelektriklərin və onlara yaxın materialların intensiv praktiki istifadəsi defekt, aşqar və başqa tərkibi olan real kristalların tədqiqini tələb edir. Müxtəlif növ defektlərin T_c yaxınlığında olan termodinamik miqdarların davranışını əhəmiyyətli dərəcədə dəyişə biləcəyi müəyyən edilmişdir [44, s.736] [34, s.1127-1129]. Defektli kristallarda T_c yaxınlığında P_s temperatur asılılığının nisbətən hamar gedişi, dielektrik nüfuzluluğunun temperaturdan ε(T) asılılığında yayımlı maksimumu və digər fiziki xüsusiyyətlərin anomaliyasının zəifləməsi müşahidə olunur.

Adətən ion kristallarında defektlər hesablanarkən defekt yaxınlığında zona ayrılır, bu nöqtədə defektlərin təsiri ilə ionların bir-biri ilə qarşılıqlı təsiri mikroskopik model çərçivəsində nəzərə alınır, kristalların digər hissələri isə ümumi yaxınlaşmada təsvir olunur.

Bu yanaşma [35, s.3129-3132] [38, s.1017-1031] işlərində istifadə edilmişdir. Sərhəd tələbləri defektin içində -radiusun sferasında $d \approx a$ (a – atomarası məsafə) verilmişdir, hansıdakı, parametrlərin qiymətinin $\eta(\vec{r})$ nizamında $\eta = \eta(\theta, \varphi, d)$ formasında yazılırdı (θ, φ - qütb koordinatları). Bu halda simmetrik əvəzetmə defektləri (s-tip) və qeyri-simmetrik isə (p-tipi)- defektlər olduğunu göstərilir.

[38, s.1017-1031] əsasən nöqtəvi defektli olan sistemin sərbəst enerji bu cür təsvir olunur:

$$\Phi = \Phi_0 + \int_{V=V_0} \left[\frac{\chi}{2} (\nabla \eta)^2 + \frac{\alpha}{2} \eta^2 + \frac{\beta}{4} \eta^4 - h\eta \right] dV + V_0 [f(\eta_0) - h\eta] \quad (1.1)$$

Burada α, χ, β - əmsallardır; V_0 – defektin nüvə həcmi; $f(\eta_0)$ – defektin nüvəsinin azad enerjisi; η – nizamlı parametri ilə əlaqədar, h-ümumiləşdirilmiş sahədir.

(1.1) ifadəsində $\eta(r)$ dəyişərək bu cür tənlik almaq olar:

$$\chi \nabla^2 \eta = a\eta + \beta\eta - h \quad (1.2)$$

Yuxarıdakı ifadədə $\eta(r=d) = \eta_0, \eta(r \rightarrow \infty) = \eta_\infty$ sərhəd şərtlərinə uyğun həllindən s-tipi defektinə yaxın η nizamında parametrin paylanması tapılır.

$$\eta(r) - \eta_\infty = (\eta_0 - \eta_\infty) \frac{d}{r} \exp\left(\frac{d-r}{r_c}\right), \quad (1.3)$$

Burada r_c - η nizamınlı parametrin radius korrelyasiyasıdır. Defektin termodinamik potensialın sistemə təsiri bu cür alınır:

$$\Phi_1 = 2\pi\chi d \left(1 + \frac{d}{r_c}\right) (\eta_0 - \eta_\infty)^2 \quad (1.4)$$

p-defekti zamanı $\eta(r)$ nizamı parametrinin bölüşdürülməsi və termodinamik potensial bu cür təsvir olunur:

$$\eta(\vec{r}) = \eta_\infty \left[1 - \frac{d}{r} \exp\left(\frac{d-r}{r_c}\right)\right] - \eta_1 \frac{d^2 \cos\theta}{1 + d/r_c} \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{r} \exp\left(\frac{d-r}{r_c}\right)\right] \quad (1.5)$$

$$\Phi_1 = \frac{4\pi^2}{3} \chi d \eta_1 \left[1 + \frac{d^2}{2r_c^2 \left(1 + \frac{d}{r_c}\right)}\right] + 2\pi\chi d \eta_\infty^2 \left(1 + \frac{d}{r_c}\right) \quad (1.6)$$

[45, s.345-368] işində defektlərin faza keçidinə uyğun iki tipə bölməyi təklif olunur: “təsadüfi temperatur” və “təsadüfi sahə”. “Təsadüfi sahənin” defektləri “təsadüfi temperaturla” müqayisəsində daha güclü anomaliyaya məruz qalmağı göstərilmişdir. Baxılmış müstəqil defektlərin yaxınlaşması

$$Nr_c^3 \ll 1, \quad r \sim \frac{1}{\sqrt[3]{N}}$$

öz əksini tapır. Burada N – defektlərin konsentrasiyasıdır.

[35, s. 3129-3132] İşində nəzəri yanaşmanın tətbiq sahəsi polyarizasiya defektlərin qarşılıqlı əlaqəsi nəzərəcarpacaq dərəcədə genişləndirilmişdir. Landau fenomenoloji nəzəriyyəsi əsasına uyğun T_C faza keçidinə yaxın polyarizasiya defektlərinin termodinamik xüsusiyyətlərə təsiri tədqiq olunur. Defektin lokalizasiya sahəsində nizamlılıq qiymətinin parametri bütün defektlər üçün təyin olunmuş və eyni $\eta = \eta_0$ sayılır.

Defekti törədən strukturun təhrifinin təsviri zamanı orta sahənin yaxınlaşması istifadə olunur və η sahəli bölüşdürülməni təyin edən tənliyin xəttləşdirilməsi keçirilir. İstifadə olunan yanaşmanın səhvləri bilavasitə T_C ətrafında əhəmiyyətli olurki, əvvəlki işlərdə baxılan müstəqil defektlərin yaxınlaşması müqabilində, inkişaf olunan nəzəriyyənin istifadəsi daha ətraflı olur. Keçidlərin ətrafında termodinamik kəmiyyətlərinin temperatur asılılıqları əldə edilmişdir. Aydın dırki, özünə uyğun olmayan yarımkeçirici-seqnetoelektrlərdə faza keçidlərin xassələri elektron və qəfəs altsisteminə qarşılıqlı təsiri zamanı təyin olunur [110, s.125-133]. Bir tip yapışma (tələ) səviyyəsi olan elektronlar sistemində energetik ayrılma intervalı olan keçiricilik zonasının elektronlarla mübadiləsi təsiri zamanı doldurulur:

$$F = \frac{1}{\alpha} \int_0^d f(x) dx, \quad (1.7)$$

Hardakı sərbəst enerjinin sıxlığı bu cür təsvir alır [59] :

$$f = f_0 + \frac{\alpha}{2} \rho^2 + \frac{\beta}{4} \rho^4 + \gamma \rho^8 \cos 8\varphi - \delta \rho^2 (\varphi') + \frac{K}{2} \rho^2 (\varphi')^2 + 2\xi P \rho^4 \sin 4\varphi + \frac{X}{2} P^2 - PE + \left(\frac{\eta}{2}\right) \rho^2 P^2 + m \bar{E}_g(\rho, \varphi) \quad (1.8)$$

burada $\alpha = \alpha'(T - T_i)$, T_i – $m=0$ –da temperaturun uyğunsuz fazaya keçməsi (m – elektronların tələdə konsentrasiyası), $\bar{E}_g = E_g - U_1 - U_2$ qadağan olunmuş zonanın yapışma dəqiqliyinin səviyyəsinə qədər görsərilən eni. $\bar{E}_g(\rho, \varphi)$ üzvü struktur simmetriyasının islahatına invariant olmalıdır.

$$\bar{E}_g(\rho, \varphi) = \bar{E}_{g_0} + \frac{\alpha}{2} \rho^2 + \frac{\beta}{4} \rho^4 + \Gamma \rho^8 \cos 8\varphi - \Delta \rho^2 (\varphi') + \frac{K'}{2} \rho^2 (\varphi')^2 + 2\xi P \rho^4 \sin 4\varphi + \frac{x_0}{2} \rho^2 + \frac{\eta_0}{2} \rho^2 P^2 \quad (1.9)$$

burada α , β , Γ , Δ , K_0 , ξ , x_0 elektron-fonon əlaqəsi ilə müəyyən olunanelektron enerjisinin ayrılmasını xarakterizə edən qeydlər kimi göstərilib. Keçid temperaturunun uyğunsuz fazaya keçməsi aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$T_i = T_c + \left(\frac{1}{\alpha} \right) \left(\frac{\delta_m^2}{k_m} - m\alpha \right) \quad (1.10)$$

Bu zaman polyarizasiya aşağıdakı kimi görünüş alır:

$$\bar{P} = \frac{E}{x_m} - \frac{\xi_m \rho^4}{4x_m Z_0} \left(\frac{K_m}{2} \right)^{1/2} \int_0^{2\varphi} \frac{\sin u du}{\sqrt{\eta - g(u)}} \quad (1.11)$$

$E \approx 0$ uyğunsuz faza zamanı sıfıra bərabərdir.

$\left(\frac{\partial F}{\partial \rho} \right) = \left(\frac{\partial F}{\partial k} \right) = 0$ tarazlıq şəraitindən uyğunsuz fazada p və k qiymətlərini təyin etmək olur və bu qeydlərlə ifadə olunur:

$$\alpha_m = \frac{4\xi_m (k_m x_m^{-1}) (\alpha' T_i)^{3/2}}{\pi \delta_m}, \quad C_m = \frac{\gamma_m x_m}{\xi_m^2}, \quad x = \left(\frac{\partial F}{\partial \rho} \right)_{E=0}, \quad (1.12)$$

ifadəsin istifadə edərək, sonda:

$$\frac{E(k)}{k} = \frac{1}{\alpha_m (1 + C_m)^{1/2}} \cdot \frac{1}{\left(1 - \left(\frac{T}{T_i} \right) \right)^{1/2}}, \quad \rho^2 = \frac{\alpha'}{\beta} (T_i - T)$$

$$x = \left(\frac{1}{x_m} \right) \left[1 + \frac{1}{1 + C_m} \left(\frac{E(k)}{(1 - k^2) K(R)} - 1 \right) \right] \quad (1.13)$$

Uyğunsuz fazanın temperatur eni aşağıdakı ifadə ilə təyin olunur:

$$\frac{1}{\alpha_b (1 + C_b)^{1/2}} = \left(1 - \frac{T_{iC}}{T_i} \right)^{3/2}, \quad (1.14)$$

Burada T_{iC} - daşıyıcı konsentrasiyasından asılı olan uyğunsuz fazadan uyğun fazaya keçəntemperatur keçididir.

T_C - yaxınlığında dielektrik keçiriciliyi özünü $x \sim (T - T_C)^{-1}$ kimi aparır, T_i - yaxınlığında fasiləsiz qalır və $x(T_i)$ yüksəksimmetrik fazada dielektrik keçiricilik qiymətini alır.

Uyğun fazada (simmetriya C_2^3) dielektrik keçiriciliyin qiyməti onun yüksəksimmetrik faza qiymətinə bərabərdir. Bundan başqa uyğun fazada $P \sim (T_C - T)^2$ [31, s.1-13] temperatur asılılığı ilə spontan polyarizasiya əmələ gəlir, uyğunsuz fazada $x = x(T)$ asılılığı minimum $\left(\frac{\eta}{2}\right) \rho^2 P^2$ sərbəst enerji invariantının olma şəraitində olur. Dielektrik keçiriciliyin tezlik asılılığı adiabatik yaxınlığı olan kinetik tənlik ilə təyin olunur [31, s.1-13]:

$$x(\omega, T) = x_m + \frac{x_{iT} - X_m}{1 + i\omega \left(\frac{\Gamma_0}{\omega_i^2} \right) - \left(\frac{\omega}{\omega_i} \right)^2}, \quad (1.15)$$

hardakı $\Gamma_0 = \frac{\gamma}{m}, \quad \frac{\Gamma_0}{\omega_i^2} = \frac{\gamma_m R^2}{64(K')^2 \rho^8 \bar{\gamma}_m}$ (1.16)

Burda γ və m – sürtünmə əmsalı və effektiv kütlədir

Hal diaqramında Lifşiç xətti nöqtələri $K(P, T, n) = 0$ tənlik ilə təyin olunur, belə ki temperaturun düşməsi keçid zamanı bu xəttin əmsalı $k > 0$ işarəsini dəyişir. $K(P, T, n) = 0$ xətti yaxınlığında simmetrik analiz $\left(\frac{\lambda}{2}\right) \rho^2 (\varphi'')^2$ invariantı sərbəst enerjiyə daxil etməyə imkan verir. Standart analiz $K(P, T, n) = 0$ temperatur intervalında yeni tip uyğunsuz faza olanda, hansıdakı spontan polyarizasiyasının və dielektrik keçiriciliyin temperatur asılılığı bu nisbətlə təyin olunur:

$$P = \frac{E}{x_0} + \frac{2\xi \rho^4}{x_0} \left[\left(\frac{A}{B} + 1 \right) \frac{E(r)}{K(r)} - \frac{A}{B} \right] \quad (1.17)$$

$$X(T) = \frac{1}{x_0} + \frac{3\sqrt{3}\xi^2}{64x_0\gamma} \left(\frac{1}{(1-r^2)} \left(\frac{E(r)}{K(r)} \right)^2 - 1 \right) \quad (1.18)$$

$$\text{Burada } r = \frac{2}{1 + A/B}, \quad A = \frac{3\xi}{4\sqrt{\gamma\lambda}} \frac{1}{\rho x_0} - \frac{K}{16\lambda}, \quad B = \frac{1}{\sqrt{3}} \sqrt{\frac{\gamma}{\lambda}} \rho^3 \quad (1.19)$$

Bu səbəblərdə, $K(P, T, n)=0$ temperatur oblastında uyuşmayan faza (incommensurate) yaranır, burada $E=0$ ortalama polarizasiya sıfırdan fərqlənir. Spontan polarizasiya özünü $\lambda(T) \sim (T - T_C)^{-1}$ kimi aparır, və uyğunsuz fazanın içində $\eta\rho^2 p^2$ invariantına görə minimuma sahib ola bilər.

Laylı strukturlarda defektlərin konsentrasiyası artanda T_i və T_C vaxtı faza keçidlərin yuyulması və kiçik temperatur bölgəsinə hərəkəti baş verir. Bəzi dəyərlərdə, laylı strukturun itirilir və kristal izotrop olur və defektlərin paylanması həmcins olur. Bununla yanaşı, nizamsızlıq həmcins olduqda, amorf strukturlarda belə aydın bir faza keçidi müşahidə edilə bilər.

Uyğunsuz fazanın temperatur eni m daşıyıcıların konsentrasiyasından asılıdır və prinsipcə sıfıra bərabər ola bilər. Sonuncu strukturda optik rəqs fazası $\bar{q} = (0, 0, 1/4)$ uyğun nöqtəyə əsasən, polarizasiya vektoru arasında kifayət qədər zəiflənməni bildirir. $\varepsilon = \varepsilon(T)$ temperatur asılılığında minimum dərinliyin artması polarizasiya təsirinin sabitinin nizam və polarizasiya parametrinin amplitudu ilə nəticələnir.

Nəticə etibarilə x artıqca, polarizasiyanın nizam parametrinin amplitudu artır, halbuki faza azalır.

Bu vəziyyətdə uyuşmayan faza sinusoidal-modullaşmış kimi özünü aparır hansıdakı soliton rejim yoxluq təşkil edir.

Temperatur histerezisi $\varepsilon = \varepsilon(T)$ - də qadağan olunmuş zonanın eninin temperatur asılılığı yapışma dərəcəsi enerjisinin dəqiqliyi ilə əlaqədardır.

§ 1.3. Bərk cisimli elektrolitlər. Superior keçiriciliyi

Ədəbiyyatda superior halının öyrənilməsinə və superior materialları əsasında akkumulyatoların, nanomaterialların və mezoskopik strukturların əsasında yaddaş elementlərinin, böyük tutumlu kondensatorların yaradılması imkanına həsr olunmuş

çox sayda işlər vardır. Superion keçiricilər son illər tədqiqatçıların çox geniş dairəsinin diqqətini cəlb edən maddələrin xüsusi bir sinfini təşkil edir. Bu maddələrin qeyri-adi, paradoksal xassələri istər bərk cisim fizikasının fundamental problemləri nöqtəyi-nəzərindən, istərsə də sırf tətbiqi problemlərlə əlaqədar olaraq böyük maraq kəsb edir [36, s.12-16][123,s.275-278] [215, s.833-840][120, 520-526] [154, s.805-815].

Superion keçiriciləri fərqləndirən əsas xüsusiyyətlərdən biri onların anomal yüksək ion keçiriciliyidir.

Yüksək ionkeçiricilikli materiallar-maye elektrolitlərin və maye duzların keçiriciliyi ilə müqayisədə bərk halda yüksək ion keçiriciliyinə malik olan maddələrdir (10^{-1} - 10^{-3} $\text{OM}^{-1} \text{cm}^{-1}$). Bu cür keçiriciləri 2 növə ayırmaq olar: ion kristallar temperatur asılılığı əyrilərində aşağı temperaturlu halında aşağı keçiricilik (dielektrik və ya yarımkəçiricilər) ilə, yüksək temperaturlarda anormal dərəcədə yüksək ion keçiriciliyi (superion halı) ilə xarakterizə olunur.

Qiymətinin tərtibinə görə superion keçiricilərin keçiriciliyi ərintilər və güclü elektrolitlərin qatılaşdırılmış məhlulları üçün səciyyəvi olan qiymətlərə yaxındır; buna uyğun olaraq superion keçiriciləri həmçinin bərk elektrolitlər də adlandırırlar. Beləliklə, söhbət özünəməxsus hibrid xassələrə malik maddələrdən gedir – onlara maye ərintinin və ya məhlulun keçiriciliyi və bərk cismin mexaniki möhkəmliyi və elastikliyi xasdır.

Struktur nizamsızlığına malik superion kristallar keyfiyyətcə fərqli iki fazada ola bilər. Kritik temperaturdan aşağı temperaturlarda onlar özünü adi ion kristalları kimi (dielektrik faza) aparır; kritik temperaturdan yuxarı temperaturlarda onlar xüsusi hala – superion halına (elektrolitik fazaya) keçir. yüksək ion keçiriciliyinə malik olan (elektron keçiriciliyinin qiymətindən asılı olmayaraq) bərk elektrolitləri adətən superion keçiricilərə aid edirlər. Superion keçiricilərə misal olaraq Ag_2S , AgI , AgBr , CuBr , Cu_2S , CuCl , RbAg_4I_5 birləşmələri göstərmək olar. Yüksək aşqar ionların konsentrasiyasına malik olan birləşmələr: $\text{MO}_2\text{-M}''\text{O}$ və $\text{MO}_2\text{-M}'_2\text{O}_3$ tip bərk məhlullar, burada (M-Zr, Hf, Ge; M'-Ca, Sr, Ba; M''-S, Y), lantonoidlər (O^- ionları yükdaşıyıcıları), alminium, məsələn $\text{Na}_2\text{O} \cdot 11\text{Al}_2\text{O}_3$ (b-alminium, Al_2O_3 blokları

arasında uzanan düyünlər boyunca Na köçər) və s. Ən yüksək superion keçirici material otaq temperaturunda rekord keçiriciliyə ($0,35 \text{ Om}^{-1} \cdot \text{sm}^1$) malik RbAg_4I_5 kristalıdır.

Əlbəttə, heç də hər bir bərk cisim superion keçiriciliyinə malik olmur, bu, əsasən maddənin daxili quruluşunun xüsusiyyətlərindən asılıdır. Hər şeydən əvvəl, ionların maddədə istiqamətlənmiş hərəkət edə bilməsi üçün onun kristal quruluşunda sərbəst, digər atomlar tərəfindən tutulmamış yerlər elektrik cərəyanını daşıyan hissəciklərdən çox olmalıdır. Bu halda sərbəst ionların konsentrasiyası böyük olmalıdır.

Digər tərəfdən ionkeçirici materiallarda quruluşda atomlar nizamlı düzülüş, alt qəfəsdə isə tam və ya qismən pozulma müşahidə olunur.

Bir qayda olaraq, bərk cismin kristal qəfəsi kip qablaşmışdır və elə yerlərə malik deyil, və deməli, superion keçirici olmaq üçün kristal qeyri-mükəmməl olmalıdır, yəni onun strukturunda nöqtəvi defektlər olmalıdır. Məhz bu defektlərin vasitəsilə ionlar maddədə hərəkət edir. Lakin bu kifayət deyil. Bu defektlər üzrə hərəkət etmək üçün ionlar bu sərbəst yerlər arasında mövcud olan enerji çəpərlərini dəf etməlidirlər. Buna görə də qonşu yerlər arasında maneələrin ölçüsü istilik rəqslərinin enerjisi ilə müqayisədə kiçik olmalıdır. Bu, öz növbəsində elektrik keçiriciliyinin artmasına, və deməli, superion keçiriciliyin meydana gəlməsinə gətirəcək.

Yüksək ion keçiriciliyi üçün digər əsas şərtlərdən biri də, sərbəst ionların maneəsiz hərəkəti üçün maddənin kristallik quruluşunda əlaqəli keçiricilik kanalları mövcud olmalıdır. Əks halda, materialda yüklü zərrəciklərin diffuziyası yalnız bir və ya bir neçə elementar özəyin daxilində mümkün olacaq, və əlbəttə, heç bir elektrik cərəyanı yaranmayacaq. Sadalanan şərtlərə elə kristallar cavab verir ki, onların strukturunda bir və ya bir neçə növ atom üçün onların fəzada yerləşməsində periodiklik, və ya uzaq düzülüş (nizam) yoxdur. Əslində, belə çıxır ki, ion və superion keçiricilik yalnız qeyri-təkmil kristallarda mümkündür.

Yuxarıda qeyd etdiyimiz xüsusiyyətlər nanoölçülü quruluş xüsusiyyətləri göstərən $\text{A}^3\text{B}^3\text{C}^6_2$ tip birləşmələrinin ion keçiriciliyi geniş tədqiq olunub və göstərilib ki, bu

birleşmələr superior keçiriciliyə malik birleşmələrə aiddirlər və [85, s.610-614] [86,s.52][87, s.25-31][90, s.696-701][91, 1441-1445][191, s.286-288][194, s.2845-2851] müəlliflər tərəfindən superior keçiricilikli materialların alınması və onların fiziki xassələri geniş tədqiq olunmuşdur.

§ 1.4. Kvant ölçü effektlərinin müşahidə şərtləri

Ölçü kvantlama prinsipi [49]. Ölçü kvantlanmasının əsas ideyası bir çox a qalınlıqlı yarımkəçirici nazik təbəqədə yerləşən elektronların nümunəsini istifadə etməklə nəzərdən keçirməkdir. Normal şəraitdə yükdaşıyıcıların nazik təbəqədə toplanması və ordan ətraf mühitə keçməməsi, nazik təbəqə materiallarının E_v çıxış işi və a qalınlığına bərabər dərinlikdəki elektronlar üçün potensial çuxur əmələ gətirir. Kvant mexanikası qanunlarına görə, belə çuxurda elektronların enerjisi kvantlanır, yəni, E_n -nin diskret qiymətlərini ala bilər. Burada $n = 1, 2, 3, \dots$ tam ədədlərdir və baş kvant ədədidir.

Əsasən bərk cisimlərdə çıxış işinin tipik qiyməti $E_v = 4 \div 5$ eV intervalında olur ki, bu da daşıyıcıların xarakterik istilik enerjisini (0.026 eV otaq temperaturunda) bir neçə tərtib üstələyir. Buna görə də bizim misalda, potensial çəpəri sonsuz dərin hesab etmək olar. Əgər nazik təbəqə $0 < z < a$ sahəsində yerləşərsə, dalğa funksiyalarını və kvant halının energetik səviyyələrini aşağıdakı şəkildə göstərmək olar:

$$\psi_n = \sqrt{2/a} \sin \frac{\pi n}{a} z \quad (1.20)$$

$$E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{2ma^2} \quad (1.21)$$

Burada m — elektronun effektiv kütləsidir.

Çuxurun sonsuz dərin hesab etməmizə imkan verən vacib şərt ψ -in həqiqi dərinlikdə qarşılaşdırıldıqda, (1.21) ifadəsi ilə verilən E_n qiymətinin kiçik olmasıdır. İfadədəki alt səviyyələr üçün yazılacaq bu şərt $a > \pi \hbar / (2TF)^{1/2}$, haradaki $m = 0.1m_0$,

nazik təbəqələrdə qalınlıqların 1 nm- dən çox olmasına uyğun gəlir ki, bu da bir neçə atomlar arasına məsafəyə bərabər olur.

Bütün real strukturlarda bu şərt ödənilir. Bərk cisimlərdə istiqamətlərin birində belə daşıyıcıların hərəkəti, daşıyıcıların de Broyl dalğa uzunluğu ilə müqayisədə çox kiçik sahə ilə məhdudlaşır və ümumiyyətlə onlarca nanometr ilə xarakterizə edilir, daşıyıcıların enerji spektri əhəmiyyətli bir şəkildə dəyişir, qismən və ya tamamilə diskret olur.

Ölçü kvantlanma hesabına spektrdə bu cür dəyişiklik, eyni materialın kütləvi nümunəsi ilə müqayisədə, sistemin bütün elektronik xüsusiyyətlərində əhəmiyyətli bir dəyişiklərə səbəb olur. Kvant ölçü effektlər, həndəsi ölçülərdən ən az birinin elektron De Broyl dalğa uzunluğu ilə mütənasib olan bir kristalın fiziki xüsusiyyətlərində dəyişiklərin olmasını göstərir; $\lambda_B \sim (m_e E_f)^{-1/2}$ (m_e – elektronun effektiv kütləsi, E_f – Fermi enerjisi). Metallar üçün $\lambda_B \approx 0,1 \div 1$ və bir sıra yarımkəçiricilər üçün $\lambda \approx 10 \div 100$ nm [48].

Kvant ölçü effektlərinin müşahidə şərtləri

Aydınır ki, yuxarıda təsvir olunan enerji spektrinin kvantlanması müşahidə olunan təsirlərin hər hansı birində effektinin göstərilməsi üçün $E_{n+1} - E_n$ enerji səviyyələri arasındakı məsafə kifayət qədər böyük olmalıdır. Birinci növbədə daşıyıcıların istilik enerjisini əhəmiyyətli dərəcədə aşmalıdır:

$$E_{n+1} - E_n \gg kT \quad (1.22)$$

halbuki əks təqdirdə praktiki cəhətdən qonşu səviyyələrin eyni olması və daşıyıcıların onlar arasında xüsusi keçidlərin olması, kvant effektini müşahidə edilməz edir. Əgər elektron qaz degradasiya olunur və E_f Fermi enerjisi ilə xarakterizə edilirsə, arzu olunur ki, aşağıdakı şərtə yerinə yetirilsin

$$E_{n+1} - E_n > E_f \quad (1.23)$$

Bu halda (1.22) şərti yerinə yetirilir, beləki degradasiya qazı üçün $\kappa T < E_f$.

Bu şərt yerinə yeritilməzsə, bir çox kvant səviyyələri dolur və prinsipcə müşahidə oluna bilən kvant ölçü effektlərin nisbi qiyməti kiçik olur.

Kvant ölçülü effektlərin müşahidə edilə bilməsi üçün başqa bir tələbdə mövcuddur. Real strukturlarda yük daşıyıcıları həmişə səpilmə effektinə məruz qalır (aşkar atomlarda, fononlarda v.s). Elektron səpilmə intensivliyi adətən impuls relaksasiya zamanı τ ilə xarakterizə olunur və daşıyıcıların digər əsas əhəmiyyətli xüsusiyyətlərindən olan onların hərəkətliliyi ilə $\mu = e \cdot \tau / T$ düz mütənasibdir. T -nin qiyməti, kvant ədədlərinin sabit vəziyyətdə orta yaşama müddətini göstərir (məsələn, n , p_x , p_y iki ölçülü elektron qazları üçün). Qeyri-müəyyənlik əlaqəsi səbəbindən T -nin son qiyməti verilən şəraitin $\Delta E \sim \hbar / \tau$ enerjisində qeyri-müəyyənliyə səbəb olur. Şübhəsiz ki, sistemdə diskret səviyyələrin olması barədə danışmaq o halda mümkündürki, aralarındakı məsafə ΔE qeyri-müəyyənliyini aşsın, yəni aşağıdakı şərt ödənilsin.

$$E_{n+1} - E_n > \frac{\hbar}{\tau} = \frac{\hbar e}{m\mu} \quad (1.24)$$

Bu şərtin (1.24) yerinə yetirilməsi, daşıyıcıların sərbəst qaçış yolunun uzunluğu, daşıyıcıların hərəkət etdiyi sahənin ölçüsünü əhəmiyyətli dərəcədə aşdıqda mümkündür. Kvant mexanikasına görə, hissəciklər mütəmadi olaraq hərəkət etdikdə kvantlama baş verir. Bu kifayət qədər zəif səpələnmə olduğunda, hardakı hissəcik ikisəpələnmə aktı arasında bir neçə rəqs periodu etməyə imkan tapır (yəni l uzunluğunda məsafə qət edir), başqa sözlə təbəqənin (nöqtənin) bir sərhədindən o biri sərhədinə kecsin. Ölçü kvantlaşması səviyyələrinin arasında məsafə mütənasib olduğundan $1/a^2$, kvant ölçülü effektin müşahidə etmək üçün strukturların kiçik ölçüləri, kifayət qədər aşağı temperatur, daşıyıcıların yüksək hərəkətliyi və çox yüksək olmayan konsentrasiyası lazım gəlir. Qeyd edək ki (1.24) tələbinə uyğun olaraq, metal strukturlarda kvant ölçülü effektlərin müşahidəsi mümkün deyil, beləki

tipik metallarda E_f bir neçə elektronvolt olurki, o da istənilən səviyyələr arasındakı məsafədən böyükdür. Yarımkəçirici strukturlar bura daha önəmlidir.

Kvantlaşdırmanın müşahidəsi üçün zəruri olan başqa bir vacib şərt kvant quyularında və nöqtələrdəki daşıyıcıların hərəkətini məhdudlaşdıran səthlərin yüksək keyfiyyətidir. Burada söz təbəqənin xarici səthindən və təbəqənin sərhədi-oturacağından gedir. Sərhədlərdə güzgü əksini reallaşdırmaq üçün, hər hansı bir səthdə mövcud olan nahamarlıq ölçüləri daşıyıcıların De Broyley dalğası uzunluğundan az olması lazım gəlir. Bundan başqa, sərhədlər əlavə səpələnməyə gətirən, yüklü mərkəzlərdə yüksək sıxlığın olmaması gərəkdir.

Yeni elektronların xüsusiyyətlərinin yaranmasını Heyzenbergin qeyri-müəyyənlik prinsipindəki iddia olunan termindən başa düşmək olarki,

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq \hbar/2 \quad (1.25)$$

elektron fəzada yaxşı yerləşirsə, o qədərdə impulsun dairəsi əhatəli olacaq və ortalama enerji atomların kimyəvi təbiətinə görə bələ yox, hissəciklərin ölçülərinə görə müəyyən olacaqdır. Maraqlıdırki, elektronların və dəşiklərin daha böyük dalğa uzunluğuna görə kvant ölçülü effekt, yarımkəçiricilərdə böyük həcmdə əmələ gəlir, nəinki metallarda. Yarımkəçirici materiallarda kəskin ifadə edilmiş nanohissəciklərin optik xüsusiyyətlərinin həcmli materialların xüsusiyyətlərindən fərqli olması, onların əsas fərqləndirici xassəliyini bildirir. Hissəciklərin ölçülərinin azaldılması zamanı, optik absorbsiya spektrləri əhəmiyyətli dərəcədə (dalğa uzunluğunun azalma istiqamətində) mavi tərəfə çəkilir.

§ 1.5. Kox fraktal ölçüsü

Mandelbrot fraktalın tərifini təklif etmişdir: Topoloji ölçüsündən daha böyük olan Xausford-Bezikoviç ölçüsünün çoxluğu fraktal adlanır.

Bu da öz növbəsində çoxluq, Xausford-Bezikoviç ölçüsü (D), həmişə tamsaya bərabər olan topoloji ölçü terminlərini müəyyən etməyi tələb edir. Öz məqsədlərimiz

üçün biz bu terminlərin sərtolmayan təriflərinə, aşkar illüstrasiyalarına (sadə misal istifadəsi ilə) yox, lakin həmən anlayışların rəsmi ifadəsinə üstünlük veririk. Mandelbrot [75, s.25-31] öz ilkin tərifini məhdudlaşdırırdı, onu növbəti cümləylə əvəz etmək təklifi ilə. Bütöv bir vahidə bənzər hissəciklərdən ibarət struktura faktoral deyilir. Fraktalın tam təsfiri hələ mövcud deyil [68, s.6-10].

Əslində, birinci ifadə nə qədər düzgün və dəqiq olmasına baxmayaraq çox məhdudlaşdırılıb. O fizikada rast qələn çoxlu fraktalı istisna edir. İkinci tərif eksperimentdə müşahidə olunan əhəmiyyətli fərqli əlamət ehtiva edir:fraktal hansı məşabdan ona müşahidə etməsinə baxmayaraq eyni qörsənir. Elə məsələn biri gözəl topa buludları götürək. Onlar böyük hörgəclərdən ibarətdir, hansılarkinki üstündə balaca hörgəclər yüksəlir, bunlarında daha kiçik hörgəclər, ən kiçik ölçüyə qədər hansınunki biz imkan yarada bilərik. Əslində, buludların ancaq xarici görünüşü əldə olaraq və əlavə məlumat istifadə etməyərək, buludların ölçüsünü qiymətləndirmək mümkünsüzdür.

Kitabda sözü gedən fraktalları, sahəyə yerləşdirilmiş nöqtə çoxluğu kimi hesab etmək olar. Məsələn, adi Evklid fəzasında xətt yaratması nöqtə çoxluqlarının $D_t=1$ topoqrafik ölçüsü və Xausford-Bezikoviçin $D=1$ ölçüsü olur. Sahənin evklid ölçüsü $E=3$ bərabərdir. Halbuki $D=D_t$ xəttinə bərabərdir, Mandelbrotun tərifinə müvafiq olaraq xətt fraktal olmayaraq, tərifin məntiqini təsdiq edir. Buna bənzər, nöqtə çoxluqların, sahədə $E=3$ ilə səth yaradaraq $D_t=2$ və $D=2$ topologi ölçüləri olur. Adi səthin onun cətin olmasına baxmayaraq fraktal olmamasını müşahidə edirik. Nəhayət şar və yaxud bütöv kürə, $D=3$ və $D_t=3$ olur. Bu misallar bizim nəzər yetirdiyimiz çoxluq tiplərinin bəzilərini təyin etmək imkanını yaradır. Xausford-Bezikoviç və fraktal D ölçülərində nöqtələri arasında sahədə məsafə anlamı əsas yer tutur φ nöqtəsinin çoxluğunun “kəmiyyətini” sahədə necə ölçmək olar? Əyrilik uzunluğun, səth sahəsin və yaxud cisim həcmi ölçmək üçün sadə üsulla sahəni δ tili ilə kiçik kublara bölmək lazımdır. Kubların yerinə δ diametrlilik kiçik sferalarda götürmək olardı. Əgər kiçik sferanın mərkəzi hansısa bir çoxluq nöqtəsində yerləşdirilsə, onda $r < (1/2)\delta$ məsafəsində mərkəzdən yerləşən bütün nöqtələr bu sfera ilə örtülü olacaqlar. Bizi maraqlandıran nöqtə çoxluğunun örtülməsi üçün sfera

miqdarını hesablayanda, biz çoxluq miqdarının ölçüsün əldə edirik. Duzunluğunun düzbucaqlı kəsiklərinin örtülməsi üçün $N(\delta)$ sayını müəyyən edərək əyrilik ölçmək olar. Əlbəttə ki adi əyrilik üçün $N(\delta) = L_0/\delta$. Əyrilik uzunluğu sonuncu keçidlə müəyyənləşir

$$L = N(\delta)\delta \xrightarrow{\delta \rightarrow 0} L_0\delta^0 \quad (1.26)$$

$\delta \rightarrow 0$ həddi zamanı L əyrilik uzunluğuna asimptotik bərabər olaraq δ -dən asılı olmur. Nöqtə çoxluğuna müvafiq olaraq sahədə qoymaq olar. Məsələn örtülməsi üçün dairə və kvadrat sayını göstərərək əyrilik sahəsin müəyyən etmək olar.

Əgər $N(\delta)$ – kvadratların sayıdır, δ^2 – hərəsinin sahəsidir, onda əyrilikin sahəsi

$$A = N(\delta)\delta^2 \xrightarrow{\delta \rightarrow 0} L_0\delta^1 \quad (1.27)$$

Analoji olaraq V əyriliyin həcmi bu kəmiyyət kimi müəyyən etmək olar.

$$V = N(\delta)\delta^3 \xrightarrow{\delta \rightarrow 0} L_0\delta^2 \quad (1.28)$$

Əlbəttəki adi əyriliklər üçün $\delta \rightarrow 0$ - dav A və V sifra çevrilir və yeganə maraq kəsb edən ölçü əyrilik uzunluğu olur. Növbəti olaraq səth yaradan nöqtə çoxluqlarına nəzər yetirək (şək.1.3). Bu cür çoxluq üçün normal vahid A sahəsi olaraq biz əldə edirik

$$A = N(\delta)\delta^2 \xrightarrow{\delta \rightarrow 0} A_0\delta^0 \quad (1.29)$$

Göründüyü kimi adi səth üçün kvadrat sayları, onun örtülməsi üçün, $N(\delta) = A_0/\delta^2$,

Hardakı A_0 - səth sahəsi, ifadəsi ilə $\delta \rightarrow 0$ həddində olaraq müəyyən olunur.

Səthi örtmək üçün, kubların həcmi cəmin düzəldərək, həcm kimi səthləri qoymağ olar:

$$V = N(\delta)\delta^3 \xrightarrow{\delta \rightarrow 0} A_0\delta^1 \quad (1.30)$$

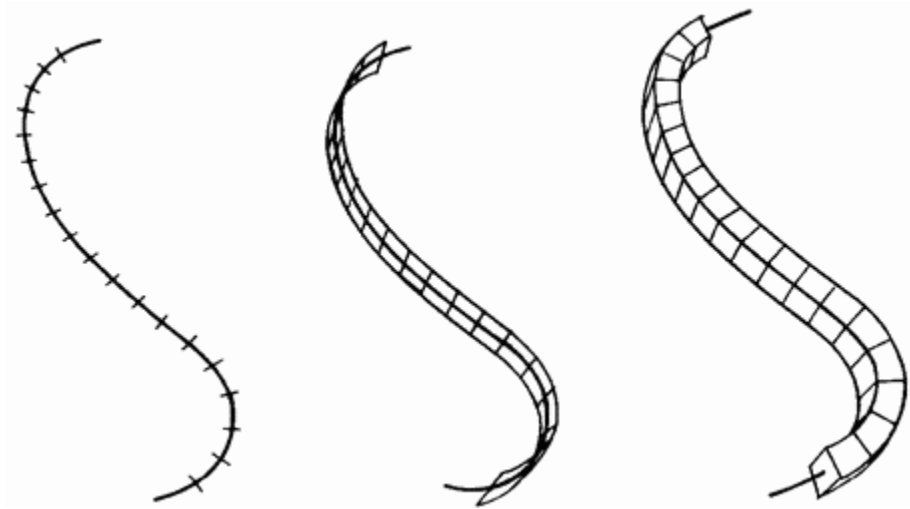
$\delta \rightarrow 0$ olduqda həcm sıfıra çevrilir.

Hansısa uzunluq kimi səthləri qoymaq olar? Formal olaraq, bu cür uzunluq kəmiyyəti kimi :

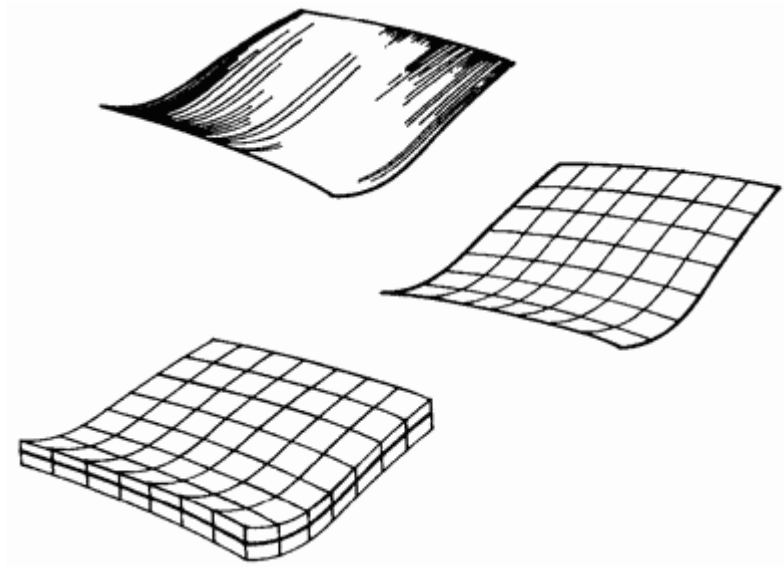
$$L = N(\delta)\delta \xrightarrow{\delta \rightarrow 0} A_0\delta^{-1} \quad (1.31)$$

qəbul edə bilərik, hansıki $\delta \rightarrow 0$ –də dağılır.

Bu nəticə mənə kəsb edir, çünki səthi düzbucaqlı kəsiklərin son sayı ilə örtmək mümkün olmur. Biz nəticəyə gəldik ki, üç ölçülü sahədə sahə yaradaraq, nöqtə çoxluğunun yeganə məzmunlu hüdudu sahədir. Görsəndiyi kimi, ayrılık yaradan nöqtə çoxluğu o qədər güclü burulmuş olur ki, uzunluğu sonsuz olur və həqiqətən



Şək.1.2. Əyriliyin “kəmiyyətinin” ölçülməsi.



Şək.1.3. Səthin “kəmiyyətinin” ölçülməsi

sahəni dolduran əyriliklər (Peano əyriligi) mövcuddur. Həmçinin qeyri-adi formada burulan elə sahələr varki onlar sahəni doldurur. Bu cür qeyri-adi nöqtə çoxluğunun əzərdən keçirtmək üçün, yaradılmış çoxluq kəmiyyətinin hüdudunu ümumiləşdirmək faydalı olar. Bu vaxta qədər, nöqtələrinin sahədə çoxluq kəmiyyətinin hüdudunu müəyyən etmək üçün, biz bəzi nümunəvi funksiya seçirdik $h(\delta)=\gamma(\delta)\delta^4$ - kəsik düzü, kvadrat, dairə, şar, və yaxud kub və çoxluğu $M_d=\sum h(\delta)$ hüdud əmələ qətirərək əhatə edirdik.

Düzbucaqlı kəsiklər, kvadratlar və kublar üçün, həndəsə nisbətə $\gamma(\delta)=1$, dairə üçün $\gamma=\pi/4$ və sferalar üçün $\gamma=\pi/6$ dır.

Düzbucaqlı kəsiklər, kvadratlar və kublar üçün, həndəsə nisbətə $\gamma(\delta)=1$, dairə üçün $\gamma=\pi/4$ və sferalar üçün $\gamma=\pi/6$ dır. Nəticə olaraq, ümumi vəziyyətdə $\delta \rightarrow 0$ da, M_d hüdudu sıfıra və yaxud, d-ölçü hüdudu asılılıqdan, sonsuzluqa bərabərdir. Xausford-Bezikoviyə ölçüsünün φ çoxluqundan D-si kritik vahiddir, hansıniki yanında M_d hüdudu, öz qiymətin sıfırdan sonsuzluqa dəyişir.

$$M_d = \sum \gamma(d)\delta^d = \gamma(d)N(\delta)\delta^d \xrightarrow{\delta \rightarrow 0} \begin{cases} 0 & \text{olduqda } d > D \\ \infty & \text{olduqda } d < D \end{cases} \quad (1.32)$$

Ammaki sonsuz və bərabər ola bilər əhəmiyyətli dərəcədə. d -nin M_d kəmiyyəti hansı qiymətdə atlanaraq dəyişir. Yuxarı təyində qeyd edilənkimi, Xausford-Bezikoviyə ölçüsü lokal xüsusiyyətdə adı çəkilir o mənada ki, bu ölçü yox olan az bir diametrdə, və yaxud δ nümunəvi funksiya ölçüsündə çoxluğu əhatə üçün istifadə edərək, nöqtə çoxluğunun xüsusiyyətlərinə xarakterizə edir. Bu səbədən, D -nin fraktal ölçüsü, çoxluğun lokal xarakteristikası ola bilər. Əslində burada əhəmiyyət kəsb edən bir neçə incə bəndlər mövcuddur. Xüsusilə, Xausford-Bezikoviyə ölçüsünün müəyyən edilməsi çoxluqları şarla əhatə olunması mütləq deilki həmin ölçüdə, bütün şarların diametri δ aşağı hədddir, yəni bütün örtülmə vaxtı alınan minimal qiymət.

Çoxlu misallarda görsənərək, çoxluqlar mövcuddur hansılar üçün Xausford-Bezikoviyə ölçüsü tam vahid deyil və fraktal adlanır. Fraktal ölçüsünün müəyyən olunması (2.3) praktikada istifadə oluna bilər.

Koordinatda $N(\delta) = a \delta^{-D}$ asılılığı kimi verilən və ölçmə nəticələrinə uyğun qəilir. Fraktal ölçü $D \approx 1,52$. Sonra (1.32) formulanın bizə dediyi kimi, M_d (δ^D) hesablayıb və yaxud δ aşağı qiymətdə hesablamanı davam edib $N(\delta)$ tapa bilərik, asimptotik, aşağı δ həddində,

$$N(\delta) \sim \frac{1}{\delta^D} \quad (1.33)$$

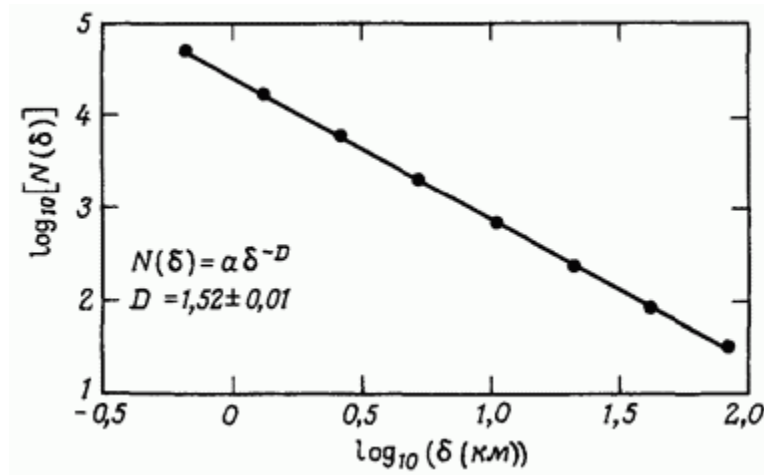
$\ln \delta$ funksiyasından $\ln N(\delta)$ qrafikinin bucaq əmsalını ölçərək sərhəd xəttinin fraktalölçüsünü müəyyən edə bilərik. Şək.1.5 dəkisərhəd xəttinin qrafik təsviri şək.1.6 da göstərilib. Hesablamalarda görsəndiyi kimi, $D \approx 1.5$. D ölçüsü (1.33) formulası ilə müəyyən uyğun çoxluğu örtmək üçün, xanaları ölçərək **ölçü** və yaxud **xana ölçüsü** kimi adlandırılır.

Şək. 1.5 Kox triad əyrisinin düzəlməsi görsədilib. Kox triadlı əyrisi standart nümunələrdən biri olaraq, təsdiq kimi əyilik $D > 1$ fraktal ölçüsü ala bilər. Kox

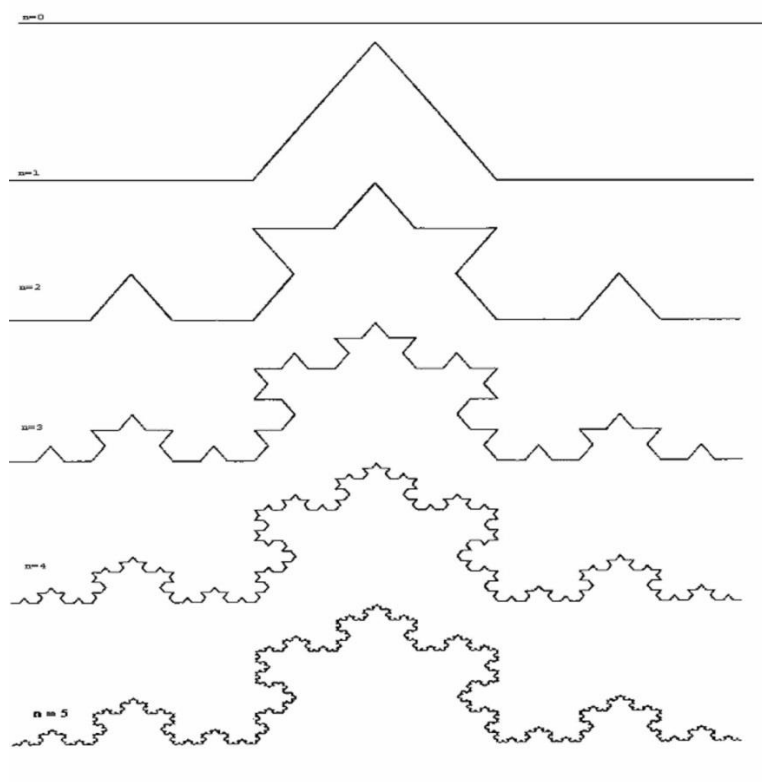
əyrisinin düzəlməsi, $L(1)=1$ düzbucaqlı kəsikin vahid uzunluğundan başlayır. Bu ilkin kəsik özək adlanır, və hansısa bir çoxbucaqla məsələn bərabərtərəfli üçbucaqla və kvadratla əvəz oluna bilər. Özək Kox əyrisinin 0-cı nəsildir.

Kox əyrisinin düzəlməsi davam edir: patronun hər vahidin biz formalaşan elementlə $n=1$ ilə əvəz edirik, şəkl 1.5. də görsədilən kimi. Bu cür dəyişmə nəticəsində biz 1-ci nəsil hərəsi $1/3$ uzunluğu olaraq dörd düzbucaqlı vahiddən ibarət əyrilik əldə edirik. 1-ci nəsilin bütün əyrilik uzunluğun $L(1/3)=4/3$ kəmiyyəti təşkil edir. Növbəti nəsil qısaldılmış formalaşan elementlə hər düzbucaqlı vahidi əvəzləyərək alınır. Nəticədə biz $N=4^2=16$ vahidlərdən hərəsi $L(1/9)=(4/3)^2=16/9$ bərabərdir. Əvvəlki nəsil əyriliyin qısaldılmış formalaşan elementlə bütün vahidlərin əvəz edərək, təzə nəsil əyrisin əldə edirik. İstisna olaraq, D ifadəsinin alınmasının detallı izləyərək ön fraktalının uzunluğun n -saylı nəsli bu formula ilə müəyyən olunur

$$L(\delta) = (4/3)^n$$



Şək. 1.4 $\delta \times \delta$ ölçülü cuxur sayı.



Şək 1.5. Triad Kox əyrisinin düzəlməsi

$\delta = 3^{-2} = 1/9$ uzunluğu olan 2-ci nəsillə əyrilərdə edirik. 2-ci nəsillə əyrinin uzunluğu
Hər vahidin uzunluğu təşkil edir

$$\delta = 3^{-n}$$

Nəzəri olaraq ki, n-nin nəsillə sayı belə təqdim edilir

$$n = -\ln\delta / \ln 3$$

önlü fraktalın uzunluğun bu cür yazmaq

$$L(\delta) = (4/3)^n = \exp\left(-\frac{\ln\delta[\ln 4 - \ln 3]}{\ln 3}\right) = \delta^{1-D} \quad (1.34)$$

(1.34) formula təxmini (2.1) formulasın əks etdirir hansındakı

$$D = \ln 4 / \ln 3 \sim 1,2628$$

Seqment sayı $N(\delta) = 4^n = 4^{-\ln\delta / \ln 3}$ bərabər, və bu cür şəkildə yazıla bilər.

$$N(\delta) = \delta^{-D} \quad (1.35)$$

D-Triadlı Kox əyrisinin fraktal ölçü vahididir. İlk növbədə vurğulayaq ki, Koxun düzəlməsi ilə istənilən nəsildə son uzunluğunun normal əyrisini almaq olur. Mandelbrot bu cür əyrilikləri önlüfraktal adlandırır. Amma nəsillə sayının artması nəticədə δ kəmiyyəti sıfıra yönəlir və əyrisinin uzunluğu dağılır.

Aydın ki, nöqtə çoxluğu, hansı Kox prosedurasının sonsuz böyük sayda həddli inteqrasiyası əyrilə deyil, hansı üçün ki uzunluq rahat həddədir. Amma əgər biz $h(\delta) = \delta^d$ seçsək, onda d həddi

$$M_d = \sum h(\delta) = N(\delta)h(\delta) = \delta^{-D} \delta^d$$

Biz görürük ki, M_d həddi son olaraq qalır və 1-ə o zaman bərabər olur ki, $h(\delta)$ nümunəvi funksiyaya daxil olunan d ölçüsü D-yə bərabər olsun.

Ölçülü kvantlaşdırmanın əsas ideyası bir çox a qalınlıqlı yarımkeçirici nazik təbəqədə yerləşən elektronların nümunəsini istifadə etməklə nəzərdən keçirmək olar. Normal şəraitdə daşıyıcıların nazik təbəqədə cəmlənməsi və ordan ətraf mühitə keçməməsi, nazik təbəqə materiallarının E_v , çıxış işi və a qalınlığı bərabər dərinlikdəki elektronlar üçün potensial çuxur anlamına gətirir. Kvant mexanikası qanunlarına görə, belə bir quyuda elektronların enerjisi kvantlaşır, yəni, E_n -nin diskret qiymətlərini ala bilər, haradaki n tam ədədlərdir 1, 2, 3, ... və ölçülü kvantlanmanın səviyyələridir .

Əsasən bərk cismlərdə çıxış işinin tipik qiyməti $E_v = 4—5$ eV intervalında olurki, bu da daşıyıcıların xarakterik istilik enerjisini (0.026 eV otaq temperaturunda) bir neçə tərtib üstələyir. Buna görə də bizim misalda, potensial çuxuru sonsuz dərin hesab etmək olar. Əgər nazik təbəqə $0 < z < a$ sahəsində yerləşərsə, dalga funksiyaları və kvant halının energetik səviyyələri bu formulalarla göstərmək olar:

$$\psi_n = \sqrt{2/a} \sin \frac{\pi n}{a} z \quad (1.36)$$

$$E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{2ma^2} \quad (1.37)$$

Burada m — elektronun effektiv kütləsidir.

Çuxurun sonsuz dərin hesab etməmizə imkan verən gərəkli şərt F -in həqiqi dərinliyinin (1.37) formulayla verilən E_n , qiymətinin kiçik olmasıdır. Formuladakı alt səviyyələr üçün yazılacaq bu şərt $a > \pi \hbar / (2TF)^{1/2}$, harada $k = 0.1m_0$, nazik təbəqələrdə qalınlıqların 1 nm- dən çox olmasına uyğun gəlirki, və bu da bir neçə atomlar arası məsafəyə bərabər olur.

Bütün real strukturlarda bu şərtə riayət olunur. Bərk cismlərdə istiqamətlərin birində belə daşıyıcıların hərəkəti, daşıyıcıların de Broyl dalğa uzunluğu ilə müqayisədə çox kiçik sahə ilə məhduddur və ümumiyyətlə onlarca nanometr ilə xarakterizə edilir, daşıyıcıların enerji spektri əhəmmiyyətli bir şəkildə dəyişir, qismən və ya tamamilə diskret olur.

Ölçülü kvantlaşma hesabına spektrdə bu cür dəyişiklik, eyni materialın kütləvi nümunəsi ilə müqayisədə, sistemin bütün elektronik xüsusiyyətlərində önəmli bir dəyişiklərə səbəb olur. Kvant ölçülü effektlər, həndəsi ölçülərdən ən az birinin elektronunda Broyl dalğa uzunluğu mütənasib olan bir kristallın fiziki xüsusiyyətlərində dəyişikləri anlamına gətirir; $\lambda_B \sim (m_e E_f)^{-1/2}$ (m_e – elektronun effektiv kütləsi, E_f – Fermi enerjisi). Metallar üçün $\lambda_B \approx 0,1 \dots 1$ və bir sıra yarım keçiricilər üçün $\lambda \approx 10 \dots 100$ nm.

Aydınır ki, yuxarıda təsvir olunan enerji spektrinin kvantlaşdırılması müşahidə olunan təsirlərin hər hansı birində effektinin göstərilməsi üçün E_{n+1} və E_n enerji səviyyələri arasında məsafə kifayət qədər böyük olmalıdır. Birinci növbədə daşıyıcıların istilik enerjisini əhəmiyyətli dərəcədə aşmalıdır:

$$E_{n+1} - E_n > kT \quad (1.38)$$

halbuki əks təqdirdə praktiki cəhətdən qonşu səviyyələrin eyni dolması və daşıyıcıların onlar arasında xüsusi keçidlərin olması, kvant effektini müşahidə edilməz edir. Əgər elektron qaz degradasiya olunur və E_f Fermi enerjisi ilə xarakterizə edilirsə, arzu olunur ki həmçinin aşağıdakı şəraitdə yerinə yetirilsin

$$E_{n+1} - E_n > E_f \quad (1.39)$$

Kvant ölçülü effektlərin müşahidə edilə bilməsi üçün başqa bir tələbdə mövcuddur. Real strukturlarda yük daşıyıcıları həmişə səpilmə effektinə məruz gəlir (aşkar atomlarda, fononlarda v.s). Elektron səpəlmə intensivliyi adətən impuls relaksasiya zamanı τ ilə xarakterizə olunur, və daşıyıcıların digər əsas əhəmiyyətli xüsusiyyətlərindən olan onların hərəkətliliyi ilə $\mu = e \cdot \tau / m$ düz mütənasibdir. τ - nın qiyməti, kvant ədədlərinin sabit vəziyyətdə orta yaşama müddətini göstərir. (məsələn, n , p_x , p_y iki ölçülü elektron qazları üçün). Qeyri müəyyənlik münasibəti səbəbindən τ - nın son qiyməti verilən şəraitin $\Delta E \sim \hbar / \tau$ enerjisində qeyri müəyyənliyə səbəb

olur. Şübhəsiz ki, sistemdə diskret səviyyələrin olması barədə danışmaq o halda mümkündürki, aralarındakı məsafə ΔE qeyri-müəyyənliyini aşsın, yəni aşağıdakı şərt ödənilsin

$$E_{n+1} - E_n > \frac{\hbar}{\tau} = \frac{\hbar e}{m\mu} \quad (1.40)$$

Bu şərtin (1.40) yerinə yetirilməsi, daşıyıcıların sərbəst qaçış yolunun uzunluğu, daşıyıcıların hərəkət etdiyi sahənin ölçüsünü əhəmiyyətli dərəcədə aşdıqda mümkündür. Kvant mexanikasına görə, hissəciklər mütəmadi olaraq hərəkət etdikdə kvantlaşma baş verir. Bu kifayət qədər zəif səpələnmə olduğunda, hardakı hissəcik ikisəpələnmə aktı arasında bir neçə rəqs periodu etməyə imkan tapır (yani/uzunluğunda məsafə qət edir), başqa sözlə təbəqənin (noqtənin) bir sərhədindən o biri sərhədinə kecsin. Ölçü kvantlaşması səviyyələrinin arasında məsafə mütənasib olduğundan $1/a^2$ (bax. (1.37)), onda bundan (1.36) — (1.38), kvant ölçülü effektin müşahidə etmək üçün strukturların kiçik ölçüləri, kifayət qədər aşağı temperatur, daşıyıcıların yüksək hərəkətliyi, və çox yüksək olmayan konsentrasiyası lazım gəlir. Qeyd edək ki (1.38) tələbinə uyğun olaraq, metal strukturlarda kvant ölçülü effektlərin müşahidəsi mümkün deyil, beləki tipik metalarda E_f bir neçə elektronvolt olurki, o da istənilən səviyyələr arasındakı məsafədən böyükdür. Yarımkəçirici strukturlar bura daha önəmlidir.

Kvantlaşdırmanın müşahidəsi üçün zəruri olan başqa bir vacib şərt kvant quyularında və nöqtələrdəki daşıyıcıların hərəkətini məhdudlaşdıran səthlərin yüksək keyfiyyətidir. Burada əsas məsələ təbəqənin xarici səthindən və təbəqənin sərhədi-oturacağından gedir. Sərhədlərdə güzgü əksini reallaşdırmaq üçün, hər hansı bir səthdə mövcud olan nahamarlıq ölçüləri daşıyıcıların de Broyl dalğası uzunluqundan az olması lazım gəlir. Bundan başqa, sərhədlər əlavə səpələnməyə gətirən, yüklü mərkəzlərdə yüksək sıxlığın olmaması gərəkdir.

Yeni elektronların xüsusiyyətlərinin yaranmasını Heyzenbergin qeyri-müəyyənlik prinsipindəki iddia olunan termindən başa düşmək olar,

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq \hbar/2 \quad (1.41)$$

elektron fəzada lokallaşıbsa, o qədərdə impulsun dairəsi əhatəli olacaq, və ortalama enerji atomların kimyəvi təbiətinə görə hələ yox, hissəciklərin ölçülərinə görə müəyyənləşəcək. Maraqlıdırki, elektronların və deşiklərin daha böyük dalğa uzunluğuna görə kvant ölçülü effekt, yarımkəçiricilərdə böyük həcmdə əmələ gəlir, nəinki metallarda.

Yarımkəçirici materiallarda kəskin ifadə olunmuş nanohissəciklərin optik xüsusiyyətlərinin həcmli materialların xüsusiyyətlərindən fərqli olması, onların əsas fərqləndirici xassəliyini bildirir.

Hissəciklərin ölçülərinin azaldılması zamanı, optik absorbsiya spektrləri əhəmiyyətli dərəcədə (dalğa uzunluğunun azalma istiqamətində) mavi tərəfə çəkilir [54,].

II FƏSİL

TIB³C₂⁶ TIPLİ KRİSTALLARIN YETİŞDİRİLMƏSİ VƏ ÖLÇMƏ METODİKASI

§ 2.1. TIB³C₂⁶ tipli kristalların sintezi və monokristallarının yetişdirilməsi, nümunələrin tədqiqi və hazırlanması metodu

Bu fəsildə elektrik, piroelektrik, impedans və optik xüsusiyyətlərinin ölçülməsi üçün qurğu və avadanlıqlar təsvir edilir. Həmçinin tədqiq olunan kristalların hazırlanması metoduda verilmişdir.

Monokristalların yetişdirilməsi fizika, fiziki kimya, yarımkeçirici material elmləri, xüsusən elektronika sahəsində və çoxsaylı texnologiya istiqamətində ən böyük elmi və texniki əhəmiyyətə malikdir. Müasir texnologiyanın bir çox sahəsi kristalların istifadəsi ilə sıx bağlıdır.

Kvant elektronika, yarımkeçirici elektronika, infraqırmızı texnologiya - yalnız kristalların istifadəsinin həlledici rol oynadığı elm və texnologiyanın əsas sahələridir. Birinci növbədə təbii kristallar istifadə edilirdi. Ancaq təbiət müasir elm və texnologiya ehtiyaclarını kristalların miqdarı və ya çeşidləri ilə qarşılaya bilmirdi. Bu baxımdan yeni bir sahə həm laboratoriyada, həm də sənayedə sürətlə inkişaf edir – kristalların yetişdirilmə texnologiyası. Kristalların yetişdirilməsi metodu artan kristallara əsasən hazır olunub: buxar fazası, məhlul, ərinti və yaxud bərk cisim. Kristalların yetişdirilməsi və artımı haqda çoxlu kitab, monoqrafiya və işlər var ki, onlarda da yetişdirmə metodlarının prinsipləri ətraflı izah edilib [224, 225, 226].

Verilən fəsildə tədqiq olunan yarımkeçirici birləşmələrin və onların bərk məhlullarının yetişdirilməsi üçün istifadə edilən üsullar təsvir edilmişdir.

2.1. Monokristalların yetişdirilməsi.

Məlumdur ki, yarımkeçirici materialların sintez üsulları üç qrupa ayrılır:

- 1 - sintezin birbaşa üsulları;
- 2 - sintezin dolaylı üsulları;

3 - qaz fazasında sintez.

Bundan əlavə, birbaşa sintez üsulu bir neçə temperatur mərhələsinə bölünür. Birbaşa sintez üsulunun ən sadəsi birtemperaturlu sintez üsuludur. Birtemperaturlu sintez üsuluna əsasən stexiometrik miqdarda çəkilmiş komponentlərdən ibarət qarışıq, vakumda birtemperaturlu sobada əridilir. Müəyyən müddət homogenləşmə üçün saxlanılır və sintez prosesi bitdikdən sonra müəyyən sürətlə otaq temperaturuna qədər soyudulur. Birtemperaturlu metodunun üstünlüyü aşağıdakılardan ibarətdir:

- a) sintez prosesində stexiometriyaya nail olmaq və komponentlərin itkilərinin olmaması;
- b) sintez prosesində istifadə olunan avadanlıqların sadə tərtibatı;
- c) alınmış məhsulun yüksək tezliyinə səbəb olan kənar maddələrin olmaması və tərkib hissələrinin çox olması.

Qeyd etmək lazımdır ki, birtemperaturlu sintez ancaq monovariant tarazlıq şəraitində yaranan birləşmələr, yəni praktiki tərkib təzyiqdən asılı deyil və verilən sistemdə əsaslandırılmış sintez rejiminin seçimi üçün T-x diaqram vəziyyətin bilmək kifayətdir. Təsvir edilən metodun əsas xüsusiyyətlərindən biri faza keçidi zamanı pirotektik fazaların və birləşmələrin yüksək ərimə temperaturu qiymətləri və dissosiasiya təzyiqizamanı birləşmələrin sintezidir. Prinsipcə, bu metodu universal hesab etmək olar, amma praktiki tətbiqi p-T-x diaqram vəziyyətini bilmək zərurəti ilə məhdudlaşır. Sintez zamanı: Tl-1000 markalı tallium, xüsusilə təmiz XT4-16-5 markalı elementar S, 99% da aşağı olmayan təmizlik dərəcəsi In-In-000, Fe, Mn, Cr, Ge, Si, Au, Sm, Yb, La, Bi.

Monokristalların sintezi, dəmlənməsi və yetişdirilməsi üçün xüsusi konstruksiyaya malik kvarts ampulalar əvvəlcədən təmizlənirdi. Ampulların təmizlənməsi onları xrom qarışığı ilə (Kaliy bixromat məhlulunun sulfat turşusunun içində $K_2Cr_2O_7 + H_2SO_4$) və yaxud HF turşusu ilə keçirilirdi. Təmizlənmiş ampullara analitik tərəzidə ölçülmüş komponentləri yerləşdirirdilər. Yüklənmiş ampula $1,33 \cdot 10^{-2}$ Pa təzyiqə qədər otkaçkaolundu.

Qeyd edək ki, tədqiq olunan birləşmələr və ona əsasən ərintilərin sintezi silindrik formanın diametri $(2,3-2,5) \cdot 10^{-2}$ m olan oval dibli, divar qalınlığı $(0,1-$

$0,2) \cdot 10^{-2} \text{ m}$ və uzunluğu $0,15- 0,20 \text{ m}$ kvarts ampullarında birtemperatur metodu ilə həyata keçirilmişdir. Evakuasiya olunmuş ampulu komponentlərlə birgə B2 markalı ərinti ilə hörülmüş setkaya yerləşdirib $10-15^\circ$ bucaq dərəcəsində yerləşmiş birtemperaturlu sobaya yükləyirdilər. Ampulanın bu tənzimlənməsi ərimənin səthini artırmaq və bununla da sintez prosesini sürətləndirməyə imkan verir.

Əriyəndən sonra ərimə periodik qarışdırma ilə müəyyən bir temperaturda $\sim 3-4 \cdot 10^3$ san saxlanılır, bundan sonra ampul maddə ilə $0.01-0.03 \text{ K/san}$ temperaturu ilə $100-150\text{K}$ temperaturu qədər soyudulur, yənisintez olunmuş materialın ərimə temperaturundan aşağı. Sonra soba söndürülür və sintez olunmuş materialın soyuması söndürülmüş sobada aparılır. Tədqiq olunan birləşmələrinin sintezi Bridjmen üsulu ilə aparılmışdır. $0,23-0,25 \text{ m}$, $0,05-0,1 \text{ m}$ uzunluğunda, $(2,0-2,5) \cdot 10^{-2} \text{ m}$, $(5-10) \cdot 10^{-2} \text{ m}$ diametrlili evakuasiya olunmuş ampullar $10-15^\circ$ dərəcə altında əyilmiş sobalara elə yerləşdirilirdiki, $1/3$ ampula havada qalsın. Sobanın qızdırılma sürəti $0,16-0,20 \text{ K/san}$ təşkil edirdi. Bu vəziyyətdə, kalsogen (kükürd) buxarının bir hissəsi Tl və In ilə reaksiya göstərirdi, qalan hissəsi isə ampulun soyuq ucunda kondensasiya olunub yenə reaksiya zonasına süzülürdü. Adətən halkogenin atıq buxarı isti zonada ampulada təzyiqli artırır hansiki, partlama imkanın yaradır. Bunu istisna etmək üçün, ampulun boğazı tərəfində ampulun diametri içərisində bir bükülmə təmin edilir. Sonuncu, bir növ halkogen kisasının meydana gəlməsinə səbəb olur və öz növbəsində maye şəklində sıxılır və ampulaya axıdılmadı.

Kasa özü sobanın axırından $(2-3) \cdot 10^{-2} \text{ m}$ məsafəsində idi. Bu vəziyyətdə halkogenin buxarlanması baş verirdi və o ampulada təzyiqli azalması vaxtı reaksiya zonasına girirdi. Bu vəziyyətdə ampulanı soyutmağa ehtiyac yoxdur. Komponentlərin reaksiyası zamanı ampulalar tədricən sobanı içinə hərəkət edirdilər. Qarşılıqlı təsir zamanı ərintinin periodik qarışdırılması üçün ampulalar öz oxları boyu bükülməyə məruz qalıblar.

Ərintinin soyuması söndürülmüş sobada həyata keçirilirdi və yaxud proqramlı yavaş soyumada ($0,016-0,05 \text{ K/san}$). Qeyd etmək lazımdırki, ərintinin $0,08-0,22 \text{ K/san}$ sürəti ilə soyuması zamanı kiçikkristallı nümunələr əmələ gəlir. Eyni zamanda sintez olunmuş kristalların ölçüləri soyuma sürətinin azalması zamanı artır.

Nəzərə alınmalıdır ki, bəzən ərintidən maksimal səth ölçüsü $\sim 25 \cdot 10^{-6} \text{m}^2$ olan nizamsız kristal blokları böyüyür.

Artıq kükürd və selen miqdarı Klapeyron-Mendeleyev tənliyinə görə hesablanırdı:

$$PV = \frac{mRT}{M} \quad (2.1)$$

burada R – universal qaz sabitliyi, M – atom molyar kütlə, m – nümunənin kütləsi. Temperatur eksperimenti zamanı kükürd atomlarının miqdarını nəzərə alaraq ampulanı evakuasiya vəziyyətində elektrosobanın birtemperaturlu zonasına yerləşdirilir. Eksperimentin davamlığı 100-120 saatı keçmədən empirik olaraq müəyyən olunur. Alınan birləşmələrin homogen tərkibi və struktur tipi DRON-3 rentgen difraktometvasitəsi ilə müəyyən olunub. Alınan nümunələrin keyfiyyət nəzarəti üçün bütün sintez olunmuş nümunələrin həmçinin termografik araşdırmaları keçirilmişdir.

Qeyd edildiyi kimi, yarımkeçiricilərin monokristallarının böyüməsi kristal qəfəsdə mövcud olan aşqar təbiətinə və konsentrasiyasına asılı olan nəzarətli və təkrarlanan xüsusiyyətləri olan material əldə etmək üçün həyata keçirilir. Buna görə seçilmiş metod ilk növbədə başlanğıc materiallarının saflığının qorunmasını və kristalın qəfəsə müəyyən bir konsentrasiyası olan nöqtə defektinin və ya uyğun aşqar gətirilməsi mümkünlüyünü təmin etməlidir. Nəticədə, yarımkeçiricilərin monokristallarının alınması texnologiyası çox sayda fiziki-kimyəvi məsələlərdən əlaqələndirilir. Yarımkeçiricilərin bəzi fiziki-kimyəvi xüsusiyyətləri çox vaxtı yetişdirilmə metodunun seçimini məhdudlaşdırır. Bundan əlavə, monokristalların böyüməsi ciddi nəzarət edilən şərtlər altında həyata keçirilməlidir: dəqiq istilik nəzarəti və onun paylanması, prosesin qaz tərkib hissələrinin sabit təzyiqi, mexaniki hərəkət sürətinin sabitliyi və s.

2.1.2. İnterkalyasiya olunmuş laylı TlInS_2 monokristalların alınması

Son illərdə görülən işlər, defektlərin faza dəyişmələrinə uyğunsuz bir mərhələdən keçməsi ilə əlaqədar bir sıra xüsusiyyətləri ortaya qoydu. Bu xüsusiyyət, kristal qəfəs defektləri üzərində strukturun qeyri-mütənasib modulyasiyasının birləşdirilməsidir. Laylı kristal quruluşu olan materialların fizikasında, iki aşqar maddələrin mümkün olduğu hesab edilir: birinci növ aşqarlar- kovalent təbəqələrə yerləşdirilmiş və ikinci sinif aşqarlar - layarası məkanına daxil edilmiş. Bir xarici atomun təbəqəyə daxil edilməsi və layarası məkanına daxil edilməsi enerjisini müqayisə edək. Aydın ki, birinci, ikincidən daha böyükdür, çünki təbəqənin içərisində layarası kovalent elektronlar tutulub. Lay içində elektron sıxlığı laya aid hər bir x üçün $|\psi(x)|^2 \neq 0$. Aşqarlar üçün birinci növ konsentrasiya- n_1 , ikinci üçün- n_2 olsun. Ərinti daxilində laylı yarımqeçiricinin ərintisi zamanı $n=n_1+n_2$ daxil edirik hansılarki enerji faydasından asılı olaraq ya laya yadək layarası sahəyə yerləşir [110].

$$\ln \frac{n-\sigma}{n+\sigma} = \frac{1}{KT} \left\{ \phi_1 - \phi_2 + n \frac{K_{11} - K_{22}}{2} + \frac{K_{11} + K_{22} - 2K_{12}}{2} \right\} \quad (2.2)$$

burada $\sigma=n_1-n_2$ (2.2) ifadəsi grafik üsulla həll olunur. Tənliyin birinci hissəsi

$\mp(\sigma) = A + B\sigma$ təqdim olunur, burada

$$A = \frac{1}{KT} \left[\bar{\phi}_1 - \bar{\phi}_2 + \frac{n}{2} (\bar{K}_{11} - \bar{K}_{22}) \right],$$

$$B = \frac{1}{2KT} (\bar{K}_{11} + \bar{K}_{22} - 2\bar{K}_{12})$$

$A > 0$ sabitdir, çünki $\phi_1 > \phi_2$ və $\bar{K}_{11} > \bar{K}_{12}$. Bu kəmiyyət həm müsbət həm də mənfi ola bilər. Çox güman $\bar{K}_{11} + \bar{K}_{12} < 2\bar{K}_{12}$ və B – mənfidir.

Hər iki halda $\sigma < 0$, beləliklə $n_2 > n_1$. Beləliklə, tarazlıq halında, aşqaratomlar layarasında (interkalyasiya) yerləşir. Buna görə də lay kristalların maraqlı xüsusiyyətlərindən biri interkalasiya qabiliyyətidir - təbəqə arasında (Van der Waals boşluğu) xarici atomlar və ya molekulların yerləşdiyi yerdə kimyəvi əlaqələrin güclü anizotropiyası ilə əlaqədar bir növləri tətbiq olunur. Bu məsələyə diqqət, əvvəlcədən müəyyən edilmiş xüsusiyyətləri olan materialların yaratma ehtimalı və interkalasiya yolu ilə ilkin materialların üvəli fiziki kimyəvi xüsusiyyətlərgətirməklə bağlıdır. Yarımqeçirici materialın eliminə vacib vəzifəsi cihaz mühəndisliyinin tələblərinə cavab vermək üçün əvvəlcədən müəyyən edilmiş xüsusiyyətləri olan yarımqeçirici materialların yaradılmasıdır.

Lay kristallı material sahəsində verilən problemin həlli interkalasiyanın texnoloji metoduna daha çox diqqət yetirilir, yəni xarici atom və molekulların lay kristallı Van der Waals sahəsinə injeksiya olunmasıdır.

İnterkalasiya əsl kristalların maraqlı fiziki xüsusiyyətlərlə zənginləşdirmək üçün yarımqeçirici materialların növünü genişləndirməklə, yarımqeçirici yəni kvaziikiölçülü strukturların yaranmasını imkan yaradacaq texnoloji prosedurdur. Praktiki baxımdan, interkalasiya daha geniş bir aspektdə tədqiq edilir.

İnterkalyasiya çəkən elektrik sahə metodunu həyata keçirilirdi. İnterkalant kimi vanadium ionları seçilmişdir, hansı ki, nümunələri dağıtmadan effektiv interkalasiya həyata keçirilir. Van der Waals yarığının eni $\approx 3 \text{ \AA}$, halbuki V ion radiusu $r_V = 1,34 \text{ \AA}$. TlInS_2 və TlGaSe_2 monokristalların bir üst metal elektroduna malik olan düzbucaqlı paralelepiped idi. Onlar interkalantları birgə şüşə yarığa elə yerləşdirilir ki, nümunənin aşağı həddi məhlulunu yuxarı səthi ilə təmasda olsun.

Yarıqlarda monokristallarına aşağı həddində qrafit elektrodyerləşirdi.

Sistemə xarici elektrik sahə verilirdi: (-) minus- nümunənin bütün yuxarı həddində əlaqələrə, (+) plus- qrafit elektroduna. Bu vəziyyətdə, tətbiq olunan xarici elektrik sahəsinin istiqaməti interkalar kristal zəncirləri istiqamətində idi. Xarici sabit elektrik

sahəsinin hərəkətinə əsasən V və həll ionları TlInS₂ kristallarının zəncirarası sahəsinə daxil edilmişdir. Nümunələrin interkalasiya rejimi carisıxlıq ilə müəyyən edilmişdir.

§ 2.2. Dielektrik xassələrin ölçmə metodikası. Spontan polyarlaşmış ferroelektrlərdə elektrik sahəsinin faza keçidlərinə tədqiqat metodikası

Bir sinusoidal elektrik sahəsində, $E(t) = E_m \cos \omega t$, dielektrik polarizasiyası da sinusoidal olaraq zamanla dəyişir, lakin polarizasiyanın yaranması səbəbindən $E(t)$ fazasının arxasında qalır. Bu, induksiya vektorunun $D(t) = D_m \cos(\omega t - \delta)$ birbaşa δ bucaq ilə faza keçidinə gətirib çıxarır. Elektrik cərəyanlarının nəzəriyyəsidəki sinusoidal vaxtın miqdarını təsvir etmək üçün mürəkkəb miqdarda istifadə olunan simvolik bir metod istifadə olunur. Bu halda, $D(t)$ və $E(t)$ arasındakı əlaqə aşağıdakı ifadə ilə xarakterizə olunur:

$$D(t) = D_m \exp[i(\omega t - \delta)] = \epsilon_0 \epsilon(\omega) E_m \exp(i \omega t), \quad (2.3)$$

burada $\epsilon(\omega) = \epsilon'(\omega) - i \epsilon''(\omega)$ kompleks dielektrik keçiricilik; $\epsilon'(\omega)$ – dielektrik keçiricilik; $\epsilon''(\omega)$ – itki faktoru.

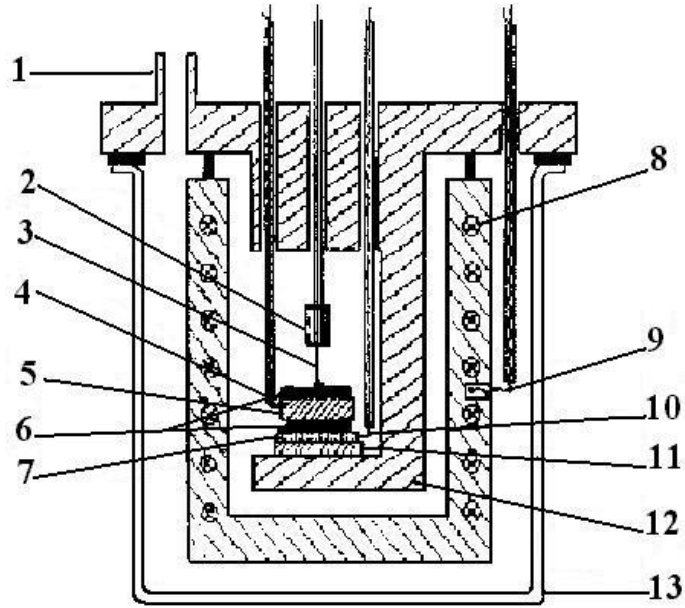
(2.3) ifadəsindən $\epsilon'' / \epsilon' = \tan \delta$, burada δ - dielektrik itki bucağıdır.

ϵ dielektrik keçiriciliyi $\tan \delta$ dielektrik itki $\tan \delta$ bucağı 120-250K temperatur interval arasında E7-8 (1 kHs), P5058 (10 kHs), E7-12 (1 MHs) dəyişən cərəyan körpüsü ilə, BM 560 (100 kHs) davamlılıq ölçücü cihaz ilə ölçülmüşdür.

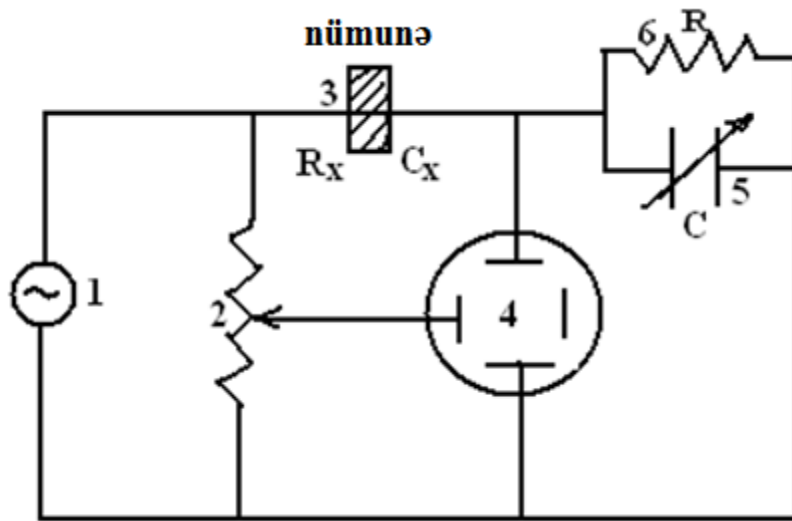
Temperatur skanlanma sürəti 0.1K təşkil edirdi. Şəkil 2.1-də tədqiq olunan kristalların dielektrik sabitini ölçmək üçün yığılmış (termostat) sxeminin göstərir.

Spontan polarizasiya dielektrik

histerezisini nəzərdən müəyyən olunur. Histerezisində dielektrik mülərimodifikasiya olunmuş Soyey-Tauer sxeminin 50 Hz tezliyi ilə araşdırılmışdır (şəkil 2.2).



Şəkil 2.1 Tədqiq olunan kristalların elektrik və dielektrik xassələrini ölçmək üçün kriostat. 1 – nümunə; 2 – gümüş kontakt; 3 – səth kontaktı; 4 – mis stakan; 5 – azbes ekran; 6 – temocüt; 7 – latun trubka; 8 – gümüş ekran; 9 – elektrik soba; 10 – kvars stakan; 11 – gümüş naqillər ; 12 – bir kanallı keramika; 13 – metal stakan.



Şəkil 2.2 Soyev-Tauerin modifikasiya olunmuş sistemi

Məlum olduğu kimi, mərkəzə simmetrik olmayan siniflərə aid kristallar tək dərəcə tenzorları ilə təsvir olunan xüsusiyyətlərə malik ola bilər. Simmetriya mərkəzinə malik olmayan kristalloqrafik siniflər arasında (ümumi sayı 21 olan) bir istisna simmetriya elementlərinin piezoelektrik fəaliyyətini qadağan edən tək kub səthidir.

Piroelektrik xüsusiyyətlərə malikdirlər- spontan polarizasiyasının P_s temperaturdan asılılığı. Birbaşa təcrübədə müəyyən edilmiş bir piroelektrik kristalın əsas xarakteristikası birinci dərəcəli-tensordur- piroelektrik kəmiyyətlərin vektorudur (spontan polarizasiyanın temperatur ilə dəyişməsidir). Buna görə də, kristalın piroelektrik xüsusiyyətləri temperatura dəyişiklik edərək müəyyən edilə bilər ki, bu da nəticədə nümunənin hüdudlarında xüsusi polar oxa perpendikulyar olaraq səth yükünün meydana gəlməsinə səbəb olur. Piroəmsal spontan polarizasiyanın temperaturuna görə törəmə kimi müəyyən edilir:

$$\gamma_i = \frac{\partial P_{si}}{\partial T} \quad (2.5)$$

§2.3. Piroelektrik təzahürün tətqiq metodları

Polyar dielektriklər arasında, geniş piroelektrik kristallar altqrupunu əhatə edən və onların parlaq nümayəndəsi olan qeyrixətli piroelektrik adlanan seqnetoelektriklər mühüm yer tutur. Seqnetoelektriklər müxtəlif xüsusiyyətlərə malikdirlər, ən əhəmiyyətli isə elektrik sahəsinin hərəkətləri ilə polyarlaşmanın geri çevrilməsidir. Güclü lazer radiasiyasının geniş sinif mənbələrinin yaradılması və piroelektrik qəbuledicilər tərəfindən qeydiyyatına alınması zərurəti ilə əlaqədar olaraq, bu cür radiasiyanın maddə ilə qarşılıqlı əlaqələrinin öyrənilməsi məsələsi aktuallaşır. Ancaq bu problemin həllində yalnız praktik məqsədlər qoyulmur. Şübhəsiz ki, fiziki maraq bu şəraitdə seqnetoelektrik kristalların davranışları və faza keçid bölgəsində piroelektrik təsirin inkişafının xüsusiyyətləridir və burada ən aydın şəkildə

göstərilməlidir. Piroelektrik təsir uzun müddət məlum olan müxtəlif keyfiyyət və kəmiyyət metodları ilə müəyyənləşdirilir.

Piroelektrik koeffisiətlə və ϵ dielektrik keçiricilik ilə xarakterizə olan piroelektrik effektin kəmiyyət ölçüsü aralarında statik və dinamik metodlar var [227].

Qarşı üzlərdə xüsusi polyar oxa perpendikulyar olan elektrodlarla birlikdə bir paralel homogen və izotrop plastin formasında piroelektrik kristallara nəzər salaq.

İnduksiya D elektrik sahəsində E və polarizasiyanın P_S ilə əlaqəsi ilə bağlıdır:

$$D = E + 4\pi P_S \quad (2.6)$$

Polyar oxun istiqamətində cərəyanın sıxlığı aşağıdakı formula ilə müəyyən edilir:

$$j_x = \lambda_{xx} E_x + \frac{1}{4\pi} \frac{\partial D_x}{\partial t}, \quad (2.7)$$

burada λ_{xx} - elektrik keçiricilikdir. Cərəyanın davamlılıq şəraitindən ($\text{div } j = 0$) istifadə edərək aşağıdakıları alarıq:

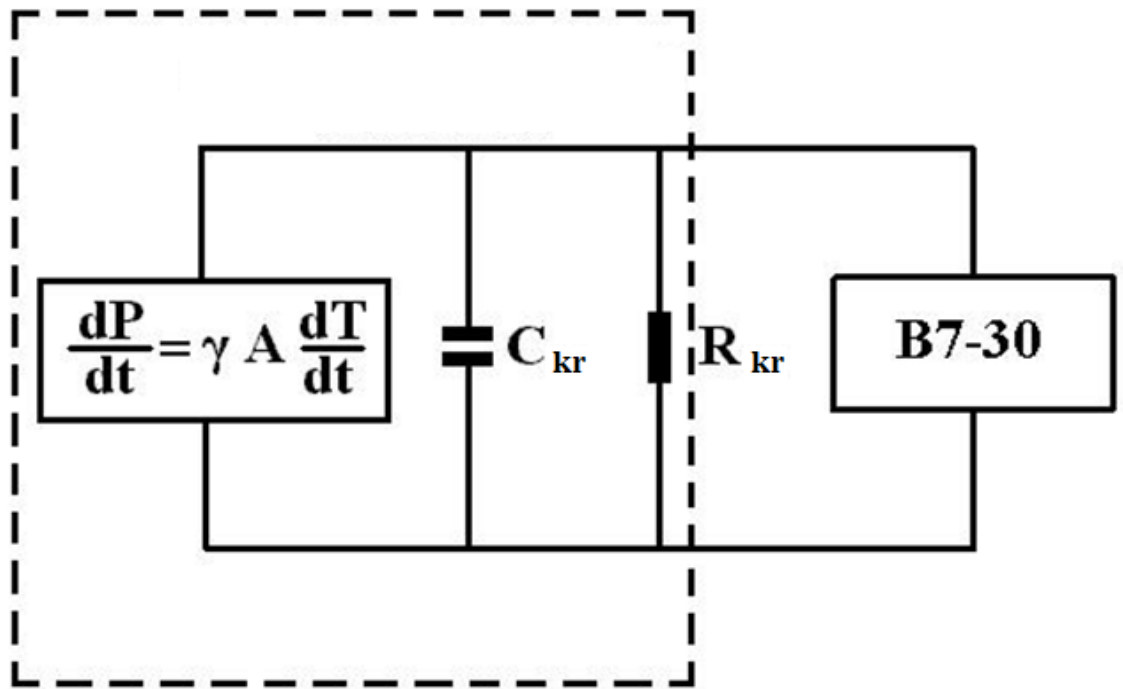
$$\frac{(C_n + C_{kp})dV}{dt} + V \left(\frac{1}{R_n} + \frac{1}{R_{kp}} \right) = -A_0 \gamma \frac{dT}{dt} \quad (2.8)$$

(2.8) inteqrasiya edəndə tapırıq:

$$V = -\frac{A_0 \gamma}{C_0} e^{-\frac{t}{R_0 C_0}} \int_0^t e^{\frac{\tau}{R_0 C_0}} \frac{dT}{d\tau} d\tau, \quad (2.9)$$

burada $C_0 = C_n + C_{kr}$; $R_0 = (R_n^{-1} + R_{kr}^{-1})^{-1}$, A_0 və d – müvafiq olaraq sahəsi və qalınlığıdır.

C_{kr} və R_{kr} – ekvivalent tutum və kristallın müqavimətidir. C_n və R_n – tutum və yükün müqavimətidir. (2.7) və (2.8) tənliklərin həlli T temperaturunun dəyişməsinə uyğun



Şək 2.3. Kvazistatik metodla piroelektrik əmsalın ölçmə sxemi

ilk şərtlərdən və qanunlardan asılı olaraq, həmçinin ölçü zamanı kristalların istilik vaxtının sabitliyi ilə bağlıdır. İstilik zamanı dT/dt nümunəyə uyğun ΔT orta temperatur artımına görə dəyişilir, amma şualanma axını ilə radiasiya təsirdə $\Phi(\tau)$ istilik balansının tənliyi lazımdır. Piroelektrik effektləri ölçmək üçün mövcud olan statik və dinamik metodları təyin etmək üçün (2.8) və (2.9) ifadələri əsasdır.

İntegrallaşmadan sonra (2.9) tənliyi bu təsviri alır:

$$V = -A_0 \gamma R_0 \left(\frac{dT}{dt} \right)_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{R_0 C_0}} \right)$$

$$V = -A_0 \gamma R_n \left(\frac{dT}{dt} \right)_0 \quad (2.10)$$

$t \gg R_0 C_0$ və $R_{kt} \gg R_n$.

Kiçik bir yük müqavimətinin R_n seçimi ilə əlaqədar ölçmələr kiçik bir zaman sabiti ilə $t \gg R_0 C_0$ aparılırsa, piroelektrik əmsalın (2.9) ifadəsi (kvazistatik metod) aşağıdakı şəkildə müəyyən edilir

$$|\gamma| = \frac{V}{A_0 R_n \left(\frac{dT}{dt} \right)_0} \quad (2.11)$$

Kvazistatik metodla piroelektrik əmsalın ölçmə sxemi şəxk 2.3 də verilib.

§ 2.4. Kompleks dielektrik nüfuzluğunun ölçmə metodikası

Keçiricilik komponentlərini öyrənmək üçün ən güclü və məlumatlı üsullardan biri də impedans spektroskopiyaya üsuludur. Geniş yayılan üsullardan biri tətqiq olunan obyektə ω - tezliklə verilən harmonik siqnaldir. Onlar sistemin elektrik sahəsinin əksinin xarici təsirdən asılılığın almağa imkan verir. Nümunəyə $U^* = U_0 \exp(i\omega t)$

gərginlik tətbiq edildikdə, onun üzərindən $I^*=I_0\exp(i\omega t+\varphi)$ cərəyanı keçəcək və ümumi vəziyyətdə cərəyan φ dərəcədə faza gərginliyə nisbətən faza keçidi edə bilər (şək. 2.4). Nümunənin ümumi müqaviməti - impedans Z^* - Om qanununa əsasən müəyyən edilir:

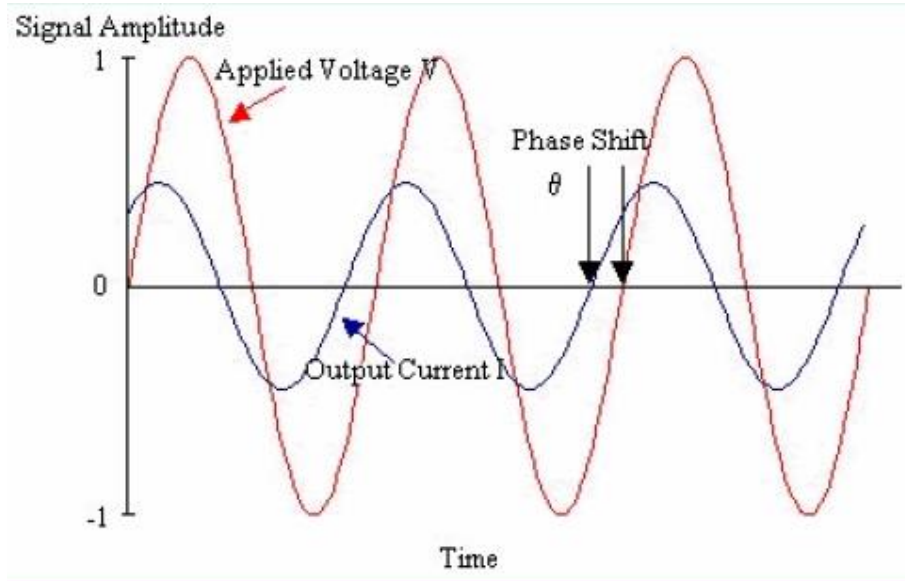
$$Z^* = U^*/I^* = U_0/I_0 e^{i\varphi} = Z \cos\varphi - iZ \sin\varphi = Z' - iZ'' \quad (2.12)$$

burada Z' və Z'' impedansın aktiv və reaktiv komponentləridir. Naykvist koordinatlarında (Z', Z'') qrafik asılılığı $Z^*(\omega)$ -ına impedans qodoqrafiyası deyilir. İmpedans qodoqrafiyasının qurulması halında, tədqiq edilmiş nümunənin qodoqraf şəklinin həqiqi elementlərdən (elektrona bərabər olan) müəyyən bir birləşməsinin qodoqrafiyasına uyğunluğu təhlil edilir. Bu zəncirin hər bir komponentinin nümunədə baş verən fiziki, kimyəvi və ya elektrokimyəvi proseslərin bir və ya digərini xarakterizə edir.

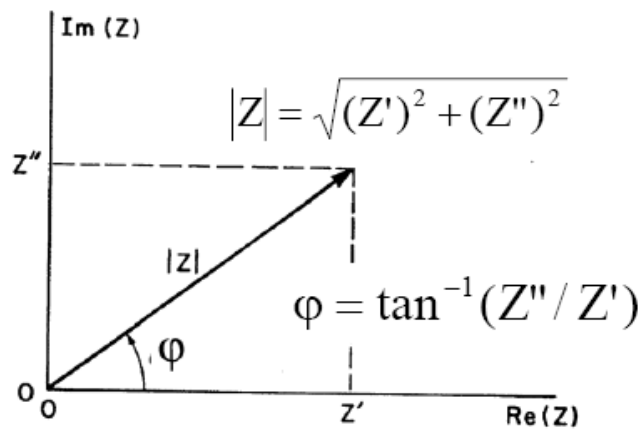
Göründüyü kimi aktiv müqavimət R üçün $Z'R=R$, $Z''R=0$. Şək 2.6, a- da $Z'Z''$ sahəsində R müqaviməti hər hansı bir ω -tezliyində Z' absis oxunda təsvir olunub. R müqavimətini C tutumla əvəz edərkən $Z^*=1/i\omega C$ əldə edəcəyik, çünki $Z'C=0$, $Z''C=1/i\omega C$ -dir. Göründüyü kimi tutum təmiz reaktiv xarakter daşıyır, tezlikdən asılıdır və Z'' oxu ilə üst-üstə düşən $Z'Z''$ sahəsində düz xətt kimi təsvir olunur (şək 2.6,b).

Ölçmə prinsipi sadədir. Elektrokimyəvi sistemə kiçik bir siqnalla təsiredilərək, sistemin reaksiyası ölçülür. Siqnal sinusoidal bir dalğa və ya müxtəlif amplitud, tezlik və faza (məsələn, potensial səviyyəsi və ya cərəyan, impuls) kimi superpozisiya dalğasından ibarət olur. Elektrokimyəvi impedans spektroskopiyası sistemi üzərində kiçik amplitud təsirlərdən istifadə edir, sistemin kiçik tarazlıqdan çıxması ilə bərabər bir sıra üstünlükləri var: a) ölçüləri yüksək dəqiqlik ilə həyata keçirmək qabiliyyəti; sistemin kiçik təsirlərlə reaksiyası uzun müddət qorunub saxlanıla bilər ki, bu da orta hesabla eksperimental məlumatların yığılmasına imkan yaradır; b) Volt-Amper xarakteristikasının xəttliliyinə görə nəzəri aparatı sadələşdirmək və cavabların şərh

edilməsi; c) müxtəlif vaxtlarda və tezliklərdə işləmək bacarığı ($10^{-6} - 10^{-4}$ s, $10^5 - 10^6$ Hz). Hər bir elektrokimyəvi özəyi



Şəkil 2.4. Xarici təsirə məruz qalan sistem cavabının sxematik təsviri.



Şəkil. 2.5. Nykvist koordinatlarında impedans hodoqrafiyası.

Elektrokimyəvi özəyi (EKÖ) müqavimət, tutum, və induktivlikdən ibarət kombinasiya və həmçinin riyazi modelin komponenti kimi ekvivalent elektrik sxemi kimi təsvir etmək olar.

Bir neçə sadə ekvivalent elektrik sxemi, onların qodoqrafına və zəncir elementlərinin fiziki izahını nəzərdən keçirək. Bir neçə elementlərdən ibarət immitans zəncirlərin hesablaması üçün Kirxhof qanununu tətbiq edək: zəncir elementlərinin ardıcıl birləşməsi nəticəsində onların müqavimətləri, paralel olduqca isə keçiricilikləri toplanır.

Ardıcıl birləşmiş R_s müqaviməti və C_s tutumu üçün impedans bu cür təsvir olunur (Şəkil 2.7 Sxem 1).

$$Z^* = R_s - j1/\omega C_s, Z_s^I = R_s, Z_s^{II} = 1/\omega C_s$$

İmpedans qodoqrafının düz bir xətt olduğu aydındır. Bu sxemin admittansı növbəti üsulla hesablanır:

$$Y_s^* = \frac{1}{Z_s^*} = \frac{\omega^2 R_s C_s^2}{1 + \omega^2 R_s^2 C_s^2} + \frac{j\omega C_s}{1 + \omega^2 R_s^2 C_s^2}$$

Bu ifadədən irəli gəlirki hər iki admittansın Y_s^I və Y_s^{II} tərkibi tezliyə bağlıdır. Qodoqraf Y_s^* qurmaq üçün, biz $Y_s^{II}/Y_s^I = 1/\omega R_s C_s$ ifadəsini istifadə edirik. Bu əlaqəni Y_s^I ifadəsinə yerləşdirərək alırıq

$$(Y_s^I) + (Y_s^{II}) - \frac{Y_s^{II}}{R_s} = 0$$

Bu ifadə $(1/2R_s, 0)$ nöqtəsində absis üzərində yerləşən və $1/2R_s$ radiuslu bir mərkəzə malik bir dairənin tənliyidir. Dairənin aşağı hissəsi nəzərdə tutulan vəziyyətdə mənfi tutuma uyğun olduğundan, fiziki bir mənə kəsb etmir. Buna görə də admittansın qodoqrafı koordinatın əvvəlindən keçən yarım dairə ilə təsvir olunur.

Şəkil 2.7 sxem 1 elementləri sadə fiziki mənaya malik ola bilər. Məsələn, bir növ daşıyıcısı olan (kationlar və ya anionlar) ion ötürücünü nəzərdən

keçirək. Birinci yaxınlaşmada həndəsi (dielektrik) tutum $C_T = \epsilon \epsilon_0 S/d$, burada ϵ_0 -vakuumun dielektrik keçiriciliyi, ϵ - S sahəsi və d qalınlığı olan nümunənin dielektrik keçiriciliyin nəzərə almasaq nümunənin müqaviməti təmiz Omik olacaq. Təmiz metallik keçiriciliyi olan (elektrodların müqaviməti azdır) bloklanmış elektrodların istifadəsi zamanı elektrod/ion keçiricinin fazaarası sərhədlərində, kondensator təşkil edən, ikili elektrik lay yaranır. Bununla belə iki elektrodlarda ikili lay və R_0 nümunənin özünün Omik müqavimətin xarakterizə edən ardıcıl birləşmiş iki C_{iq} kondensator kimi elektrokimyəvi özəyi təsvir etmək olar. Aydındır ki, şəkl .2.7 sxem b, şəkl 2.7 sxem a-ya asanlıqla dəyişdirilə bilər, hardakı C_S - elektrod/nümunə sərhəddinin effektiv tutumu (kontakların təbiət oxşarlığı təxmin edilir o haldakı, eyni kontakt zamanı effektiv tutum bərabərdir ayrı kontaktın yarı tutumuna.)

Şəkil 2.8 –də verilən sxemdə parallel birləşən R_p və C_p növbəti üsulla təsvir olunur:

$$Y_p^* = 1/R_p + j\omega C_p$$

Bu halda admittansın hodoqrafı düz xətt təşkil edir. Göründüyü kimi

$$(Z_p^I - R_p/2)^2 + (Z_p^{II})^2 = (R_p/2)^2$$

Bu tənlik, nöqtəsi mərkəzdə $(R_p/2, 0)$ radiusu $R_p/2$ olan bir dairə tənliyi ifadə edir.

Sızması olan bir real dielektrik təsvir edir, beləki C_p dielektrikin tutumun, R_p sızma müqavimətini ifadə edir (şəkl.2.9).

Şəkil 2.10-k1 sxem üçün impedans hodoqraflarının davranışını keyfiyyətcə təhlil edək. $\tau_1 = R_1 C_1$ və $\tau_2 = R_2 C_2$ vaxt sabitləri əhəmiyyətli dərəcədə fərqli olduqda, ardıcıl birləşmiş parallel zəncirlər üçün impedans qodoqrafı örtülməyən iki dairə kimi təsvir olunur. Əgər τ_1 və τ_2 cüzi miqdarda fərqlənirsə, onda yarım dairələrin örtülməsini müşahidə edirik.

Nisbətən yüksək tezlikərdə ($1/\omega C_3$ müqaviməti az olduqda) güclü C_3 ($C_3 \gg C_{1,2}$) tutumun əlavəsi hodoqrafın formasına zəif təsir göstərir, amma aşağı tezlik

sahəsində impedansın spektrində anomaliya (yəni absiss oxunun ikinci yarım dairə ilə kəsişməsinin nöqtəsindən çıxan düz xətt) meydana olur.

(R_1C_1) zənciri yarım kristallik nümunənin (keramikanın) ayrı toxumların tutumuna, və həcmli müqavimətinə cavabdehdir, amma (R_2C_2) zənciri – toxumların sərhədinin (ikiqatlı) tutumunun müqavimətinə, C_3 tutumu elektrod/nümunə sərhədində ikili qatın tutumuna uyğun edilir.

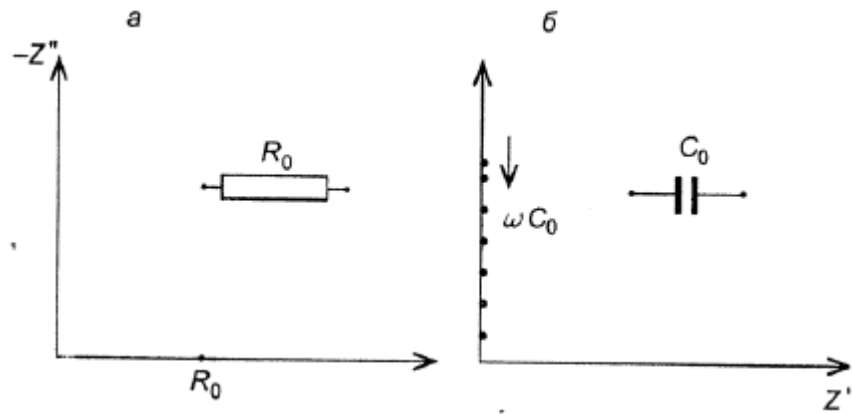
$$(a): \tau_1 = R_1C_1 \gg \tau_2 = R_2C_2;$$

$$(b): \tau_1 = \tau_2.$$

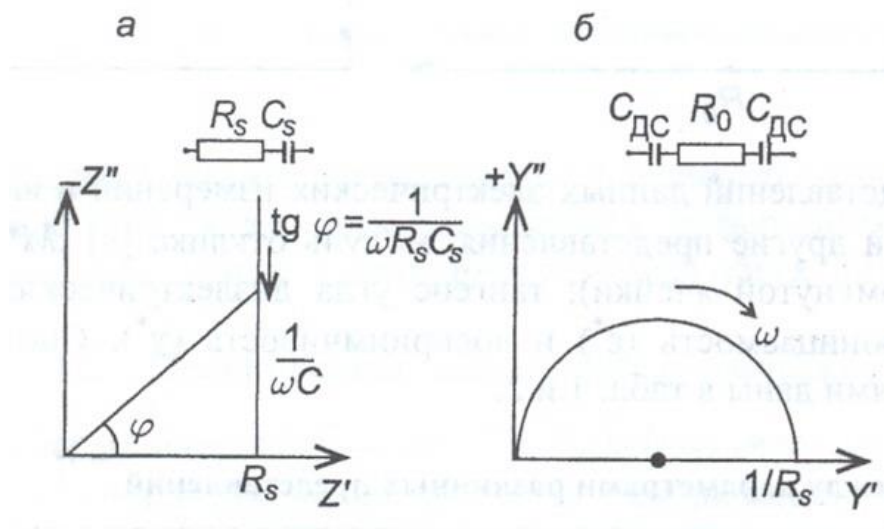
Sərhəddə baş verən elektrokimyəvi proseslərin tətqiqi zamanı enerjinin kinetika keçidi bütövlükdə fazarası sərhədə hissəciklərin diffuziyası tərəfindən idarə edilir (şəkl.2.11). Bu vəziyyətdə elektrik zəncirinin təzə elementi - Varburq elementi müzakirəyə qoyulur və aşağıdakı kimi təsvir olunur

$$Z_w = (1 - j)W/\omega^{0.5},$$

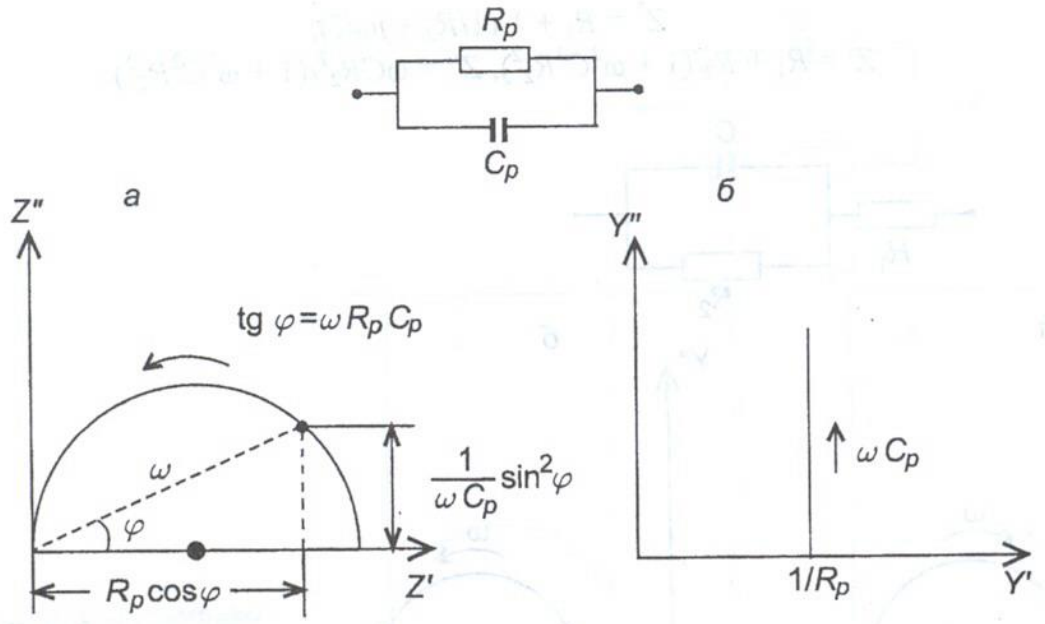
hardakı W – diffuziya əmsalından və hissəciklərin konsentrasiyasından asılı olan Varburq sabiti. Varburq elementinin impedans hodoqrafını qurmaq üçün $Z''/Z' = 1$ olduğunu tapırıq. Bu hodoqrafın 45° dərəcə əyilmə ilə koordinatın əvvəlindən çıxan düz bir xətt anlamında gətirir.



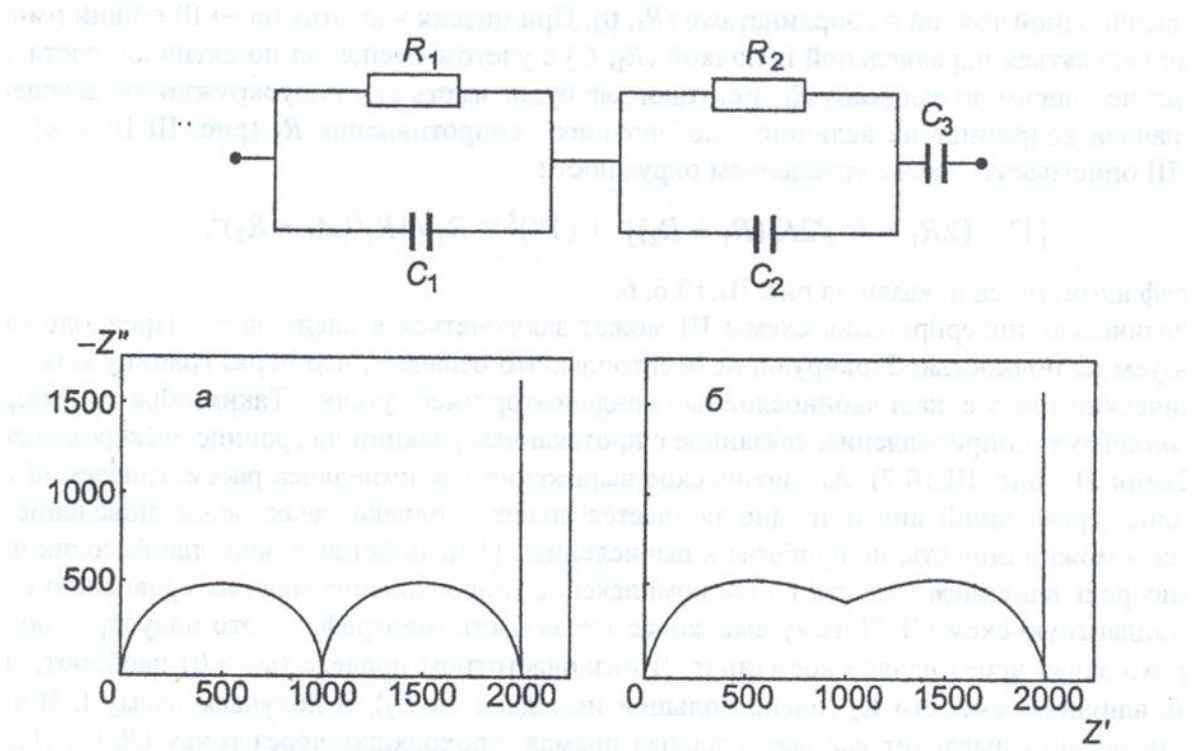
Şəkil.2.6. Aktiv (a) və tutumlu (b) müqavimət üçün impedans qodoqrafları.



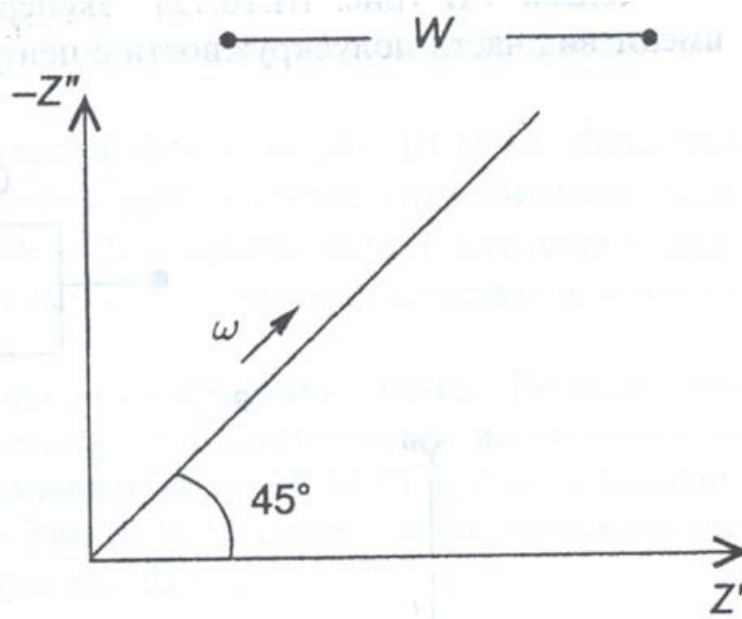
Şək.2.7. Ardıcıl birləşən müqavimət və tutumdan ibarət zəncirin impedans(a) və admittans (b) qodoqrafları.



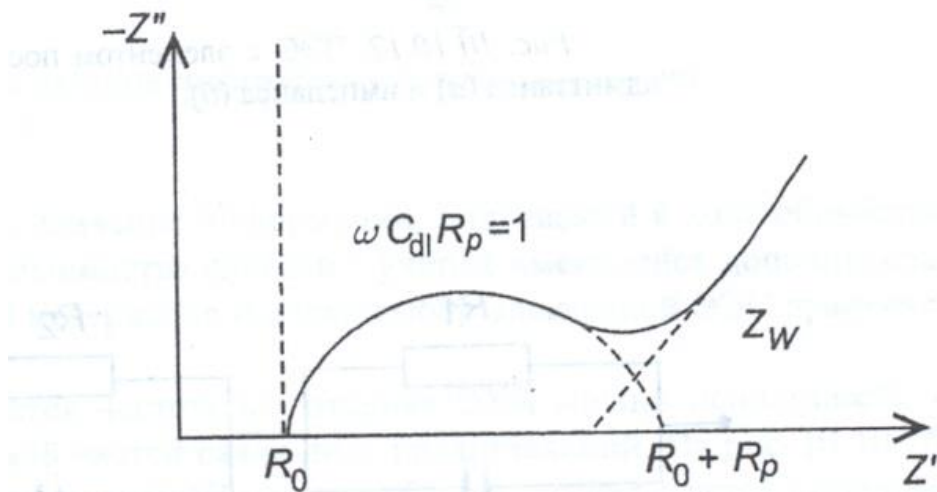
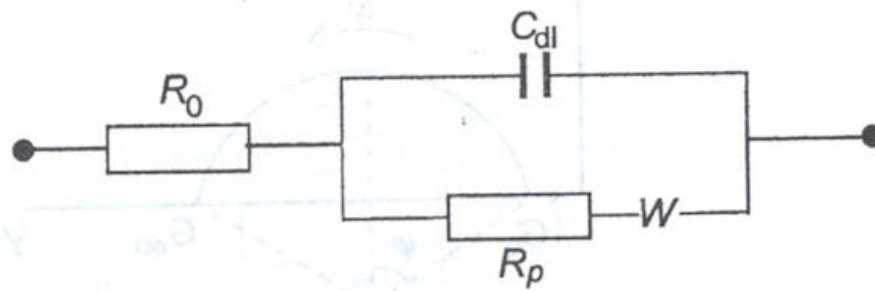
Şəkil 2.8. Paralel birləşmiş müqavimət və tutumun dövrəsi üçün impedans (a) və admitans (b) qodoqrafları



Şək. 2.9. Ekvivalent elektrik sxemi və iki vəziyyət üçün onun impedans qodoqrafı.



Şəkil. 2.10. Varburq elementi və onun qodoqraf impedansı



Şəkil. 2.11. Ekvivalent elektrik sixemi və onun impedans qodoqrafı.

Məlum olduğu kimi, reaksiya prosesinin qayıda bilən sərhəddə reaksiya verən maddələrin sürətini gətirən ekvivalent elektrik sxemi Şək 2.11 də təsvir olunacaq.

Burada R_0 – elektrolitin həcmi müqaviməti, C_{dl} – ikililayın sərhəddəki tutumu, R_p – reaksiyanın müqaviməti, W – Warburq elementi. Bu impedans üçün ifadə

$$Z^* = R_0 + [j\omega C_{dl} + 1/(R_p + Z_w)]^{-1}.$$

İmpedans qodoqrafının aşağı və yüksək tezliklərdə davranışını təhlil edək. $\omega \rightarrow 0$ olduqda, $\omega^{0.5}$ yüksək tezlik nəzərə almamaq olar. Onda aşağıdakı ifadəni alacağıq

$$Z^{\text{II}} = 2W^2 C_{dl} - R_0 - R_p + Z^{\text{I}}$$

Bu tənlik $R_0 + R_p - 2W^2 C_{dl}$ nöqtəsindən 45° dərəcə bucaq altında absiss oxuna keçən düz xəttitəsvir edir.

$\omega \rightarrow \infty$ olduqda $\omega^{-0.5}$ sahib olan üzvləri nəzərə almamaq olar.

$$(Z^{\text{I}} - R_0 - R_p/2)^2 + (Z^{\text{II}})^2 = (R_p/2)^2$$

Bu tənlik $(0, R_0 + R_p/2)$ nöqtədə və $R_p/2$ radiusla mərkəzdəki dairəni təsvir edir.

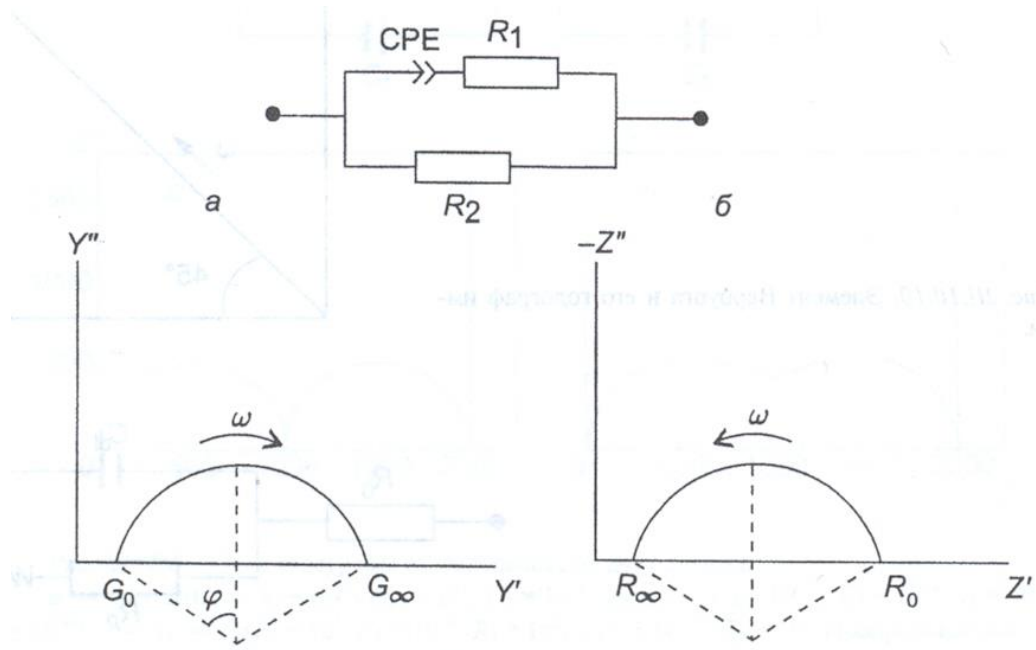
İmpedans hodoqrafının eksperimental asılılıqları bəzən absis oxundan aşağıda yerləşən mərkəzli yarım dairə kimi təsvir olunur (şəkil 2.12). Bu tip ayrılıqları isə daimi bucaqlı faza keçidi (CPE və P) elementi adlanan yeni tezlik-asılı elektrik zəncirin elementin yeritmək lazımdır, hansının ki impedansı bu cür təsvir olunur

$$Z_p^* = Z_p(i\omega)^{-n} = (Z_0/\omega^n)[\cos(\pi n/2)]$$

hardakı $0 < n < 1$.

Son halda $n = 0$, Z^*P tezlikdən asılı deyil və $Z_0 = R$; $n = 1$ olduqda ($Z_0 = 1/C$) tutum müqavimətinə uyğundur və $Z^*P = -1/\omega C$. Nümunə kimi şəkil 2.12- də təsvir olunan

P-elementli ekvivalent elektrik sxeminə baxaq. Aydınırkı, yüksək tezliklərdə ($\omega \rightarrow \infty$) P elementinin müqaviməti çox azdır, və bütün sistemin müqaviməti $R_\infty = R_1 R_2 / (R_1 + R_2)$ təşkil



Şəkil 2.12. Faza dəyişməsinin elementi, admittans (a) və impedansın(b) qodoqrafı

edir. Aşağı tezlikərdə ($\omega \rightarrow 0$), P- elementinin müqaviməti yüksək olur və bütün sistemin tam impedansı $R_0 = R_2$ bərabər olur. Ekvivalent elektrik sxemi seçimi – nəzərdən keçirdiyimiz metodun istifadəsində ən çətin məqamlardan biridir. Ümumiyyətlə bir qodoqrafa fərqli element qiymətləri ilə daxil bir neçə ekvivalent elektrik sxemlərinə uyğun ola bilər. Belə qeyri-müəyyənlik bir neçə eksperimental məlumatların emalı zamanı alınan informasiyanın əhəmiyyətini azaldır. Buna baxmayaraq, əksər hallarda istifadə olunan materialların və özlərin xüsusiyyətləri haqqında olan əlavə məlumata əsasən adekvat ekvivalent elektrik sxemi seçimi praktiki olaraq birmənalıdır. Elektrokimyəvi özək tezlik siqnalının eksperimental nəticələrinin analizinə görə fərqli həqiqi və xəyali hissəli yanaşmanın tezlik asılılığından istifadə etmək olar. Beləcə xəyali hissələrin bəzi xarakterik tezliklər ətrafında $\omega_0 = 1/RC$ maksimumları var. Beləliklə, tətqiq olunan elektro-kimyəvi sistemdə axan müxtəlif relaksasiya proseslərin tezliklərin müəyyən etmək olur.

§ 2.5. İmpedans spektroskopiyasının nəzəri əsasları və tədqiqat metodikası

Elektrokimyəvi sistemi tədqiq edərkən, sinusoidal dalğa şəklində siqnalla həyacanlanması və tarazlığın pozulmasına cavab olaraq sistemin davranışını və daşınma funksiyalarını müəyyən etmək üçün ən sadə üsuldur.

Kiçik miqdarda dəyişən sahənin əlavəsi birinci növbədə, yüksək dəqiqlikdə ölçmələr etməyə imkan verir, çünki cavab sabitlikdə qala bilər və bununla əlaqədar böyük vaxt müddətində ortalamaya gətirib çıxarda bilər.

İkincisi xəttilləşmiş (və yaxuda başqa sadə metod ilə) xüsusiyyət ilə nəzəri tərəfdən siqnalı emal etmək imkanı, üçüncü isə böyük tezlik diapazonunda ($10-10^6$ Hz) ölçmə şansı. Elektrokimyəvi özək və elektrod impedansının tezlikdən olan funksiyasının tətqiq metodu elektrokimyəvi impedansın spektroskopiyası adlanır (EİS). Elektrokimyəvi zəncir iki üsulla ifadə oluna bilər: proseslərin nəzəri əsası, fiziki modelin qurulması, sadə elementlərdən ibarət elektrik ekvivalent sxemin təşkili, birinci növbədə özəyə uyğun davranışı olan (rezistorlar) və tutum (kondensator) müqavimətləri.

Parametrləri qiymətləndirmək və yük daşıyıcılarının nəqli prosesləri haqqında məlumat əldə etmək üçün modellərin müqayisəsi aparılır. İmpedans spektroskopiyası fundamental və tətbiqi tədqiqatlarda getdikcə əhəmiyyətli bir rol oynayır. Hər hansı bir növ bərk və maye materialları öyrənmək üçün: ion, qarışıq, yarımkeçirici və hətta izolyatorlar istifadə edilə bilər. Xüsusi ilə faza, elektrod sərhədi, mikrostruktur elementlərdən ibarət heterogen sistemlərdə enerji daşınması metodunun tətbiqi vacibdir. Elektrokimyəvi impedans spektroskopiyası ilə kimyavi sensorların, yanacaq elementlərin, korroziya proseslərinin davranışın öyrənmək mümkündür.

Ekvivalent elektron üsulu daxil olmaqla, impedans spektroskopiya metodunun nəzəri əsaslarını nəzərdən keçirək.

İmpedans spektroskopiyasının əsas anlayışları

Əgər sistemə kiçik amplitudası olan və harmonik qanunauyğunluqla dəyişən gərginlik tətbiq edilərsə, faza üzrə gərginlik ilə təchiz edilən və qabaqlayan bir sinusoidal formada sistemdən cərəyan keçəcəkdir.

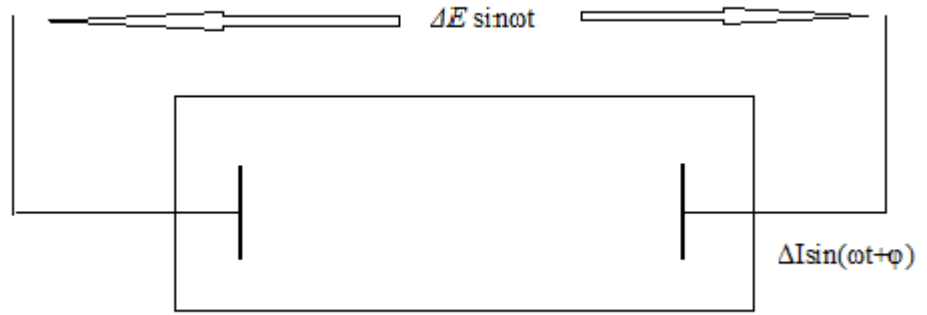
Əgər elektrokimyəvi özək (EKÖ) (Şək.2.13) ΔE gərginliyi goyulursa, onda ΔI -özəkdən keçən cərəyandır.

İmpedans (Z), bir qayda olaraq, ümumi müqavimət olaraq təyin olunur və ya dəyişən cərəyanın (ac) müəyyən bir tezlikdə əks etdirən və vektor düzündə qrafik təsvir edilən kompleks bir rəqəmdir.

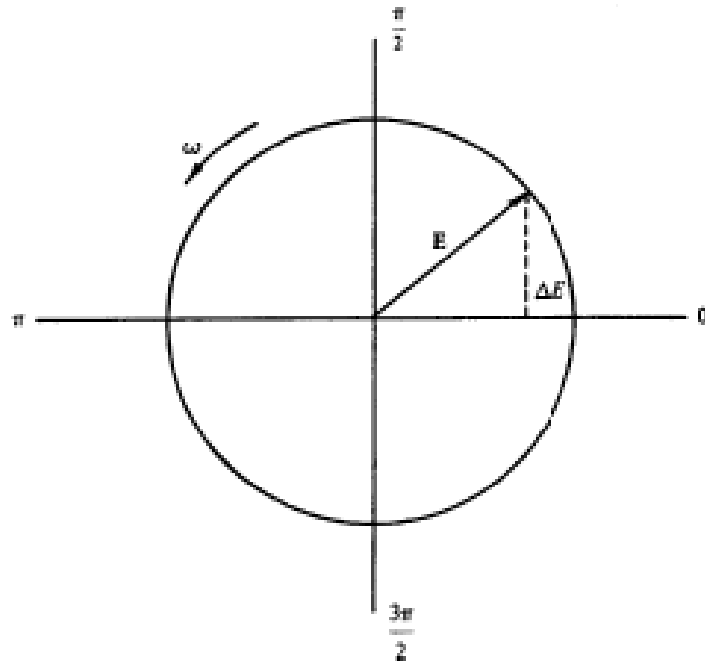
Beləliklə kompleks ədəd kimi amplitud, monoxromatik və yaxud kvazimonoxromatik dalğa uzunluğunu xarakterizə edən fazor (kompleks amplituda) şəklində təsvir olunur. Fazorlar E və I arasındakı əlaqəni təsvir etmək üçün, kompleks müstəvilərdə yerləşən, gərginlik və cərəyan vektorlarının amplitudlarını müəyyənləşdirmək üçün istifadə olunur. Xüsusi ilə periodik qanuna görə dəyişən potensialın real komponentinə görə kompleks gərginliyi belə uyğunluğa gətirmək olar

$$E = \Delta E (\cos \omega t + j \sin \omega t) = \Delta E e^{j\omega t} \quad (2.13)$$

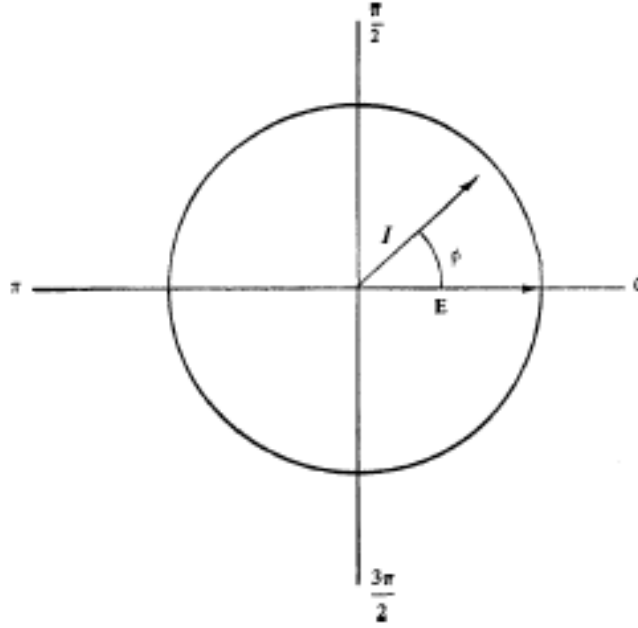
burada $j = \sqrt{-1}$ – xəyali bir rəqəmdir.



Şək.2.13. İkikontaktlı elektrokimyəvi özəyin sxemi



Şək.2.14. Dəyişən cərəyan üçün faza diaqramı $E = \Delta E \cdot \sin \omega t$.



Şəkil 2.15. Faza bucağı ilə cərəyan və gərginlik fazaları arasında uyğunsuzluğu göstərən fazor diaqramı. φ . ($\Delta E \sin \omega t$, $\Delta I \sin(\omega t + \varphi)$).

Bu tip (fazor) anlayışında, E gərginliyi ωt bucaqlı sürət ilə (kompleks sahədə), koordinatın başlanğıc ətrafında fırlanan uzunluq vektorudur. Sinusoidal gərginliyi $E = \Delta E \sin \omega t$ ($\omega = 2\pi f$, f -isə Hq ilə ifadə olunur), E — gərginliyin cari ani kəmiyyət qiyməti, a ΔE — onun maksimal amplitudası. Bu kəmiyyət qütb diaqramının sıfır oxuna proeksiya kimi müəyyən edilə bilər (şək. 2.13). Eyni zamanda, sistemdə axan I cərəyanı, kompleks fazor uyğun edilir.

$$\mathbf{I} = \Delta I \exp[j(\omega t + \varphi)] \quad (2.14)$$

Gərginlik fazorundan yalnız amplituda (ΔI) deyil, həm də "faza dəyişməsi" adlanan bir gecikmənin olması ilə fərqlənir - $j\varphi$. $e^{j\varphi}$ faktorunun əks etdirdiyi bu gecikmə, amplitud amilinə daxil edilə bilər, $\mathbf{j} = I_0 e^{j\varphi}$ bərabər kompleks bir ədəd olur. Buna görə də sistemin impedansı kompleks olacaq.

Fərqli φ bucağı ilə fərqlənən fırlanan vektorlar polyar diaqramda şəkl. 2.13- də təsvir olunur. Fərdi $R(\text{Om})$ müqavimətlər üçün, qoyulan E gərginliyinin cavabı, aşağıda ifadə olunan Om qanununa tabedir.

$$I = E/R \quad (2.15)$$

Bu vəziyyətdə faza bucağı φ -nin sıfıra cevrilməyin göstəridir. Kondensatorlar üçün onların C tutumu, plastinlər arasındakı E potensialın, plastinlərdə saxlanan enerji qatına nisbəti kimi hesablanı bilər:

$$q = CE \quad (2.16)$$

zamanla differensiya edəndə I cərəyanına keçir:

$$I = dq/dt = C dE/dt$$

Və yaxud (2.13) tənliyinin istifadə edərək, alırıq

$$I = \omega C \Delta E \cos \omega t \quad (2.17)$$

$1/\omega C$ ifadəsi tutum müqaviməti adlanır və X_C simvolu ilə təsvir olunur. Əvəz edərək bu cür ifadə alırıq:

$$I = \Delta E / X_C \sin(\omega t + \pi/2) \quad (2.18)$$

Riyazi terminlərdə (E və \dot{I}) fazor komponenti real absis oxunda və ordinat oxunun xəyali komponenti kimi Arqanda diaqramında təsvir oluna bilər.

Şəkl. 2.17-2.18 hər bir fazorlar üçün ekvivalent anlayışlar və $I(t)$ və $E(t)$ koordinatlarda əlavə asılılıqlar təsvir olunub. Şəkl. 2.17 təsvir olunan vəziyyət üçün fazor faza bucağı $\varphi = \pi/2$ olanda gərginlik cərəyan nisbətində ölçülür. Burdan Om qanununa uyğun müqaviməti əvəzləyən $-jX_C$ qiyməti ilə ifadə təsvir edək

$$E = -jX_C I \quad (2.19)$$

Aydındırki X_C kəmiyyəti tezliyə və tutuma tərs-mütanasibdir, amma Om ilə ölçülür.

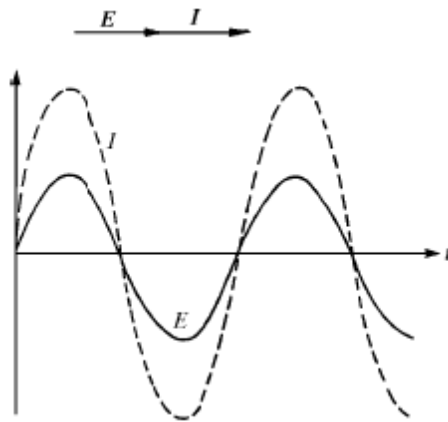
Omik müqavimətlər (rezistorlar) və ardıcıl birləşmiş kondensatorlar üçün, hər bir elementdəki gərginlik itgisinin cəmi ümumi E dəyərinə əlavə edilməlidir. Beləliklə fazorla bağlı təsəvvürü istifadə edərək alırıq:

$$E = E_R + E_C = I (R - jX_C), \text{ və ya } E = IZ, \quad (2.20)$$

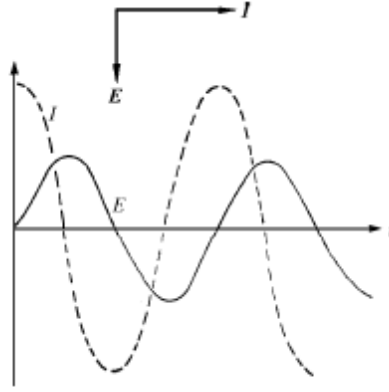
hardakı $Z = (R - jX)$ impedans adlanır.

Faza cərəyanı 90° artıq gərginlikdən fərqli ola bilməz. Ancaq onların arasındakı əlaqə Arqand diaqramından asanlıqla alınə bilər. Əgər faza bucağı φ kimi təsvir olunursa, onda

$$\text{tg}\varphi = X_C / R = 1/\omega RC \quad (2.21)$$



Şək. 2.16. Fazor formasında və müvəqqəti cərəyan və gərginlik arasındakı Omik zəncirlərin vəziyyətinə görə asılılıq, faza bucağı φ sıfıra bərabərdir.



Şək. 2.17. Fazor və müvəqqəti cərəyan və gərginlik arasındakı tutum müqaviməti olan zəncirlərdə ϕ faza keçidi 90° bərabərdir.

Alternativ diaqram impedans terminlərinə uyğun eyni məlumatı verir (Şək 2.19).

Şək 2.20 də təsvir olunan impedans vektoru həqiqi (R müqaviməti) və xəyali hissədən (reaktivlik, X) ibarətdir.

İmpedansı vektoru riyazi olaraq düzbucaqlı koordinatlarda $R+iX$ şəklində və ya $|Z|$ kəmiyyətinin faza bucağından asılılığı şəklində polyar koordinatlarda ifadə etmək olar.

Riyazi olaraq bu qarşılıqlı əlaqə növbəti üsulla ifadə olunur:

$$I/Z = 1/(R + iX) = Y = G + iB \quad (2.22)$$

burada Y – admittans, G -keçiricilik (admittansın həqiqi hissəsi), B -admittansın xəyali hissəsi adlandırılırlar. Tutum və müqavimətin ardıcıl birləşməsini təsəvvür etmək üçün impedansdan istifadə etmək lazımdır, çünki bu vəziyyətdə riyazi olaraq sadə bir R və X (Şək. 2.20) cəmi ilə ifadə olunur.

$$\mathbf{Z}=\mathbf{R}+\mathbf{jX}=|\mathbf{Z}|$$

$$\mathbf{R}=|\mathbf{Z}|\cos\theta$$

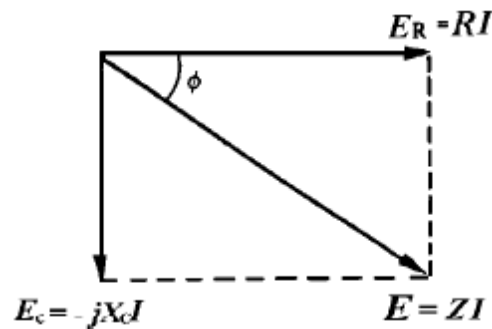
$$\mathbf{X}=|\mathbf{Z}|\sin\theta$$

$$|\mathbf{Z}|=\sqrt{R^2 + X^2}$$

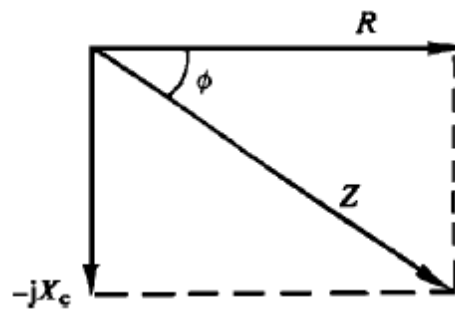
$$\theta=\tan^{-1}(\mathbf{X}/\mathbf{R})$$

Zəncir seriyası üçün tam impedans, ayrı elementlərin reaktiv müqavimətinin vektor cəmini təsvir edir. Rezistiv zəncir üçün analogi qanuna görə parallel birləşmələrin tam impedansı, hər zəncir elementin (admittansların) impedans qiymətlərinin əks cəmini təşkil edir.

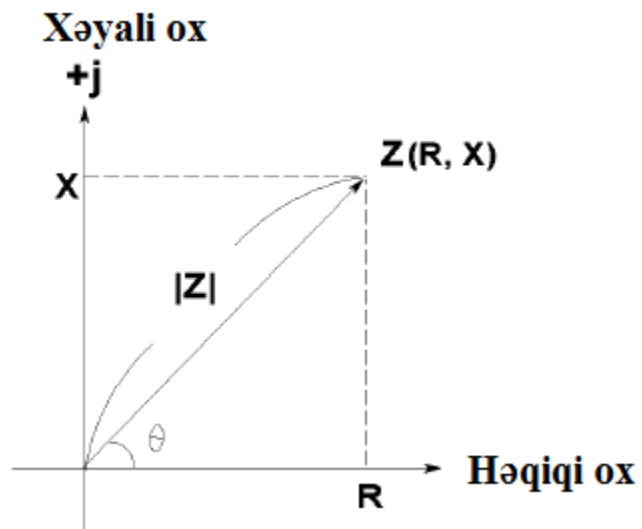
Hodoqrafların qurulması impedansın tezlik asılılıqlarının təhlili zamanı istifadə edilir. Bu zaman tətqiq olunan özəyin hodoqraf növünün, sadə elektrik elementlərin (müqavimət, tutum, v.s) kombinasiyası ilə uyğunluğu analiz edilir. Hər zəncirin komponenti real tətqiq olunan özəkdən keçən bu və ya digər fiziki, kimyəvi, və elektrokimyəvi prosesi xarakterizə edir



Şəkil 2.18. Rezistor seriyası üçün fazor-diaqramlar- E gərginliyin rezistiv R kombinasiyasında enməsi, RI və jXI sistemin tutum C komponentin kondensatordur.



Şəkil 2.19. Arqand-diaqramı, impedans anlamında təsvir edilən, və şəkl .2.18. da təsvir edilən eyni yanaşmadır.



Şəkil 2.20. İmpedansın həqiqi (R) və xəyali (X) hissələrinin təsviri

Elektrokimyəvi özəklərin impedans tətqiqi

İmpedansı müəyyən etmək üçün, minimum iki qiyməti ölçmək lazımdır, çünki o kompleks bir kəmiyyətdir. İmpedansı ölçən bir çox müasir qurğular impedansın həqiqi və xəyali vektorun ölçüləri və arzuolunan parametrlərə dəyişdirir. Nümunə üçün $|Z|$, θ , $|Y|$, R , X , G , B . Lakin bəzən alınan nəticə çox böyük və ya kiçik olmaqla gözlənilməz olur. Bunun mümkün səbəblərindən biri düzgün goyulmamış tətqiq metodikasını (texnika) və ya qurğunun xüsusi təbii davranışı ola bilər. İstənilən ölçmələri yerinə yetirərkən dəyişən cərəyanla, bir sıra mühüm mülahizələri nəzərə almaq lazımdır.

Hər zəncirin hər komponenti sırf aktiv və ya reaktiv olmur, o həmişə impedans elementlərinin kombinasiyasıdır. Nəticədə bütün real (ideal olmayan) qurğuların parazit tərkibi olur- rezistorlarda parazit tutumu, kondensatorlarda parazit müqaviməti və s.

Təbii ki, tərkib hissələr müxtəlif təbiətinə və materialın alınma üsuluna görə fərqlənir və bu da nəticədə elementin müqavimətini, tutumunu, induktivliyini müəyyən edən dəqiqliyə təsir edir.

Real elementlərdə əhəmiyyətli dərəcədə parazit tərkib var. Əgər elementi öz nominal kombinasiya qiyməti kimi nəzərə alsaq, müxtəlif elektrik element kombinasiyası kimi kompleks bir zəncir kimi təsəvvür etmək olar.

Həqiqi, effektiv və tədqiq oluna bilən kəmiyyətlər.

Tədqiqatı başlamazdan əvvəl həqiqi, effektiv və ölçülən kəmiyyətlərin qiymətinin qarşılıqlı əlaqəsini və nisbətini anlamaq lazımdır.

Həqiqi qiymət-xəyali komponentlər istisna olmaqla elektrik dövrəsinin (rezistorun, induktivlik çarxının və ya kondensatorun) komponentidir. Əksər hallarda əsl mənasını riyazi nisbət əks etdirən fiziki tərkib komponent kimi müəyyənləşdirmək olar. Real şəraitdə yalnız elmi və nəzəri əhəmiyyətə malikdir.

Effektiv qiymət –xəyali komponenti özündə birləşdirir. Həqiqi və reaktiv komponentin vektorunun cəbri cəmidir və nəticədə tezlikdən asılı olur.

Tətqiq olunan kəmiyyət- ölçü qurğusu ilə alınan qiymətə deyilir. Bu, aradan qaldırıla bilməyən itkilər və ölçü cihazın xətasını göstərir. Tətqiq olunan kəmiyyətlər, həqiqi və effektiv qiymətlərlə müqayisədə artıq xətalrı olur.

Tətqiqi olunan effektiv qiyməti- müəyyən etmək lazımdır və tətqiqatın məqsədi ölçülən dəyər effektiv qiymətə yaxın olsun.

§ 2.6. Atom Qüvvə Mikroskopiya üsulu ilə laylı kristalların tətqiqi

Skanedici zond mikroskopunun (SZM) istiqamətlərindən biri olan atom qüvvə mikroskopu, səth elementlərin üzərində çox kicik nanometr ölçülərində araşdırma və coxalma metodudur. Skanedici zond mikroskopunun yaradıcıları onu ilkin olaraq numünənin səthini modifikasiya etmək üçün təklif etmişdilər.

Həqiqətən, zondun nümunə ilə lokal bir təmas bölgəsində, kifayət qədər böyük qüvvələr, elektrik sahə gücləri və elektrik cərəyanının sıxlığı yarana bilər. Bu və digər amillərin ayrı-ayrı və ya birgə hərəkətləri nümunənin və zondun səthinin nəzərəcarpacaq dərəcədə lokal modifikasiyasına səbəb ola bilər. Yəni zond və nümunə arasındakı qarşılıqlı təsir səviyyəsini yüksəltməklə, skanedici zond mikroskopunun istismar olunan səthin sıfır və ya minimum səviyyədə dağılması ilə ölçmə rejimindən nümunənin səthində nanometr səviyyəsində müəyyən edilmiş strukturların yaranmasını təmin edən litoqrafiya rejiminə köçürmək mümkündür. Beləliklə, skanedici zond mikroskopu-zond nanotexnologiyasında yeni bir istiqamət açılmışdır.

İndiyə qədər zond nanotexnologiyası ayrı funksional elementlər (MOM diod, bir elektronlu transistorlar) ultra sıx məlumatların saxlanması ilə yaddaş qurğuları şəklində nanoelektronik diskret cihazların yaradılmasına gətirib çıxardı.

Fərdi molekulların istifadəsi və modifikasiyası elementar bir əsas kimi qəbul edildikdə, molekulyar elektronlar ideyaları tamamilə həyata keçirilə bilər. Skanedici tunnel mikroskopunun (STM) kəşfindən sonra Atom manipulasiyası materialların nano ölçülü modifikasiyası üçün istifadə ehtimalı yaradıldı.

Skanedici zond mikroskopunun və alt təbəqə arasında potensial bir fərq tətbiq olunduqda, səth lokal olaraq modifikasiya oluna bilər. Skanedici zond mikroskopunun zondunun köməyi ilə tətqiq olunan nümunənin səthini dəyişdirmək

üçün bir neçə əsas mexanizm var: elektrik, atom-qüvvə, mexaniki, elektrokimyəvi və bu mexanizmlər arasında müxtəlif kombinasiyalar.

Skanedici zond mikroskopunun (SZM) işləmə metodikası

Skanedici zond mikroskopunun əsasında, tədqiq olunan nümunənin səthi ilə zond arasında yaranan lokal qarşılıqlı təsirin araşdırılması dayanır. Zond mikroskopunun əsas üsulları skanedici tunel mikroskopu (STM) və atom qüvvə mikroskopu (AQM) hesab olunur.

Kəskin keçirici (keçiriciliyə malik) iynə, skanedici tunel mikroskopunda zond olaraq istifadə olunur. İynənin ucu ilə nümunə arasına işçi gərginlik tətbiq olunur və ucu təxminən 0.5-1.0 nm-ə qədər nümunəyə yaxınlaşdırıldıqda nümunədəki elektronlar işçi gərginliyin polyarizasiyasından asılı olaraq boşluqdan uca doğru yaxud əksinə, tunel əmələ gətirməyə başlayır (keçə bilir). Skanedici tunel mikroskopunda tunelləşdirilmiş cərəyanın ölçülməsi nəticəsində alınan verilənlərə əsasən, topoqrafiyanın görüntülənməsi yerinə yetirilir. Tunel cərəyanını qeyd etmək üçün nümunə və uc yarımkeçirici yaxud keçirici olmalıdır. Ucu əmələ gətirən atomların dalğa funksiyaları ilə üst –üstə düşdükdə, skanedici iynə və səthində yükdaşıyıcıların tunel cərəyanı meydana gəlir. Qeyd etmək lazımdır ki, skanedici tunel mikroskopunda istifadə edilən texnika (metod, üsul) keçirici olmayan materialların təsvirini vermir. STM-dən axan tunel cərəyanı, axan cərəyanın eksponensial asılılığı, iynə və səth arasındakı boşluq ilə təsvir olunur: $I = A \exp[-B(jz)^{1/2}]$.

Tipik potensial baryer hündürlüyü $j = 4$ eV olduqda, əgər aralığı (boşluğu) 0.1nm azalrsa, tunel cərəyanı nizamlı olaraq azalır. Buna səbəb odur ki, tunel mikroskopunun ucu adətən nümunəyə yaxın olmalıdır – 0.5-1nm məsafədə. Tunel cərəyanının məsafədən eksponensial asılılığı, skanedici tunel mikroskopuna çox yüksək həssaslıq verir. Skanedici tunel mikroskopunun əsas tətbiq sahəsi – səth topoqrafiyasının ölçülməsidir.

Tunel sensorunda tunel cərəyanını ölçərkən, zond və nümunə arasındakı cərəyan axın dövrəsinə daxil olan, cərəyan- gərginlik çeviricisi istifadə olunur.

Qoşulmanın iki variantı mümkündür : sahə verilmiş zond ilə, əvəzedici gərginlik sahə verilmiş zondan asılı olaraq nümunəyə ötürüldükdə, yaxud sahə verilmiş nümunə ilə, əvəzləyici gərginlik nümunədən asılı olaraq zonda tətbiq edildikdə. Ənənəvi qüvvə qarşılıqlı təsir sensoru, konsolun sonunda (ucunda) yerləşən nümunə və zond arasındakı qüvvə qarşılıqlı təsiri nəticəsində yaranan konsol əyrisinin ölçüsünü qeyd etmək üçün optik sxemə malik, silikon konsol yaxud kontilever hesab olunur (ing. cantilever- konsol). Qüvvə mikroskopu üçün kontaklı, kontaktsiz və dəyişən kontaklı üsulları fərqləndirilir.

Kontakt üsulunun istifadəsi ilə güman olunur ki, zond nümunəyə müqavimət göstərir. Kontakt qüvvələrinin təsiri altında əzildiyində formasını dəyişdikdə, buradan əks olunan lazer işığı , kvadrat fotodedektorun mərkəzinə nəzərən yerini dəyişir. Beləliklə, konsolun məsafədən uzaqlaşması, fotodedektorun yuxarı və aşağı hissələrinin şüalanmasından asılı olaraq dəyişilməsi ilə müəyyən oluna bilər. Kontaktsiz üsulu istifadə etdikdə, zond səthdən kənarında, uzun müddətli təsir edən cazibə qüvvəsi olan sahədə yerləşir. Cazibə qüvvələri və onların qradientləri itələmə kontakt qüvvələrindən zəifdir. Bu səbəbdən onların araşdırılması üçün adətən, modullaşdırılmış üsuldən istifadə olunur. Bunu etmək üçün piyezo titrəyişlikonsol istifadə edərək, rezonans tezlikdə şaquli olaraq (vertikal) rəqs edir.Səthdən uzaqda konsol titrəyişlərinin amplitudu maksimal qiymətə malikdir. Cazibə qüvvəsinin qradientinin təsiri ilə səthə yaxınlaşdıqda, konsol rəqslərinin rezonans tezliyi dəyişir və buna görə rəqslərin amplitudu azalır. Bu amplituda optik sistemin köməkliyi ilə fotodedektorun üst və alt hissələrinin dəyişkən işıqlandırılmasında nisbi dəyişiklik ilə qeyd olunur. Yarıkontakt ölçmə üsulu tətbiq edildikdə, qarşılıqlı təsir qüvvəsini ölçülməsi üçün modulyasiya üsulu da istifadə olunur. “Yarıkontakt rejimində”, zond qismən səthə təmas edir, həm cazibə oblastında, həm də itələmə oblastında dəyişir. Skanlaşma prosesi zamanı, zond müxtəlif fiziki xassələrə malik olan səthin sahəsinin üzərində yerləşə bilər və bunun nəticəsində zond- nümunə qarşılıqlı təsirinin qiyməti və xarakteri dəyişəcəkdir. Bundan əlavə, nümunənin səthində nahamarlıq varsa, zond və səth arasındakı Δz məsafəsi dəyişəcək və buna uyğun olaraq lokal qarşılıqlı təsirin qiyməti də dəyişəcəkdir. Skanlaşma zamanı, lokal qarşılıqlı təsirin sabit qiyməti

(qüvvə yaxud tunel cərəyanı) mənfi əks əlaqə sistemi vasitəsilə saxlanılır. Zond səthə yaxınlaşdıqda, sensorun siqnalı artır. Mövcud sensor siqnalını dayaq gərginliyi V_s ilə müqayisə edir və zond nümunənin səthindən uzaqlaşdıran piyezoötürücü üçün idarəedici olaraq istifadə olunan korrektəedici siqnalı V_{fb} yaradır. Səth topoqrafiyası təsvirini almaq üçün, verilmiş siqnal z - piyezoelektrikötürücünün kanalından əldə edilir. Əks əlaqə sisteminin iş mahiyyəti ondan ibarətdir ki, əgər zond qarşılıqlı təsirin zəif olduğu sahədə və ya boşluqda olarsa, nümunə yuxarı qaldırılır əks halda nümunə aşağı enər. Əks əlaqə sisteminin uyğunsuzluq siqnalının yaranmasına verdiyi reaksiya, əks əlaqə sistemi sabiti $V_{fb} = V(t) - V_s$, ya da bunun kimi bir çox sabit tərəfindən müəyyən olunur. Zond mikroskopu ilə əldə edilən səth təsvirləri bir qayda olaraq, ümumi əyilməyə malikdir. İlk növbədə əyilmə nümunənin zonda nisbətən düzgün olmayan şəkildə yerləşdirilməsinə yaxud nahamar səthə görə yarana bilər. Əyilməni təsvir etmək üçün, SZM çərçivəsində (kadrında) böyük həcmdə yararlı sahə sərbəst olunur, belə ki, təsvirin kiçik detalları görünür. Bu çatışmazlığı aradan qaldırmaq üçün sabit əyilmənin (hamarlanması, tarazlanması) çıxarılması əməliyyatı həyata keçirilir.

Təcrübi nəticələrin yenidən işlənməsi və təqdim olunması.

Skanedici zond mikroskopunun köməyi ilə əldə edilən informasiyalar, iki ölçülü tam ədəd z_{ij} (matrisi) olan SZM kadri şəklində saxlanılır. İndekslər cütünün hər bir qiyməti skanedici sahənin xaricindəki səthin müəyyən bir nöqtəsinə uyğun gəlir. Səth nöqtələrinin koordinatları sadəcə uyğun indeksin, informasiyanın yoxlanıldığı (həyata keçirildiyi, tutuşdurulduğu) nöqtələr arasındakı məsafəyə vurularaq hesablanır. Bir qayda olaraq, skanedici zond mikroskopu çərçivələri özlərini ölçüləri 200×200 yaxud 300×300 ölçülü elementlərə malik kvadrat matrisalar kimi göstərilir. Skanedici zond mikroskopu çərçivələrinin (kadrlarının, quruluşlarının) vizuallaşdırılması komputer qrafikləri vasitəsilə əsasən (2D) iki ölçülü və üç ölçülü (3D) aydın (parlaq) təsvirlər formasında həyata keçirilir. 2D vizuallaşdırma zamanı, $z = f(x, y)$ səthinin hər bir nöqtəsi, səth nöqtəsinin hündürlüyünə uyğun olaraq müəyyən bir rəng tonu ilə əlaqələndirilir. 3D vizuallaşdırma zamanı, $z = f(x, y)$ səthinin təsviri piksellər və xəttlərdən istifadə edərək aksonometrik proyeksiyada

qurulur. D təsvirlərinin boyanmasının ən effektiv üsulu, səthin işıqlandırılması şərtlərinin modelləşdirilməsi, səthin üzərindəki sahənin bəzi nöqtələrində yerləşən nöqtəvi mənbənin modelləşdirilməsidir. Bu halda, relyefin bəzi kiçik xüsusiyyətlərini vurğulamaq mümkündür. Skanedici zond mikroskopununun təsvirləri faydalı məlumatlarla yanaşı, morfologiya və səth xüsusiyyətləri barədə məlumatları təhrif edən bir çox kənar məlumatları da ehtiva edir. Skanedici zond mikroskopununun təsvirləri bir qayda olaraq, hansı ki, səth relyefi ilə əlaqədar faydalı məlumat daşımayan sabit bir tərkibə malikdir, hansı ki, səth relyefi ilə əlaqədardır, lakin nümunənin Z oxu boyunca skan yerdəyişməsinin dinamik aralığının ortasına doğru yanaşmasının dəqiqliyini əks etdirir. Sabit tərkib skanedici zond mikroskopununun kadrından (çərçivəsindən) proqram metodu ilə çıxarılır (uzaqlaşdırılır). Zond mikroskopunun köməyiylə alınan səth təsvirləri ümumi əyriyə malikdir (əyilməyə). Bu bir neçə səbəbə görə ola bilər. İlk olaraq, əyilmənin nümunənin zondan asılı olaraq yanlış yerləşdirilməsi yaxud nümunənin müstəvi paralel olamaması səbəbi ilə əmələ gələ bilər. İkincisi zondun nümunəyə nisbətən yerdəyişməsinə gətirib çıxaran temperatur dreyfi ilə bağlı ola bilər, üçüncü, bunun səbəbi pyezaskanerin yerdəyişməsinin qeyri xətti olması ola bilər. Əyrini təsvir etmək üçün skanedici zond mikroskopununun çərçivəsində böyük həcmdə faydalı sahə sərf olunur, beləliklə, təsvirin kiçikdetalları görünməz olur. SZM-nin əsas fəaliyyət (iş) rejimlərindən biri mənfə əks əlaqəli sistemlərin köməyi ilə həyata keçirilən sabit qarşılıqlı təsir (qüvvə və tunel cərəyanı axını) rejimidir. Skanlaşma prosesindəki növbəti qəbul edici siqnalı dəstəkləyici siqnal ilə müqayisə edir və qəbuledicinin çıxış siqnalının analizinin nəticələrindən asılı olaraq, zond və nümunə arasındakı məsafəni artıran yaxud azaldan piyezoötürücü üçün idarəedici qismində istifadə olunan korrektəedici siqnal əmələ gətirir. Sabit qarşılıqlı təsir rejimindəki informasiya siqnalı, piyezoötürücünün Z koordinatı boyunca hərəkətini (yerdəyişməsinə) idarə edən siqnal hesab olunur. Qeyd edək ki, lokal kontakt oblastında kifayət qədər böyük mexaniki təzyiqlər, elektrik sahəsinin gərginlikləri və elektrik cərəyanının sıxlığı yarana bilər. Bu amillərin ayrı-ayrı və ortaq təsiri nümunənin səthinin və zondun ucunun nəzərə çarpacaq dərəcədə lokal modifikasiyasına gətirib çıxarır. Daha doğrusu, zond və

nümunə arasındakı qarşılıqlı təsir səviyyəsini artıraraq, skanedici zond mikroskopuntədqiq edilən səthin sıfır və ya minimum nizamsız səviyyəsilə diaqnostik rejimdən zond litoqrafiyası rejiminə keçirmək mümkündür. Bu nümunənin səthində əvvəlcədən müəyyən olunmuş strukturların nanometr səviyyəsində fəza yolu ilə yaranmasını təmin edir. Beləliklə, eyni nano-zond həm tədqiq edilən səthin lokal xassələrinin diaqnostikası üçün, həm də nümunə səthinin mikro və nano quruluşunun dəyişdirilməsi üçün səbəb ola bilər.

§ 2.7. Volt-Amper xarakteristikalarının ölçmə metodikası

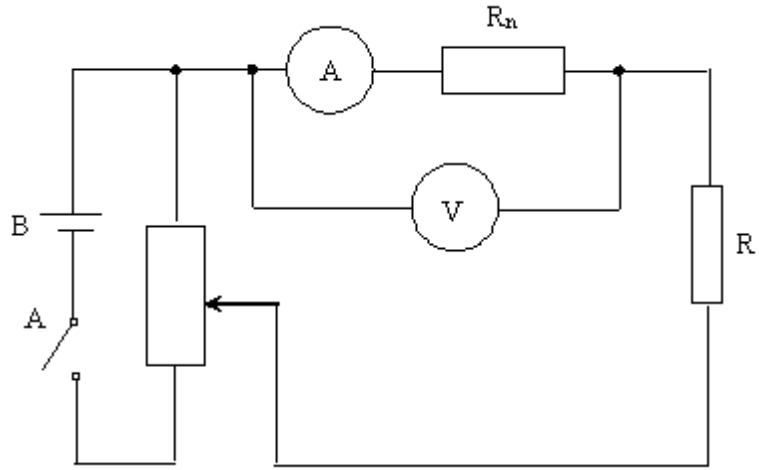
TlGaSe₂ və TlInS₂ kristallarının və onlar əsasında yaranan bərk məhlulların elektrik xassələrini tədqiq etmək üçün kristallardan qalınlığı 0,1-1,5 mm, eni 2-4 mm və uzunluğu isə 2-8 mm intervallarında dəyişən paralelopiped formasında olan nümunələr hazırlanmışdır. Nümunələrin kristalloqrafik c” oxuna perpendikulyar və paralel istiqamətdə cərəyan kontaktları kimi gümüş pastası çəkilmişdir.

Öyrənilən bərk məhlullarının Volt-Amper xarakteristikasının tədqiqi üçün dövriyyənin sxemi (şək.2.21) və kriostatın görünüşü isə şək.2.22- da təsvir olunmuşdur.

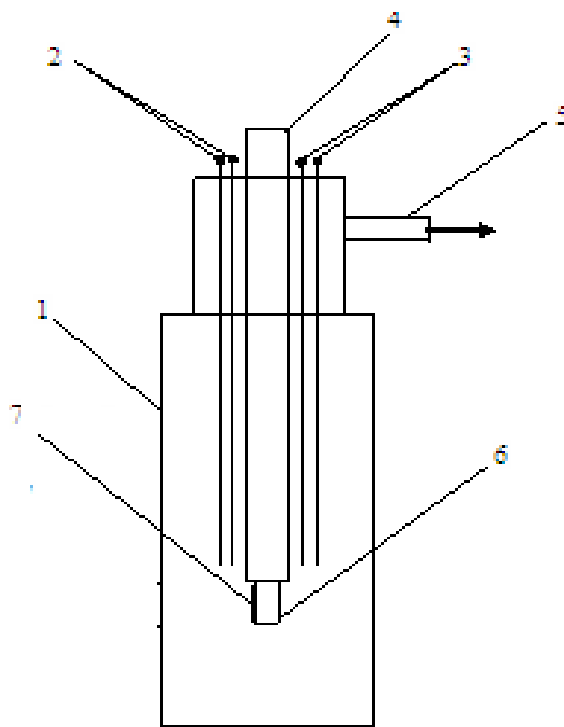
$$R_n = \rho \frac{l}{S} \quad (2.23)$$

ρ - xüsusi müqavimət, l - zondlar arasındakı məsafə, S – nümunənin en kəsiyinin sahəsidir. Nümunənin zondları arasındakı müqavimətin R_n -olduğunu qəbul etsək, bu zaman

$$\frac{R_n}{R_{et}} = \frac{U_x}{U_{et}} \quad (2.24)$$



Şəkil. 2.21. Bərk məhlulların Volt-Amper xarakteristikalarını tədqiq etmək üçün dövrənin sxemi.



Şəkil. 2.22. VAX-nın tədqiq etmək üçün istifadə edilən kriostatın görünüşü: 1- gövdə, 2- nümunəni cərəyan mənbəyinə qoşmaq üçün yuvalar, 3- termocütə qoşulan yuvalar, 4- maye azot tökmək üçün hissə, 5- kriostatın içərisindəki havanı sormaq üçün boru, 6- nümunəni yerləşdirmək üçün altlıq, 7- nümunə.

nisbətindən nümunənin zondları arasındakı hissənin müqaviməti və beləliklə xüsusi müqavimət hesablanır:

$$R_n = \frac{U_x}{U_{et}} \cdot R_{et} \quad (2.25)$$

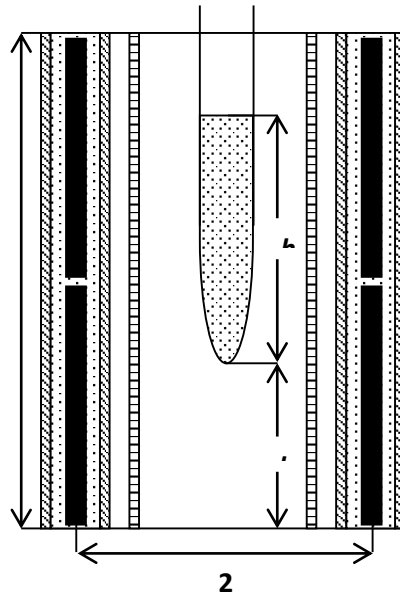
$$\rho = \frac{U_x}{U_{et}} \cdot \frac{S}{l} \cdot R_{et} \quad (2.26)$$

Yarımkəçirici materiallarında cərəyanın keçmə mexanizmi haqqında məlumat almaq üçün nümunələrin Volt-Amper xarakteristikaları 90-300 K temperatur intervalında tədqiq edilmişdir. Ölçmə zamanı sabit cərəyan mənbəyindən və B7-30 elektrometrindən istifadə edilmişdir.

§2.8. γ -şüalarının təsirinin tədqiqat metodikası.

γ -25 qamma-qurğulu Co^{60} -dan izotoplarından radiasiya mənbələri olan K-25 gamma-quraşdırma (radiasiya tədqiqatlarının quraşdırılması) fiziki, kimyəvi və bioloji tədqiqatlar üçün nəzərdə tutulmuşdur. Quraşdırmanın qeyri-ışlök mövqeyində, qaynaqlar quyunun altında, suyun altında, γ -şüalara qarşı qoruyucu bir ekran kimi xidmət edir.

İstismar mövqeyini əldə etmək üçün qaynaq sistemi su altında iş masasının səviyyəsinə qədər yüksəlir və nümunələri işıqlandırmaq üçün işləmə kamerasını meydana gətirən silindrik səthi əhatə edir. Qamma qaynaqları sistemi içərisində aşağı və yuxarı tərəflərdən məhdud olan kobalt izotoplarının silindrik təməlləri yerləşdirilən borular olan kasetdən ibarətdir. Boru dairə üzrə yerləşdirilib və ona görə də sistem silindrik simmetriya əldə edir. Şək. 2.23-də sxematik olaraq şüalanma iş kamerasında mənbələrin və nümunənin yerləşməsi göstərilib. Mənbələr şüalanmış nümunədən qoruyucu laylarla ayrılıblar.



Şəkil.2.23. Qamma qurğusunun işçi kamerasında mənbənin və nümunə yerləşmiş ampulanın sxematik təsviri.

Şüalanmış nümunə kameranın ölçüləri ilə müqayisədə kiçik ölçülərə malik olduqda, onun bərabər radiasiyası baş verir. Əksinə, şüalanmaya məruz qalan nümunə kameranın ölçüləri ilə müqayisə edilən ölçülərə malikdirsə, qeyri-bərabər radiasiya olur. Bu zaman udulmuş dozanın orta gücünü müəyyən etmək məsələsi yaranır. Praktikada ampulaların şüalanması onların fərqli hündəsi oxa nisbətdə yerləşməsi və iş kamerasının əsasına nisbətən olması vəziyyətində keçirməyə məruz qalır. Müxtəlif mövqələrdə nümunələr tərəfindən alınan dozalar əhəmiyyətli dərəcədə

fərqlənə bilər. Bu səbəbdən, kameranın içərisində müxtəlif nöqtələrdə ekspozisiya dozası dərəcələrinin dəyərlərini bilmək vacibdir.

Aydındırki R məsafəsində A aktivliyi olan nöqtə mənbəyi ekspozisiyanın qücünü bu formada təsvir edir:

$$\rho = AK_{\gamma} / R^2,$$

Burada K_{γ} ionize olunmuş qamma sabitliyidir. Co^{60} $K_{\gamma}=12,9$ Rent. $Sm^2/s.mkkuri$

III Fəsil

TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x} SİSTEMLİ BƏRK MƏHLULLARIN ELEKTRİK VƏ DİELEKTRİK XASSƏLƏRİNƏ γ – ŞÜALARIN TƏSİRİ

TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x} və TlGa_{1-x}In_xSe₂sistemli bərk məhlulları A^{III}B^{III}C^{VI}₂ ümumi formulda birləşən laylı yarımkəçiricilər sinifinə daxildir. Müasir bərk cisimlər fizikası və bərk cisim elektronikasının inkişaf xüsusiyyətləri strukturun nizamsızlığı ilə əlaqədar materialın xüsusiyyətlərinə əsaslanan yeni fiziki xassələrin istifadəsinə əsaslanır. Əgər struktur matrisin düyünlərində ideal kriptografik simmetriya saxlanarsa, bu düyünlərin (bərk məhlullar) doldurulması, elektron spinlərinin (spin pozğunluğu) və s. oriyentasiyasında periodikliyin pozulması səbəbiylə nizamsızlıq ola bilər. Nizamsız materiallar enerji spektrində xüsusiyyətlərin müşahidə olunduğu geniş obyektlər sinifidir. Belə materiallarda dielektrik xüsusiyyətlərinin relaksasiya proseslərinin mexanizmi dəyişir, yükdaşınma prosesində xarakterik xüsusiyyətlər müşahidə olunur. Müxtəlif mexanizmləri ölçüləbilən parametrlərə ayırmaq istəyərkən böyük çətinliklər yaranır. Texniki məqsədlər üçün, aktual mühitdə yükdaşıyıcıların təbiətini öyrənmək üçün elektrik ötürülməsi mexanizmini yaratmaq lazımdır.

TlB¹¹¹C^{VI}₂ ümumi formulda birləşə bilən anizotrop kristallar arasında zəncirvari və laylı struktura sahib olan kristallar xüsusi yer tutur. Bu birləşmələr infraqırmızı, görünən və X-ray spektr oblastlarında yüksək həssaslıq nümayiş etdirirlər [181,s.310] [196,][200, s.1-8][33, s.668-672][205, s.283][180, s.135901][88, s.1009-1013][132, s.367]. Birləşmələrin bu xüsusiyyətinə görə, optoelektron sistemlərdə, fotorezistorlar, fotodetektorlar, rentgen detektorlar, nüvə detektorları və. s. funksional elementlər kimi istifadə olunur [15] [89, s. 610] [91, s.1441-1445] [175 s. 8398].

Bu tədqiqatın əsas məqsədi, TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x} sistemli bərk məhlullarında 100-300 K temperaturda elektrik keçiriciliyinin temperaturdan asılılığının və Pul-Frenkel effektinin mexanizmlərini müəyyən etmək və bu mexanizmlərə γ -şüaların təsirinin öyrənilməsindən ibarətdir.

Bununla yanaşı, $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ üçlü sistemlərinin faza diaqramlarındakı kəsiklər üçün elektrikkeçiriciliyinə tərkibin, quruluşun və γ -şüalanmanın təsirinin öyrənilmişdir. Tədqiqat obyektini kimi, xüsusi üçlü sistemlərin seçilməsi aşağıdakı amillərlə izah edilə bilər: $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ sistemləri üçün oxşar monoklin quruluş və elementlərin ion radiuslarının yaxınlığını qeyd etmək vacibdir ($R_{In^{3+}}=0,081\text{nm}$, $R_{Ga^{3+}}=0,062\text{nm}$, $R_{Se^{2-}}=0,198\text{nm}$, $R_{S^{2-}}=0,184\text{nm}$). Bu çoxkomponentli birləşmələrdə tərkibin və temperaturun geniş intervalında bərk məhlullarının əvəzləmələrinin mövcudluğunun yüksək olduğu Holdmit qanunu ilə uyğundur.

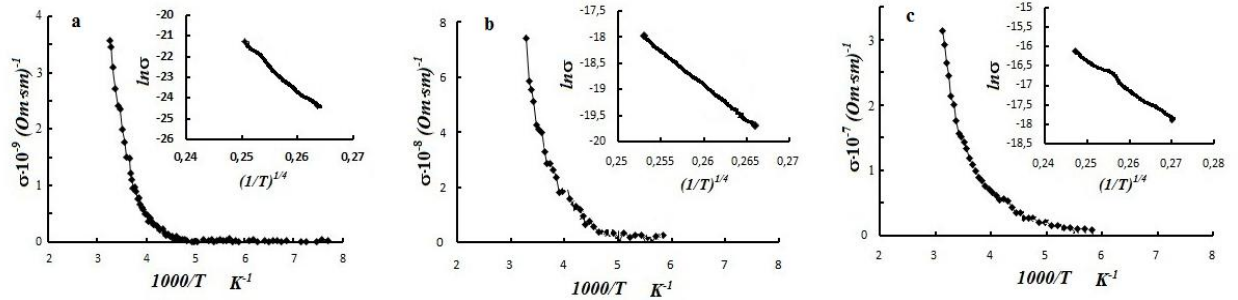
§ 3.1. $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ ($x=0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0$) sistemli bərk məhlulların lokallaşmış hallar üzrə keçiriciliyinə γ -şüalanmanın təsiri

Hazırkı işdə γ kvantlarla şüalanmış $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ ($x=0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0$) sistemi bərk məhlulların 100-300K temperatur intervalında keçiriciliyinin xüsusiyyəti öyrənilmiş və bu xüsusiyyətlərə γ -şüalanmanın təsiri tədqiq edilmişdir.

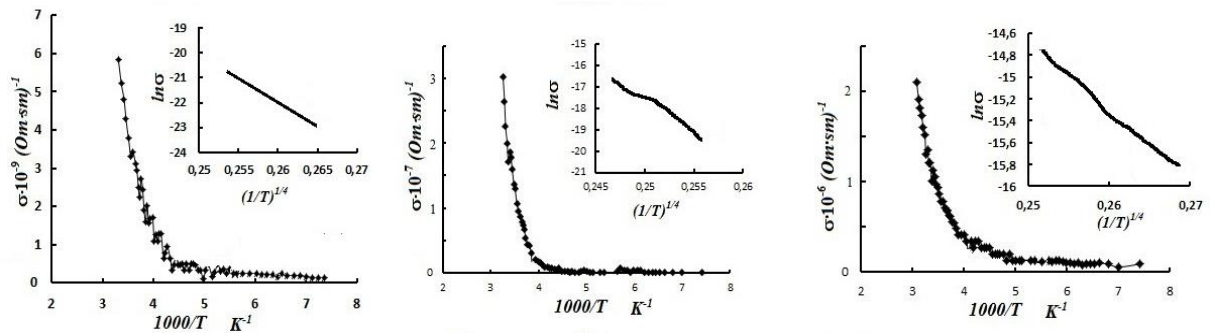
Elektrik keçiriciliyinin ölçmələri dörd zondlu üsulla, azot kriostatında, kristalın $\approx 0,1\text{K/dəq}$ sürətlə kvazistasionar kəsilməz qızdırılması (soyudulması) rejimində aparılmışdır. Elektrik keçiriciliyinin tədqiqatları rəqəmsal immitans E7-25 ölçü cihazında aparılmışdır. Ölçmələr tetroqonal "c" oxuna perpendikulyar istiqamətdə kəsilmiş nümunələrdə aparılmışdır. Nümunələr otaq temperaturunda (Co^{60} mənbəyində) şüalandırılmışdır.

$TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ ($x=0; 0,1; 0,2; 0,3$) sistemi bərk məhlullarının elektrik keçiriciliyinin Arrenius koordinatlarında temperaturdan asılılıqları uyğun olaraq şəkl. 3.1, 3.2, 3.3 və 3.4 -də verilmişdir.

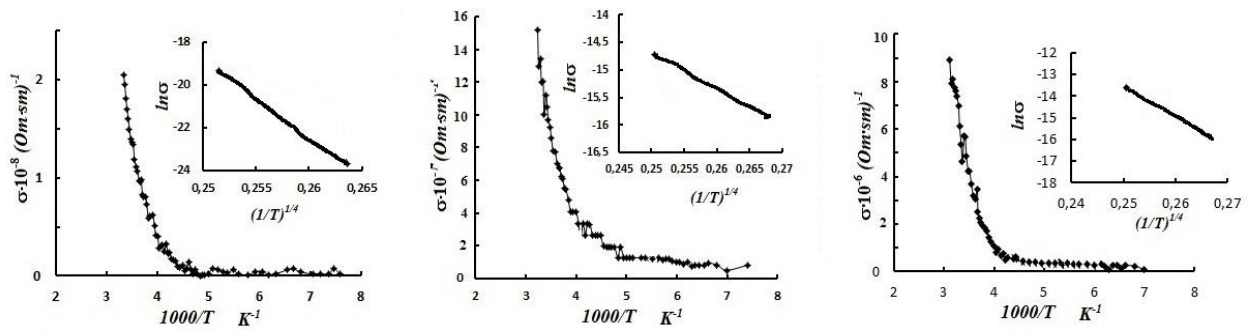
Elektrikkeçiriciliyinin temperaturdan asılılığından (şəkl. 3.1, 3.2, 3.3 və 3.4) görüldüyü kimi, tədqiq olunmuş bərk məhlulların nümunələrində xüsusi keçiriciliyin dəyişməsində iki hissə mövcud olur.



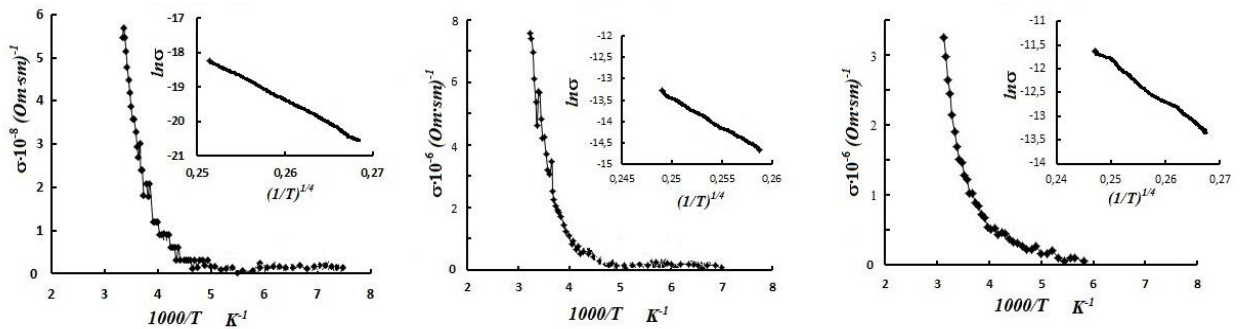
Şəkil 3.1. γ -kvantlarla şüalandırılmış TlGaSe₂kristalının elektrik keçiriciliyinin temperaturdan asılılığı. Şəkil üstü əlavədə Mott kordinantlarında $\ln \sigma$ -nın $T^{-1/4}$ –dən asılılığı verilmişdir. (a-0 MQr; b-0,25 MQr; c- 0,75 MQr)



Şəkil 3.2. γ -kvantlarla şüalandırılmış TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}(x=0.1) bərk məhlulların elektrik keçiriciliyinin temperaturdan asılılığı. Şəkil üstü əlavədə Mott kordinantlarında $\ln \sigma$ -nın $T^{-1/4}$ –dən asılılığı verilmişdir. (a-0 MQr; b-0,25 MQr; c- 0,75 MQr)



Şəkil 3.3. γ -kvantlarla şüalandırılmış $\text{TI Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}(x=0.2)$ bərk məhlulların elektrik keçiriciliyinin temperaturdan asılılığı. Şəkil üstü əlavədə Mott kordinantlarında $\ln \sigma$ -nın $T^{-1/4}$ –dən asılılığı verilmişdir. (a-0 MQr; b-0,25 MQr; c- 0,75 MQr)



Şəkil 3.4. γ -kvantlarla şüalandırılmış $\text{TI Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}(x=0.3)$ bərk məhlulların elektrik keçiriciliyinin temperaturdan asılılığı. Şəkil üstü əlavədə Mott kordinantlarında $\ln \sigma$ -nın $T^{-1/4}$ –dən asılılığı verilmişdir. (a-0 MQr; b-0,25 MQr; c- 0,75 MQr)

Belə ki, göstərilən asılıqda $175 \div 240$ K temperatur aralığı eksponensial səciyyə daşıyır. Göstərilən temperatur aralığında istilikləaktivləşdirilmiş yükdaşıyıcıların icazəli zonada keçiriciliyi üstünlük təşkil edir. Temperaturun sonrakı azalması ilə aşqar yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının azalması müşahidə olunur. Belə ki, tədqiq

olunan bərk məhlul nümunələri üçün temperaturun 175 K-dən aşağı qiymətlərində yükdaşıyıcıların donma oblastlarıdır.

A^3B^6 və $A^3B^3C^6_2$ qrup kristallarının tədqiqatları zamanı müşahidə olunan $\lg\sigma$ -nın $(T^{-1/4})$ -dən asılılığında əyrinin meylinin rəvan dəyişməsi ədəbiyyat məlumatlarından məlum olduğu kimi, lokallaşmış hallar üzrə sıçrayışlı keçiricilik üçün xarakterikdir [57, s.612-615] [9, s. 1180-1183] [197, s.610-614].

175<T<240 K temperatur oblastlarında Mott koordinatlarında $\ln\sigma$ -nın $T^{-1/4}$ -dən asılılığı şəkl.3.1, 3.2, 3.3 və 3.4 -ə əlavələrdə verilmişdir və göstərilmişdir ki, müəyyən edilən koordinatlarda eksperimental nöqtələr düz xətt boyunca yığılır. Bu da bizə onu deməyə imkan verir ki, göstərilən temperatur oblastında şüalanmamış və şüalandırılmış $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}(x= 0 \div 1,0)$ bərk məhlullarında yükün daşınması Fermi səviyyəsinin yaxınlığında dar enerji zolağında yerləşən lokallaşmış hallar üzrə yükdaşıyıcıların sıçrayışlı keçiriciliyi vasitəsilə həyata keçirilir. Bu halda elektrik keçiriciliyi fonon tezlikləri ($\approx 10^{12}$ Hs) ilə müqayisədə ölçü sahəsinin tezliyi nəzərə alınmamaqla məlum Mott münasibəti ilə təsvir olunur [55, s.472]:

$$\sigma \sim \exp\left[-\left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/4}\right] \quad (3.1)$$

$$T_0 = \frac{\beta}{kN_F a^3}$$

burada N_F – Fermi səviyyəsinin ətrafında lokallaşmış halların sıxlığı, a – Fermi səviyyəsinin ətrafında halın lokallaşma radiusu, k – Bolsman sabiti, β – məsələnin ölçüsündən asılı olan ədəddir.

Beləliklə, keçiriciliyin sıçrayışlı mexanizmi yükdaşıyıcıların kiçik yürüklüyü ilə səciyyələnir, belə ki, yükdaşıyıcıların sıçrayışları yaxınlıqda yerləşən akseptor səviyyələrinin dalğa funksiyalarının quyruq hissələrinin zəif örtülmələri üzrə həyata keçirilir [55, s. 472].

Sıçrayışlı keçiricilik modelinə əsasən [55,s.472] [101, s.416] $\lg\sigma \sim (1/T)$ koordinatlarında xətlilikdən gözə çarpan kənara çıxma $T_x \approx T_D/2$ -dən (burada T_D -

Debay temperaturudur) aşağı temperaturlarda müşahidə olunmalıdır. Bu kristallar üçün Debay temperaturunu $T_D \approx 290K$ (200 sm^{-1}) fonon spektrlərindən qiymətləndirmək olar. Baxılan modeldə qəbul edilir ki, Debay temperaturundan yuxarı temperaturlarda yükün daşınması çoxfononlu qeyri-elastik toqquşmalar vasitəsilə yükdaşıyıcıların termoaktivləşməsi ilə həyata keçirilir. Aşağı temperaturlar oblastında ($T < T_D/2$) isə sıçrayışın uzunluğu dəyişən sıçrayışlı keçiricilik mexanizmi üstünlük təşkil edir və bu

$$\sigma = A \exp[(T_0/T)^{1/(1+d)}] \quad (3.2)$$

tipli temperatur asılılığına gətirir; burada üçölçülü sistem üçün $d=3$, ikiölçülü sistem üçün isə $d=2$.

Şək. 3.1, 3.2, 3.3, 3.4-dən göründüyü kimi, şüalanmamış və müxtəlif dozalarda şüalanmış $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ ($x=0 \div 1,0$) bərk məhlulları üçün xüsusi keçiriciliyin təcrübi nöqtələri Mott koordinatlarında (3.16) ifadəsindən göründüyü kimi $d=3$ olduqda düz xəttin üzərinə düşür.

Mott yaxınlaşmasına əsasən keçiriciliyin parametrlərinin qiymətləri hesablanmış və cədvəl 3.1-də verilmişdir.

Fermi səviyyəsinin yaxınlığında lokallaşmış hallar üzrə yükdaşıyıcıların sıçrayışının orta uzunluğu aşağıdakı ifadə ilə təyin olunur

$$R = 3/8a(T_0/T)^{1/4} \quad (3.3)$$

(3.17) ifadəsindən görünür ki, temperatur azalması ilə sıçrayışın orta uzunluğunun (R) qiyməti böyüyür. Bu zaman qadağan olunmuş zonada lokal səviyyələrin boşalması baş verir və keçiricilikdə əsas rolu yükdaşıyıcıların ayrı-ayrı aşqar səviyyələrindən keçirici zonaya sıçrayışı oynayır. Nəticədə yükdaşıyıcıların məkanca daha uzaqda yerləşən, lakin enerji cəhətdən daha yaxın lokallaşma mərkəzlərinə sıçrayışlarının ehtimalı artır və bu, sıçrayışın aktivləşmə enerjisinin azalmasına səbəb

olur. Keçiriciliyinin belə xarakterli olması sıçrayışın aktivləşmə enerjisi monoton azalan elektrik keçiriciliyi də adlandırırlar.

ΔE - Fermi səviyyəsinin yaxınlığında enerjilərin optimal zolağının enidir və o, verilən temperaturda elektrik daşınmasının praktiki olaraq bütün enerji oblastını əhatə edir və aşağıdakı münasibətdən təyin edilir:

$$\Delta E = 3/4\pi R^3 N_F \quad (3.4)$$

Tədqiq olunan bərk məhlul üçün Fermi səviyyəsinin ətrafında lokallaşmış hallar üzrə elektrikdaşınması üçün məsul olan tələlərin konsentrasiyası

$$N_t = N_F \Delta E \quad (3.5)$$

düsturundan təyin edilmişdir. Motta yaxınlaşmasına əsasən, sıçrayışların orta uzunluğu (R) aşağıdakı düsturla təyin edilir:

$$R = (1/2\alpha) \cdot \ln(v_{ph}/f) \quad (3.6)$$

burada v_{ph} – fonon tezliyi, α – lokallaşma radiusudur.

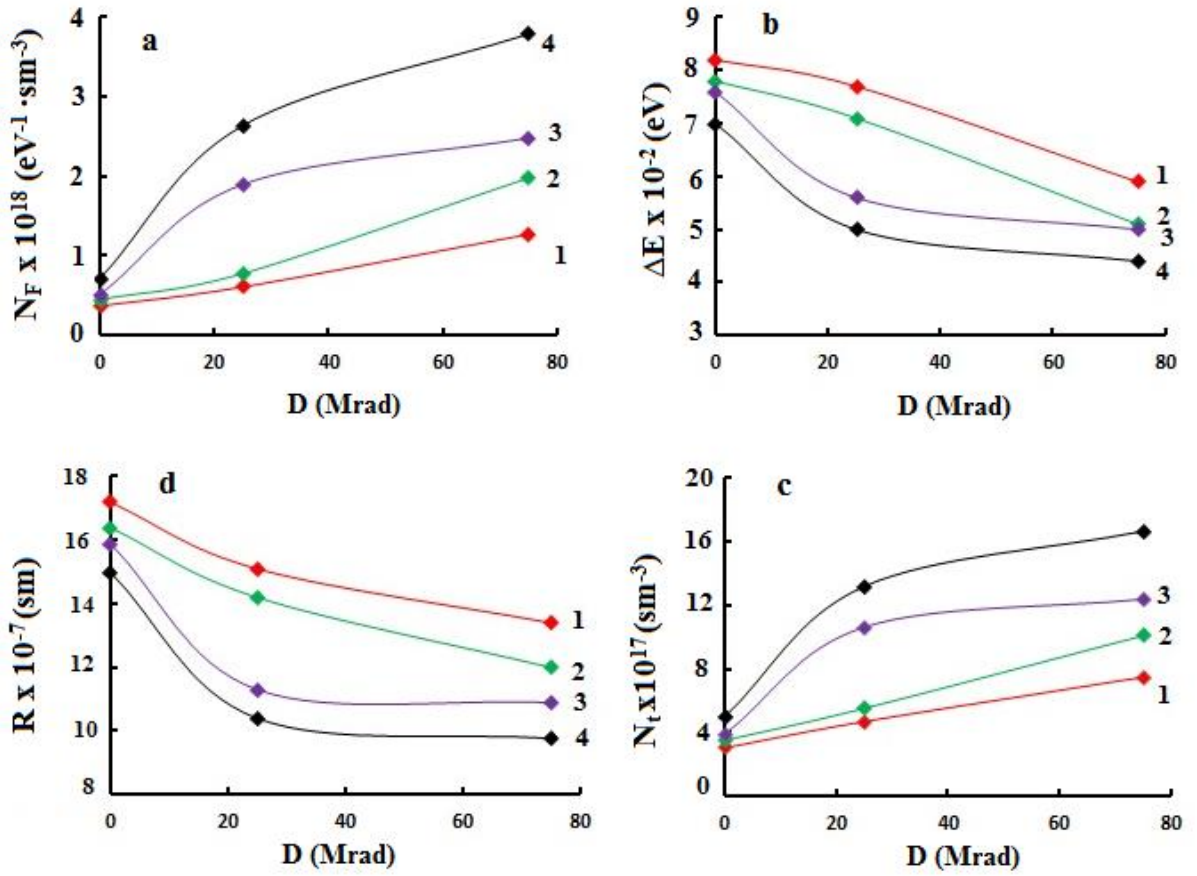
Sıçrayışın orta uzunluğunun hesablaması zamanı v_{ph} -in qiyməti 10^{12} Hz-ə bərabər, lokallaşma radiusunun qiyməti TlGaSe_2 və TlInS_2 kristalları üçün $a=30$ Å, bərk məhlullar üçün isə $a = 20$ Å qəbul edilmişdir. Tədqiq olunan bərk məhlullar üçün lokallaşmış halların parametrlərinin: Fermi səviyyəsinin ətrafında lokallaşmış halların sıxlığı, dərin tələlərin konsentrasiyası, eləcə də yükdaşıyıcıların sıçrayışlarının orta müddəti və məsafəsinin qiymətləri hesablanmışdır və cədvəl 3.1-də verilmişdir.

Tədqiq olunan bərk məhlul nümunələrinin sıçrayışlı keçiricilik parametrlərinin şüalanma dozasından və tərkibdən asılılığı şəkl 3.5-də verilmişdir.

Cədvəl 3.1.

Şüalanmamış, 0,25 və 0.75 MQr dozada şüalanmış $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ ($x=0$; $x=0,1$; $x=0,2$; $x=0,3$) sistemli bərk məhlulların Mott yaxınlaşmasında keçiriciliyinin hesablanmış parametrləri ($T=220\text{K}$).

Tərkib	Doza MQr	N_F ($\text{eV}^{-1}\cdot\text{sm}^{-3}$)	R (sm)	ΔE (eV)	N_t (sm^{-3})
TlGaSe_2 [2]	0	$3,71\cdot 10^{17}$	$1,72\cdot 10^{-6}$	0,082	$3,04\cdot 10^{16}$
TlGaSe_2 [2]	0,25	$6,1\cdot 10^{17}$	$1,51\cdot 10^{-6}$	0,077	$4,69\cdot 10^{16}$
TlGaSe_2	0,75	$1,27\cdot 10^{18}$	$1,34\cdot 10^{-6}$	0,059	$7,49\cdot 10^{16}$
$\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ ($x=0.1$) [2]	0	$4,51\cdot 10^{17}$	$1,64\cdot 10^{-6}$	0,078	$3,51\cdot 10^{16}$
$\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ ($x=0.1$) [2]	0,25	$7,79\cdot 10^{17}$	$1,42\cdot 10^{-6}$	0,071	$5,53\cdot 10^{16}$
$\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ ($x=0.1$)	0,75	$1,98\cdot 10^{18}$	$1,2\cdot 10^{-6}$	0,051	$1\cdot 10^{17}$
$\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ ($x=0.2$) [2]	0	$5,13\cdot 10^{17}$	$1,59\cdot 10^{-6}$	0,076	$3,89\cdot 10^{16}$
$\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ ($x=0.2$) [2]	0,25	$1,9\cdot 10^{18}$	$1,13\cdot 10^{-6}$	0,056	$1,06\cdot 10^{17}$
$\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ ($x=0.2$)	0,75	$2,48\cdot 10^{18}$	$1,09\cdot 10^{-6}$	0,05	$1,24\cdot 10^{17}$
$\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ ($x=0.3$) [2]	0	$7,14\cdot 10^{17}$	$1,5\cdot 10^{-6}$	0,07	$4,99\cdot 10^{16}$
$\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ ($x=0.3$) [2]	0,25	$2,64\cdot 10^{18}$	$1,04\cdot 10^{-6}$	0,05	$1,32\cdot 10^{17}$
$\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ ($x=0.3$)	0,75	$3,79\cdot 10^{18}$	$9,77\cdot 10^{-7}$	0,044	$1,66\cdot 10^{17}$



Şəkil 3.5 $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ sistemli bərk məhlulunun sıçrayışlı keçiriciliyin parametrlərinin şüalanma dozəsindən və tərkibdənəsaslılığı ($x=1-0$, $2-0.1$, $3-0.2$, $4-0.3$).

N_F - Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokallaşmış halların sıxlığı

N_t -Fermi səviyyəsinin yaxınlığında tələlərinin konsentrasiyası

R -sıçrayışların orta uzunluğu

ΔE - Fermi səviyyəsinin yaxınlığında lokallaşmış halların enerji fərqi

Sıçrayışlı keçiriciliyin parametrlərinin dozadan asılılığı kənar tərkiblərlə müqaisədə həllolma oblastında və γ - şüalanma dozasından aslı olaraq əhəmiyyətli dərəcədə dəyişir.

Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokallaşmış halların sıxlığının (N_F) qiyməti konsentrasiyadan və şüalanma dozasından aslı olaraq artır, Mott yaxınlaşmasına əsasən, sıçrayışların orta uzunluğunun (R) qiyməti azalır, Fermi səviyyəsinin yaxınlığında lokallaşmış halların enerji fərqi (ΔE) qiymətinin azalması, həmçinin Fermi səviyyəsinin yaxınlığında tələlərinin konsentrasiyasının (N_t) kənar tərkiblər ilə müqaisədə bir qədər artması müşahidə edilir.

Laylı və zəncirvari kristallarında defektlərin konsentrasiyası 10^{18} sm^{-3} -dən böyük olur. Belə sayda defektlərin mövcudluğu Fermi səviyyəsinin yaxınlığında halların yüksək sıxlığı ilə izah olunur. Strukturun defektliliyinin səbəbi $A^3B^3C^6_2$ qrup kristallarının 6-8 mol.%-ə qədər çatan geniş homogenlik oblastının mövcudluğu ola bilər. Homogenlik oblastında seqreqasiya əmsalı vahiddən kiçikdir, buna görə də monokristalların yetişdirilməsi zamanı bərk məhlulda tərkibin stexiometriyadan kənara çıxmasının böyük ehtimalı mövcuddur. Bu da öz növbəsində, layların birləşməsinin böyük miqdarda defektlərinin, vakansiya və dislokasiyaların yaranmasına səbəb ola bilər. Kristallarda müxtəlif defektlərin yaratdığı tələlər yükün daşınması hadisələrində əsas rolu oynayır. Fermi səviyyəsinin yaxınlığında yükdaşıyıcıların sıçrayışları baş verən enerji zolağının enini müəyyən edənaktivləşmə enerjisi praktiki olaraq kristalın bütün elektrik keçiriciliyini təqdim edir.

$TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ ($x= 0 \div 1,0$) sistemli bərk məhlul halında isə defektlərin yaranmasının əlavə nizamsızlığa və bunun nəticəsində ideal kristalda qadağan olunmuş qiymətlər intervalına düşən enerjili yeni lokallaşmış halların meydana çıxmasına gətirən aşağıdakı əlavə səbəblərini göstərmək olar:

- kristal qəfəsinin translyasiya invariantlığı pozulur, yəni kristal qəfəsinin ekvivalent düyünləri qeyri-ekvivalent atomlar tərəfindən tutulmuş olur;
- bərk məhlulda başqa fazaların mikroəlavələrinin, məsələn TlSe, InSe, TlInTe₂ və başqa fazaların mikrorüşeymlərinin mövcud olması;
- bərk məhlulun strukturunda, In³⁺, Ga³⁺, Tl¹⁺, Tl³⁺ kationlarının qarşılıqlı qismən əvəzlənmələri ilə şərtlənən antistruktur defektlərin olması;
- mövqe nizamsızlığının mövcudluğunun ehtimalı böyükdür. Bu ondan ibarətdir ki, çoxkomponentli bərk məhlullarda bir altqəfəs nizamlı (Tl¹⁺ altqəfəsi) olur, ikinci altqəfəsdə isə atomlar zəncirin düyünlərində bir-birini xaotik şəkildə əvəz edir.

Şübhəsiz ki, nizamsızlığın yuxarıda sadalanan növləri quruluşun Fermi səviyyəsinin yaxınlığında elektron hallarının lokallaşmasına səbəb olan nizamsızlaşmasına əlavə töhfə verir.

0 MQR, 0,25 MQR, 0,75 MQR dozada şüalanmış TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x} sistemli bərk məhlul nümunələrinin elektrik keçiriciliyi tədqiq olunmuş və sıçrayışlı keçiriciliyin mövcudluğunun temperatur intervalları müəyyən edilmişdir. Mott yaxınlaşmasına əsasən sıçrayışlı keçiriciliyin parametrlərinin qiymətləri konsentrasiyadan və γ -şüalanmadan sonra əhəmiyyətli dərəcədə dəyişir: Fermi səviyyəsinin ətrafında lokallaşmış halların sıxlığı, yükdaşıyıcıların sıçrayışlarının orta müddəti, eləcə də dərin tələlərin konsentrasiyası və məsafəsinin qiymətləri hesablanmışdır. Hesablanmış parametrlərin qiymətlərinin konsentrasiyadan və şüalanmadan asılılığı verilmişdir.

§ 3.2. γ -kvantlarla şüalanmış TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x} (x=0÷1,0) sistemli bərk məhlulların Aolt-Amper xarakteristikası və Pull-Frenkeleffekti

Məlum olduğu kimi, yarımkəçiricilərin və onlara yaxın materialların müasir texnikanın müxtəlif sahələrində, o cümlədən nanotexnikada geniş praktiki tətbiqi, tərkibində defektlər, aşqarlar və radiasiya defektləri olan real kristalların öyrənilməsini tələb edir. Kristallarda mövcud olan müxtəlif növ defektlər onun elektrik xassələrinə güclü sürətdə təsir edir.

Hazırkı paraqrafda güclü elektrik sahəsində (10^3 V/sm) və 100-300K temperatur intervalında radiasiya təsirinə məruz qalmış $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ (0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0) bərk məhlulların elektrik keçiriciliyi Pul-Frenkel effekti çərçivəsində öyrənilmişdir.

Yarımkeçiricilərdə, dielektrlərdə və onların əsasında alınan birləşmələrdə temperaturun və güclü elektrik sahəsinin təsiri ilə bağlı yaranan ionlaşma səviyyələri Frenkel tərəfindən nəzəri olaraq araşdırılmışdır. Məhz buna görə də göstərilən materialların elektrik sahəsinin təsiri ilə elektrik keçiriciliyinin artmasını Frenkelin termoelektron ionlaşması ilə izah edirlər. Güclü elektrik sahəsində elektrik keçiriciliyinin

$$\sigma = \sigma_0 e^{\alpha E}$$

şəklində eksponensial qanunu ilə artması Pul tərəfindən göstərilmişdir. (burada, σ_0 - Om qanununa tabe olan oblastdakı elektrik keçiriciliyi, α -əmsalı isə $\ln\sigma$ -nın E -dən asılılığındakı meyillilidir).

Frenkelin termoelektron ionlaşma nəzəriyyəsi isə güclü elektrik sahəsində yarımkeçirici və dielektrlərin elektrik keçiriciliyinin elektrik sahəsinin (\sqrt{E}) kökaltı qiymətindən eksponensial asılı olmasını göstərir.

$$\sigma = \sigma_0 e^{\beta \sqrt{E}}$$

$$\beta = \frac{e^2}{\sqrt{\pi \epsilon \epsilon_0 k T}}$$

Pul nəzəriyyəsinə görə α - əmsalı materialın təbiəti ilə əlaqəli deyil, amma Frenkel nəzəriyyəsinə görə β - əmsalı dielektrik nüfuzluğundan (ϵ), başqa sözlə materialın təbiətindən asılıdır. İlk öncə onu qeyd etmək lazımdır ki, Frenkelin termoelektron ionlaşması elektrodda realizə olunmur, yarımkeçirici və dielektrikin

bütün həcmində realizə olunur. Pul-Frenkel effekti nəzəri olaraq çox işlərdə baxılmışdır və təcrübi olaraq yarımkeçiricilərdə, dielektriklər və onlar əsasında alınan birləşmələrdə aşkar olunmuşdur. Pull-Frenkel effektinin mahiyyəti onunla nəticələnir ki, elektrik sahəsində aktivasiya enerjisinin səviyyəsinin aşağı düşməsi dielektrik və yarımkeçiricilərin cərəyandan asılı olaraq konsentrasiyasının artmasına gətirib çıxarır.

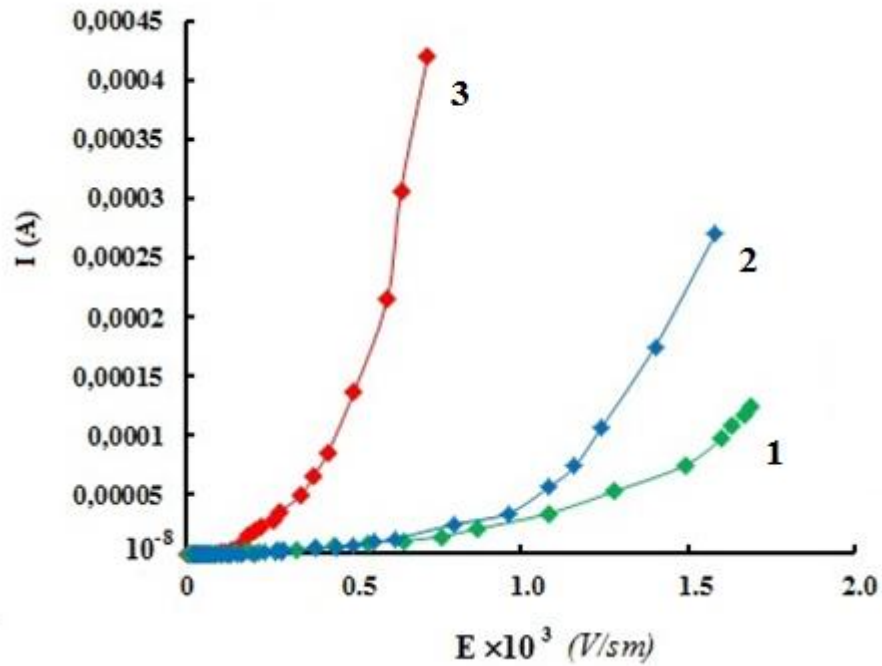
Məlum olduğu kimi, Volt-Amper xarakteristikada (VAX) cərəyan şiddətinin gərginlikdən xətti asılılığından kənara çıxmalar zamanı, yəni omik oblastdan yuxarı oblastlarda VAX-da bir sıra xüsusiyyətlər müşahidə olunur. Bu zaman bir çox hallarda güclü elektrik sahəsində elektrik xassələri bir keçiricilik mexanizmi ilə verilə bilmir və elektrik sahə intensivliyinin müxtəlif qiymətlər oblastında müxtəlif mexanizmlər vasitəsi ilə izah olunur.

Yarımkeçirici maddələrdə rabitələrin qırılması ilə və ya onların yenidən qurulması ilə əlaqədar çoxlu sayda tutucu tələlər, yəni, valent-alternativ defektlər, həm də konsentrasiyaları eyni olan donor və akseptor tipli defektlərin əmələ gəlməsi mövcud olur ki, bu zaman donor mərkəzləri elektrik keçiriciliyini Pul-Frenkel keçiriciliyinə gətirib çıxarır.

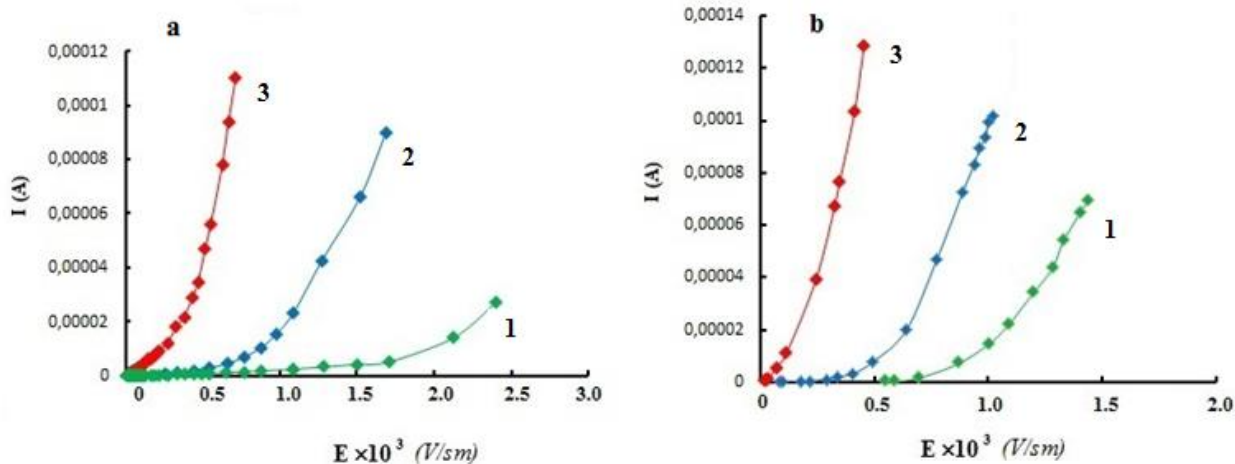
Şüalanmamış və 0,75 MQR radiasiya təsirinə məruz qalmış $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ (0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0) bərk məhlulların müxtəlif temperaturlarda Volt-Amper xarakteristikaları tədqiq olunmuşdur. Alınmış təcrübi nəticələrə əsasən, müxtəlif temperaturlarda və elektrik sahəsinin müxtəlif qiymətlərində VAX-da xətti və qeyri-xətti ($J \sim U^n$) hissələr mövcuddur. Temperaturun artması ilə omik oblastın kiçilməsi müşahidə olunur və bu zaman kvadratik oblastda keçid gərginliyi kiçik qiymətlərə doğru sürüşür. Belə artım yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının artması ilə əlaqədardır.

$\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ (0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0) sistemi bərk məhlulların Volt-Amper xarakteristikası (VAX) 200÷300 K temperatur intervalında və xarici elektrik sahəsinin 0÷3000 V/cm qiyməti aralığında, həm şüalanmadan əvvəl, həm də 0,75 MQR şüalanmadan sonra tədqiq olunmuş və şəkil 3.6, 3.7 və 3.8-də verilmişdir.

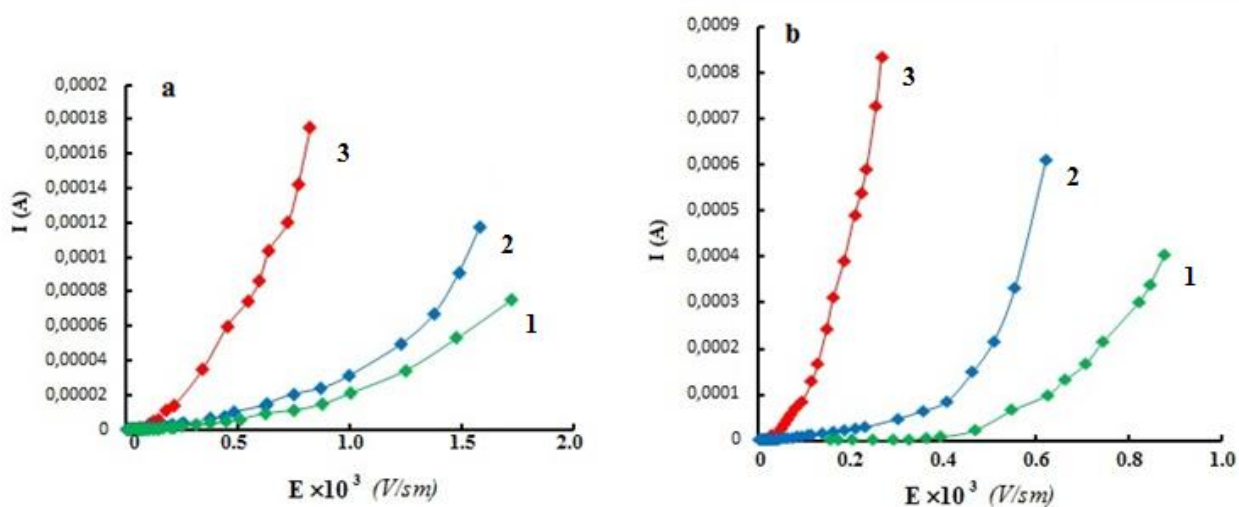
Qurulmuş əyriyədən görüldüyü kimi, müxtəlif temperaturalarda və elektrik sahəsinin müxtəlif qiymətlərində Volt-Amper xarakteristikasında xətti və qeyri-xətti ($J \sim U^n$) hissələr mövcuddur. Temperaturun artması ilə omik oblastın kiçilməsi müşahidə olunur və bu zaman kvadratik oblastda keçid gərginliyi kiçik qiymətlərə doğru sürüşür. Belə artım yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının artması ilə əlaqədardır. Təcrübi məlumatların analizi göstərir ki, güclü elektrik sahəsində ($3 \cdot 10^3$ V/sm) şüalanmadan əvvəl və sonra $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ (0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0) bərk məhlullarında σ -nın E-dən asılılığı (şək. 3.9) Frenkel düsturu ilə yaxşı təsvir olunur.



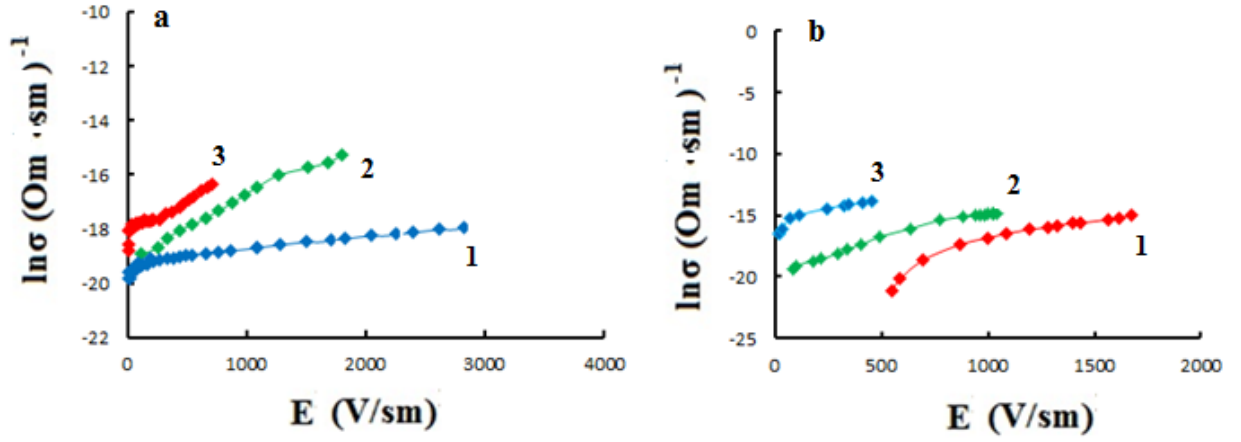
Şəkil 3.6. 0,75 MQr dozada şüalanmış TlInS₂ kristalının müxtəlif temperaturalarda VAX-sı: 1-200 K, 2-250 K, 3-300 K.



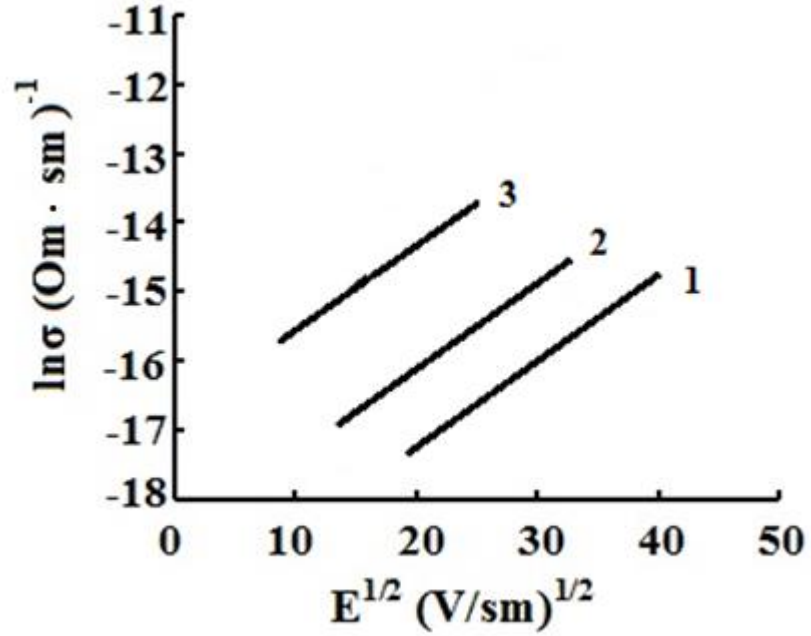
Şəkil 3.7. $\text{TiGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ ($x=0.9$) sistemli bərk məhlulun müxtəlif temperaturlarda VAX-sı: a -0 MQR, b-0,75 MQR; 1-200 K, 2-250 K, 3-300 K.



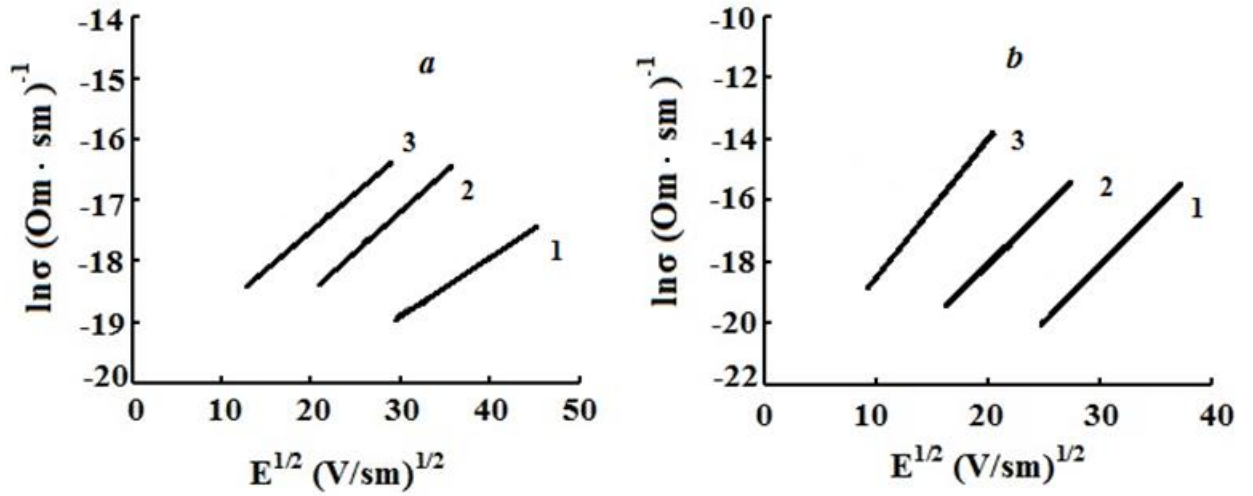
Şəkil 3.8. $\text{TiGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ ($x=0.8$) sistemli bərk məhlulun müxtəlif temperaturlarda VAX-sı: a -0 MQR, b-0,75 MQR; 1-200 K, 2-250 K, 3-300 K.



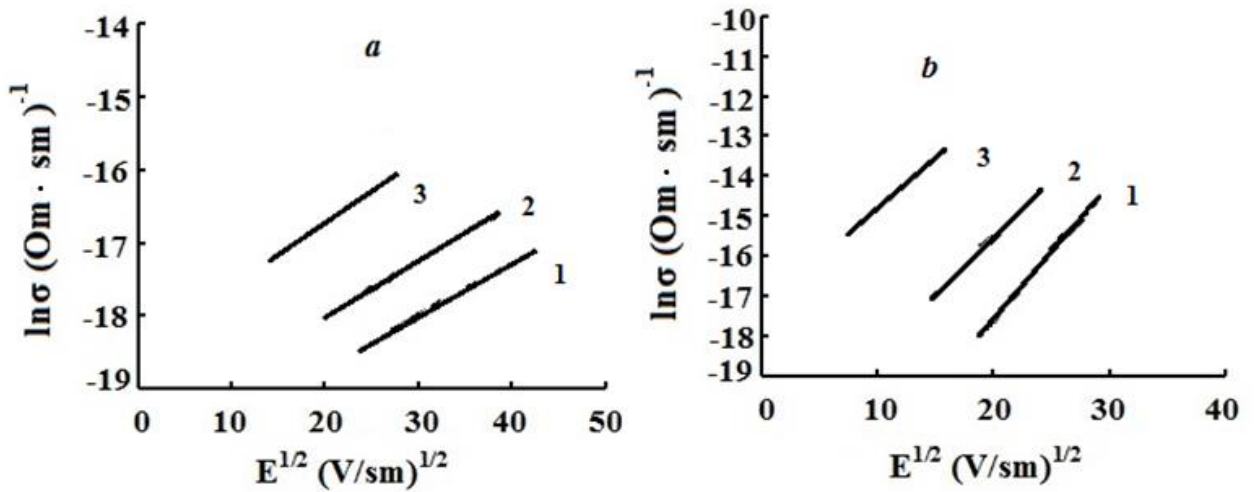
Şəkil 3.9. Təcrübi məlumatlar əsasında $\text{TI Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ (a- $x=0,8$; b- $x=0,9$) bərk məhlullarında üçün $\ln\sigma$ -E asılılıq ayrılırları. 1-200 K, 2-250 K, 3-300 K



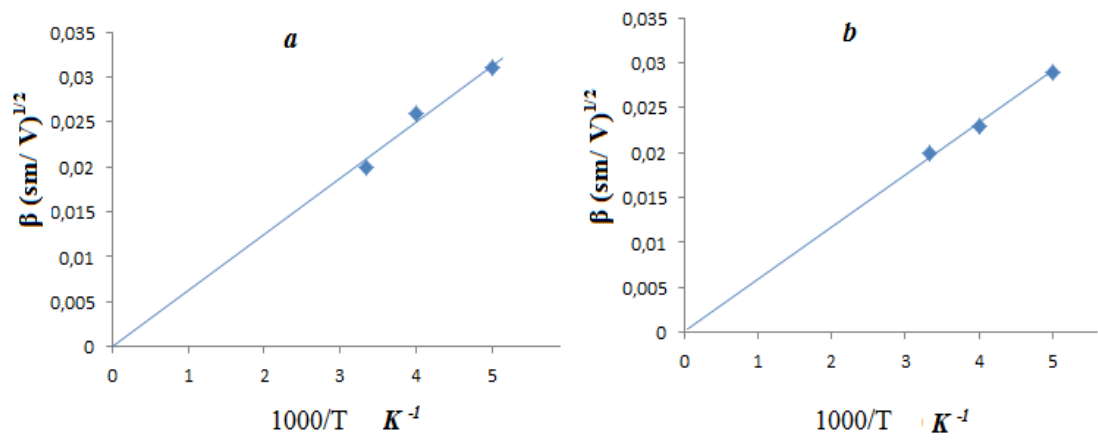
Şəkil. 3.10. 0,75 MQRşüalanmış TI InS_2 kristalının müxtəlif temperaturlarda $\ln\sigma$ -nın \sqrt{E} -dən asılılığı; 1-200 K, 2-250 K, 3-300 K



Şəkil 3.11. $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ ($x=0.9$) bərk məhlulununkristalının müxtəlif temperaturlarda $\ln\sigma$ -nın \sqrt{E} -dən asılılığı;: a -0 MQr, b-0,75 MQr. 1-200 K, 2-250 K, 3-300 K



Şəkil 3.12. $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ ($x=0.8$) bərk məhlulununkristalının müxtəlif temperaturlardal $\ln\sigma$ -nın \sqrt{E} -dən asılılığı;: a -0 MQr, b-0,75 MQr. 1-200 K, 2-250 K, 3-300 K



Şəkil 3.13. $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}(x=0.9)$ bərk məhlulun β -Frenkel əmsalının temperaturun tərs qiymətindən asılılığı (a-0 MQR, b-0,75 MQR)

Təcrübi məlumatlar əsasında $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ (0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0) bərk məhlullarında üçün $\ln\sigma-E$ və $\ln\sigma - \sqrt{E}$ asılılıq əyriləri şəkil 3.9, 3.10, 3.11 və 3.12-də göstərilmişdir.

Asılılıqlardan görüldüyü kimi $\lg\sigma - \sqrt{E}$ koordinatlarının xətti asılılığa uyğun gəlir. Bu da β -Frenkel əmsalının nəzəri ifadəsi ilə yaxşı uyğunlaşır. β -nın temperaturun tərs qiymətindən asılılığını analiz edərkən görünür ki, bu kəmiyyətlər arasında asılılıq düz xəttidir (şəkil 3.13). Eyni zamanda müəyyən edilmişdir ki, $\ln\sigma$ ($E^{1/2}$) asılılığından təyin olunmuş β -Frenkel əmsalının temperaturdan asılılığı

$$\beta = \frac{\sqrt{e^3}}{kT\sqrt{\pi\epsilon\epsilon_0}}$$

ifadəsinə tabe olur və $\beta \sim 10^3/T$ xəttinin ekspolyasiyası koordinat başlanğıcından keçir.

Alınmış məlumatların analizi göstərir ki, $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ (0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0) bərk məhlullarında Frenkel qanununun ödənilməsi tədqiq olunan vacib parametrləri məsələn: səviyyələrin aktivasiya enerjisini, dielektrik nüfuzluğunu, sərbəst qaçış yolunun uzunluğunu, tələlərin konsentrasiyasını müəyyən etməyə imkan verir.

$\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ (0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0) bərk məhlullarında 200÷300K temperatur aralığında güclü elektrik sahəsində elektrik keçiriciliyindən alınmış nəticələri nəzərə almaqla sərbəst qaçış yolunun uzunluğunu

$$\lambda = \frac{kT\beta}{2e\sqrt{E_{kp}}}$$

ifadəsinə əsasən hesablanmışdır.

Frenkel əmsalını (β) eyni zamanda ionlaşmış mərkəzlərin konsentrasiyasının (N_t) hesablamaq mümkündür. Şüalanmadan əvvəl və sonra hesablamaqdan alınmış qiymətlər müqayisəli şəkildə cədvəl 3.2-də verilmişdir. Cədvəldən görüldüyü kimi, gamma şüalanmadan sonra yaranan radiasiya defektlərinin hesabına yaranan ionlaşma mərkəzlərinin konsentrasiyası artır.

Aşkar edilmişdir ki, $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ (0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0) bərk məhlullarında 0,75 MGy dozada şüalandıqdan sonra cərəyanın qiyməti şüalanmadan əvvəlki qiymətinə nəzərən azalmaqla yanaşı omik oblastdan kvadratik oblasta keçid gərginliyinin qiyməti artır. Bu isə VAX-da müşahidə olunan omik oblastın yüksək gərginlik oblastına tərəf sürüşməsinə səbəb olur. Radiasiya təsirinə məruz qalmış $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ (0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0) bərk məhlulların güclü elektrik sahəsində Volt-Amper xarakteristikalarının qeyri-xətti hissəsində cərəyan zəif sahə effekti ilə şərtlənir və Pul-Frenkelin istilik-sahə nəzəriyyəsi çərçivəsində izah olunur. Elektrik sahəsində elektrik keçiriciliyinin (σ) qiymətinin artması Frenkelin termoelektron ionlaşması ilə izah olunur ki, bu da tələlərin konsentrasiyasını (N_t), sərbəst qaçış yolunun uzunluğunu (λ), Frenkel əmsalını (β) və tələlərdən potensial çəpərin maksimumuna qədər olan məsafəni (x_m) təyin etməyə imkan verir.

Cədvəl.3.2

Pul-Frenkel effekti çərçivəsində hesablanmış parametrlərin şüalanmadan əvvəl və sonrakı qiymətləri. $T=250K$

Tərkib $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$	Şüalanma dozası (MQR)	$\beta(\text{sm/V})^{1/2}$	λ (sm)	x_m (sm)	N_t (sm^{-3})
x=1	0				
	0,75	0.032	$5,13 \times 10^{-6}$	$1,28 \times 10^{-6}$	5.96×10^{16}
x=0,9	0	0.027	$4,27 \times 10^{-6}$	1.25×10^{-6}	6.46×10^{16}
	0,75	0.023	$3,19 \times 10^{-6}$	1.15×10^{-6}	$8,29 \times 10^{16}$
x=0,8	0	0.012	2.6×10^{-6}	1.13×10^{-6}	$8,66 \times 10^{16}$
	0,75	0,008	1.1×10^{-6}	9.58×10^{-7}	$1,42 \times 10^{17}$

§ 3.3 γ -kvantlarla şüalanmış $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ ($x=0\div 1,0$) sistemli bərk məhlulların superion keçiriciliyi

Ədəbiyyat məlumatlarının təhlilinə əsasən ion keçiricilik halına elektrik sahəsi ilə induksiyanmış faza keçidinin nəzəriyyəsi kristalda Frenkel defektlərinin qarşılıqlı təsirinin mühüm rolu və elektrik sahəsinin bu defektlərin yaranma enerjisində təsiri təsvirlərinə əsaslanır. İon keçiriciliyə malik kristallarda mövcud olan nizamsızlığın nəticələrindən biri də elektrik ölçmələri zamanı kristalın elektrik keçiriciliyində ion toplanmasının payının artmasından ibarət olmasıdır ki, bu zaman da ion toplanmasının payı elektron toplanmasını bir neçə tərtib üstələyir.

Bərk cisimlərdə ion keçiriciliyin formalaşmasında başlıca amillərdən biri də maddənin quruluş xüsusiyyətlərindən asılıdır:

- kristalın elementar qəfəsində yerini dəyişən ionların sayı ümumi mobil ionların sayından çox olmalıdır;

- ionların hərəkət edə bilməsi üçün kristal qəfəsində bilavasitə «kiçik ölçülü kanallar» olmalıdır. Əgər belə kiçik kanallar olmasaydı yüklü zərrəciklərin bir və ya bir neçə elementar qəfəs daxilində hərəkəti mümkün olardı.

İon keçiricilik üçün kristallokimyəvi şərtlər aşağıdakılardır:

1. anion ilə kation arasındakı məsafə onların ion radiusları cəmindən böyük olmalıdır ki, onların qarşılıqlı yerdəyişməsi üçün geometrik imkanlar yaransın;

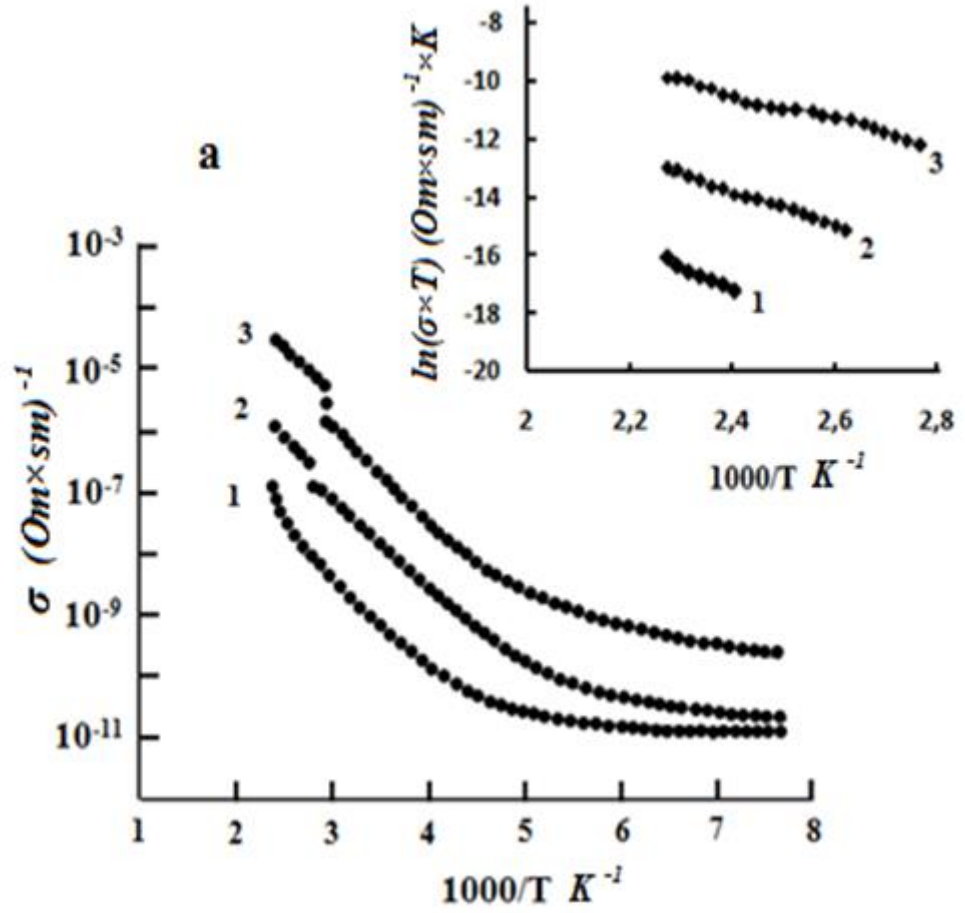
2. kristallik quruluşda Pb^{2+} , Bi^{3+} , Tl^+ və s. yəni, yüksək polyarizasiyalı kationlar və ya yüksək polyarizasiyalı struktur elementləri olmalıdır.

Ədəbiyyat məlumatlarında TlGaSe_2 , TlInS_2 kristalları və onlar əsasında yaradılmış bərk məhlullarının ion keçiriciliyi və bu keçiriciliyə qamma şüaların təsiri haqqında məlumat yoxdur.

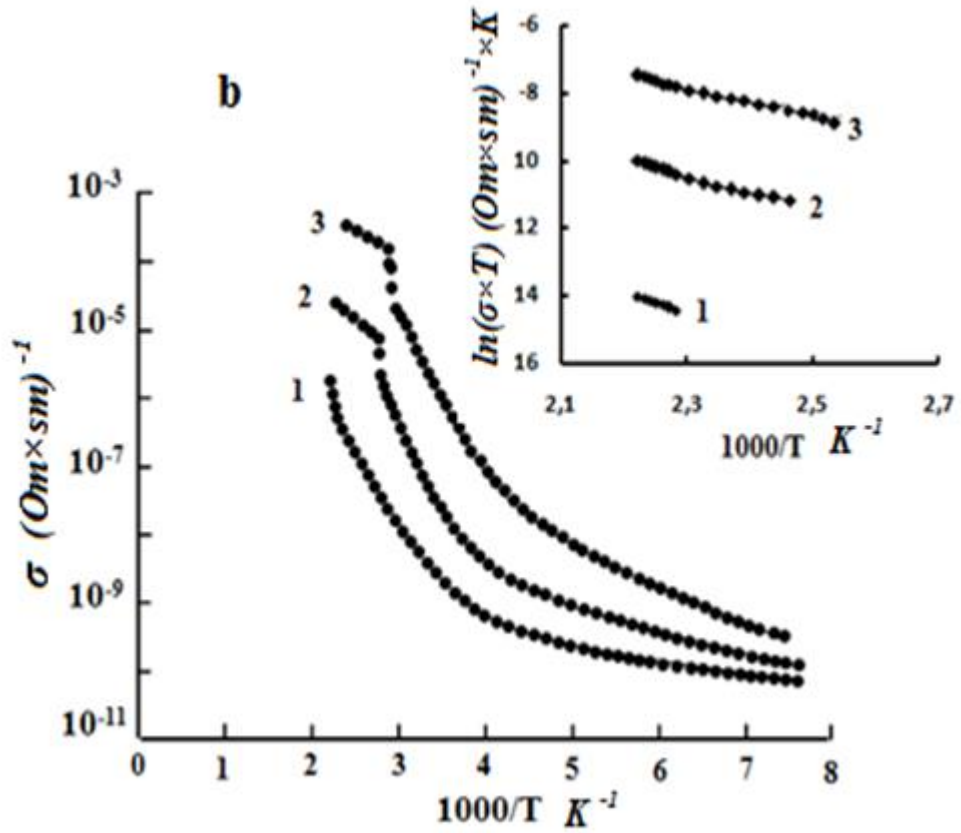
İşdə şüalanmamış və γ -kvantlarla şüalanmış $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ (0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0) sistemli bərk məhlulların 100-450K temperatur intervalında ion keçiriciliyinin xüsusiyyətləri öyrənilmişdir.

$\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ (0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0) sistemli bərk məhlulların 100-450K temperatur intervalında elektrik keçiriciliyin temperaturdan

($\sigma(T)$) asıllığı şüalanmadan əvvəl və sonra tədqiq edilmişdir və qurulmuş əyriilər şəkil 3.13 və 3.14-də verilmişdir.



Şəkil 3.14. TlGaSe₂ kristalının elektrikkeçiriciliyin temperaturdan asıllığı; 1-0 MQr, 2- 0,25 MQr, 3- 0,75 MQr. Şəkil üstü əlavələrdə $\ln \sigma$ -nın $1000/T$ asıllığı verilmişdir



Şəkil 3.15. $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ ($x=0.1$) b̄rk m̄hlullarının elektrikkeçiriciliyin temperaturdan asılılığı;: 1-0 MQR, 2-0,25 MQR, 3-0,75 MQR. Şəkil üstü əlavələrdə $\ln\sigma$ –nın $1000/T$ asılılığı verilmişdir

0,25 və 0,75 MQR doza şüalanmaya məruz qalmış nümunələrin otaq temperaturundan yuxarı temperaturlarda elektrik keçiriciliyinin temperaturdan asılılığında temperaturun müəyyən kritik qiymətində keçiriciliyin qiymətinin bir neçə tərtib artdığı aşkar olunmuşdur. Keçiriciliyin belə xarakterli artımı həmin kritik temperaturdan yuxarı temperaturlarda ion keçiriciliyinin üstünlük təşkil etdiyini göstərir.

$\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ (0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0) b̄rk m̄hlulların 100-450K temperatur intervalında elektrik keçiriciliyinin temperaturdan asılılığında ion keçiriciliyinin olmasını göstərən faktlardan biri ondan ibarətdir ki, elektrik keçiriciliyinin temperaturdan asılılıq əyrisində ion keçiriciliyinin mövcud olduğu temperatur oblastında $\ln(\sigma \cdot T)$ -nin $1/T$ asılılığının xətti qanunauyğunluğa tabe olmasıdır (şəkil 3.14 və 3.15-ə əlavələrdə). Təcrübədən alınan qiymətlər əsasında

tədqiq olunan bərk məhlullar üçün ion keçiriciliyi üçün xarakterik olan $\ln(\sigma \cdot T)$ -nin $(1/T)$ asılılığı qurularaq xətti qanunauyğunluğa tabe olduğu aşkar edilmişdir.

Ədəbiyyatdan məlumdur ki, ion keçiriciliyi

$$\sigma \cdot T = \sigma_0 \cdot \exp(-\Delta E^a / k T) \quad (3.6)$$

ifadəsi ilə təyin olunur, burada ΔE_a – keçiriciliyin aktivləşmə enerjisidir.

$TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ ($x=0 \div 1,0$) sistemli bərk məhlulların aktivləşmə enerjisinin qiymətləri hesablanmış və bu qiymətlərin konsentrasiyadan və dozadan asılı olaraq dəyişməsi cədvəl 3.3-də verilmişdir.

Otaq temperaturundan yuxarı temperaturlarda $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ ($x=0 \div 1,0$) sistemli bərk məhlullarda müşahidə olunan elektrik keçiriciliyinin sıçrayışlı dəyişməsini yüksək mobilliyə malik Tl ionlarının sayının kəskin artması ilə izah etmək olar ki, bu da superion halına faza keçidi yaradır.

Aparılan təcrübi nəticələrin analizi onu deməyə imkan verir ki, $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ ($x=0 \div 1,0$) sistemli bərk məhlullarında, otaq temperaturundan aşağı temperaturlarda keçiricilikdə elektron keçiriciliyi üstünlük təşkil edir. Otaq temperaturundan yuxarı temperaturlarda isə keçiriciliyin sıçrayışlı artımı müşahidə olunur ki, bu isə ion toplanmasının artması ilə əlaqədardır. Başqa sözlə göstərilən temperatur intervallarında ion keçiriciliyi elektron keçiriciliyini üstələyir.

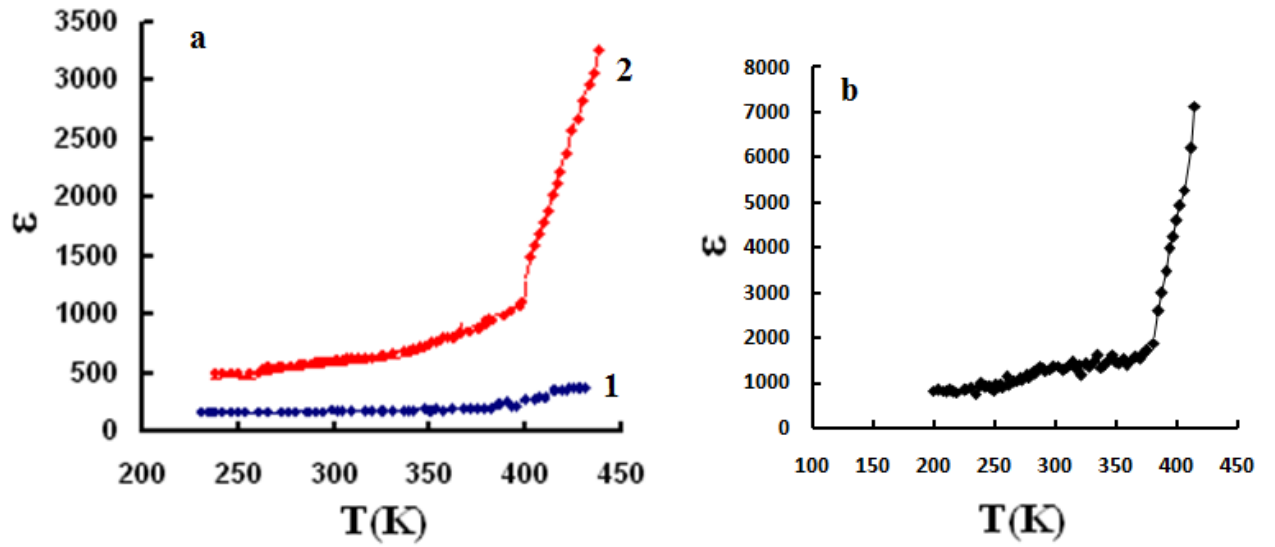
Bu dəyişmə $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ (0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0) sistemli bərk məhlullarının Tl alt qəfəsinin nizamsızlaşması ilə (alt qəfəsin əriməsi) müşaiyyət olunan faza keçidi nəticəsində baş verir. Superion keçiricilər üçün belə keçiricilik halı xarakterikdir. Bərk məhlul nümunələrində dielektrik nüfuzluluğunun temperaturdan ($\epsilon(T)$) asılılığının belə davranışı çox ehtimal ki, ionların defektlər üzrə hərəkəti ilə əlaqədardır [83, s.1111-1114] [199, s.5-10][188, s.5-10]. Ədəbiyyat məlumatlarından məlum olduğu kimi, superion keçiriciliyə malik maddələrdə temperaturun artması ilə elektrik keçiriciliyinin eksponensial artımı ilə yanaşı dielektrik nüfuzluluğunun da eksponensial artımı müşahidə olunur və yuxarı

temperaturlarda onun qiyməti aşağı temperatur oblastındakı qiymətinə nəzərən dəfələrlə böyük olur.

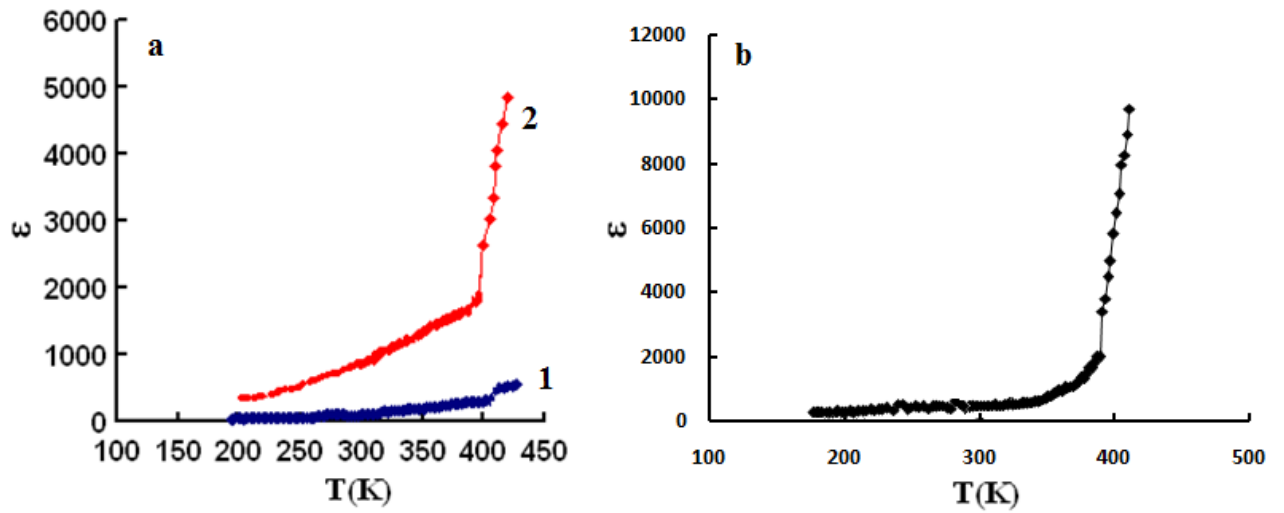
Cədvəl 3.3.

$TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ (0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0) bərk məhlulların aktivləşmə enerjislərinin tərkibdən və dozadan asılılığı.

Tərkib	Doza (MQr)	E_a (eV)
$TlGaSe_2$	0 [2]	0,19
	0,25 [2]	0,11
	0,75	0,09
$TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ (x=0.1)	0 [2]	0,16
	0,25 [2]	0,09
	0,75	0,07
$TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ (x=0.2)	0 [2]	0,15
	0,25 [2]	0,07
	0,75	0,06
$TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ (x=0.3)	0 [2]	0,14
	0,25 [2]	0,06
	0,75	0,04



Şəkil 3.16. γ -kvantlarla şüalanmış TI GaSe₂ kristalının dielektrik nüfuzluğunun temperaturdan ($\epsilon(T)$) asılılığı. (a – 1- 0 MQr, 2- 0,25 MQr [2], b- 0,75 MQr)



Şəkil 3.17. γ -kvantlarla şüalanmış TI Ga_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x} (x=0,1) sistemli bərk məhlulunun dielektrik nüfuzluğunun temperaturdan ($\epsilon(T)$) asılılığı. (a -1 0MQr, 2- 0,25 MQr [2], b- 0,75 MQr)

$TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}(0; 0,1;)$ sistemi bərk məhlulların dielektrik nüfuzluğunun temperaturdan ($\epsilon(T)$) asılılığı şəkil 3.16 və 3.17-də verilmişdir. Tədqiq olunan bərk məhlul nümunələrində temperaturun müəyyən bir kritik qiymətində dielektrik nüfuzluğunun sıçrayışla artımı müşahidə olunur.

Dielektrik nüfuzluğunun temperatur asılılığında müşahidə olunan sıçrayışlı artım kritik temperaturdan yuxarı temperaturalarda ion keçiriciliyinin üstünlüyü ilə əlaqələndirilir.

Bu dəyişmə $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}(0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0)$ bərk məhlullarının Tl alt qəfəsinin nizamsızlaşması ilə (alt qəfəsin əriməsi) müşayiyyət olunan faza keçidi nəticəsində baş verir. Superior keçiricilər üçün belə keçiricilik halı xarakterikdir. Bərk məhlul nümunələrində $\epsilon(T)$ asılılığının belə davranışı çox ehtimal ki, ionların defektlər üzrə hərəkəti ilə əlaqədardır. Digər tərəfdən otaq temperaturuna yaxın temperaturalarda müşahidə olunana temperatur-qeyriasiyyət anomalyası, Tl^+ alt qəfəsinin nizamsızlaşması ilə əlaqələndirilir. Bu nizamsızlaşma da öz növbəsində dielektrik nüfuzluğunun aşağı tezlikdə artmasına gətirib çıxarır.

Beləliklə, $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}(0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0)$ sistemli bərk məhlulların dielektrik nüfuzluğunun aşağı tezliklərdə böyük qiymət alması, zəif əlaqəli tallium ionları hesabına yaranan ion polyarizasiyası mexanizminə əsaslanır.

§ 3.4. γ -kvantlarla şüalanmış $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ sistemli bərk məhlulların impedans spektroskopiyası

Varburqun diffuziya imdepansı. Fundamental və tətbiqi tədqiqatlardakı proseslərin və xüsusiyyətlərin tədqiqi metodu kimi impedans spektroskopiyası metoduna tələbat son illərdə çoxalmışdır. Bu, elektrokimya, fizika və materialşünaslığın müxtəlif sahələrində geniş istifadə olunur. Bir tərəfdən bu metodun texniki və proqram təminatı səviyyəsinin yüksəldilməsidir, bu da eksperimental məlumatların əldə edilməsi və emalına sərflənən vaxtları azaldır.

Digər tərəfdən, tədqiq olunan sistemin xüsusiyyətləri və onun içində baş verən proseslərin mexanizmi ilə bağlı məlumatları əldə etməyə imkan verən yanaşmalar artıq inkişaf etdirilib və elmi cəhətdən əsaslandırılmışdır.

Xüsusilə, impedans spektroskopiya metal, metal oksid və ya yarımkeçirici elektrod / elektrolit interfeysi (sətyanı oblast), materialların dielektrik və yükdaşınma xüsusiyyətlərini araşdırmaq, elektrokimyəvi reaksiyaların mexanizminin müəyyən olunması, məsaməli elektrodların, passiv səthlərin və yanacaq hüceyrələrinin xüsusiyyətlərini öyrənmək, elektrokimyəvi batareyaların və polimer örtüklərinin vəziyyətini qiymətləndirmək üçün istifadə olunur. Bütün elm sahələrində, impedans spektroskopiya üsulu ilə əldə edilmiş eksperimental məlumatlar, modelin reallıq kimi qəbul olunmasına baxmayaraq, terminologiyada "model" baxımından şərh edilir. İnsanın dərk edilməsi, bir qayda olaraq, tamamlanmamış olduğundan, bütün modellər müəyyən dərəcədə məhduddur. İmpedans məlumatlarını şərh etmək üçün istifadə edilən modellər analoq və fiziki olur.

Analoq modellər demək olar ki, həmişə elektrik ekvivalent sxem formasına sahibdirlər və sistemin fiziki-kimyəvi xüsusiyyətlərini təsvir edə bilmirlər, lakin onları sxematik olaraq təkrar edirlər. İon ötürücü materiallarda elektrokimyəvi və elektrofiziki proseslərin öyrənilməsi üçün ən əlverişli üsullardan biri, avadanlıqların dəyərinin nisbətən az olması və üsulun kifayət qədər yüksək həssaslığı ilə əlaqəli olan impedans spektroskopiyasıdır. Eyni zamanda əldə edilmiş nəticələrin təfsir olunması problemi də var. Bu, ion və ya qarışıq elektron-ion ötürücülü materiallarda proseslərin mürəkkəbliyi ilə bağlıdır. İmpedans spektroskopiyası nəzəriyyəsinin inkişafı elektrik ekvivalent sxem nümunələrinin qurulmasına yönləndirilməsi, olduqca çətin oldu. Təcrübə göstərir ki, nümunələrin elektrik xüsusiyyətləri bəzən rezistor-kondansator modellərinə uyğun gəlmir. Həssaslığı artırmaq üçün ekvivalent sxemə induktivlik və ya mənfi tutumun nüfuz edilməsi zəruridir. İkinci problem qeyri-sabit elektrokimyəvi proseslərin olması ilə bağlıdır. Bununla belə, ekvivalent sxemin yığılmasında daxili enerji qaynaqlarına malik aktiv ikili qütb müasir zamanda istifadə edilmir. Sabitsizlik nümunəsi kimi elektrodların korroziyasıdır, bu da

impedans spektroskopiya üsulu ilə elektrik xüsusiyyətlərini ölçərkən mənfi bir tutum ilə qeyd olunur.

Üçüncü problem elektrokimyəvi özəklərin bölüşdürülməsinin olması ilə bağlıdır. Bu cür obyektlərin nəzəri təsvirində koordinatlar və zaman funksiyaları yaranır, bunun üçün qismən differensial tənliyi həll etmək tələb olunur. Beləliklə, nümunənin elektrik xüsusiyyətlərini layiqincə təsvir edən ekvivalent sxeminin yığılması ciddi təcrübi və nəzəri tədqiqatlar tələb edir.

Elektrokimyəvi impedans spektroskopiyasında elektrokimyəvi impedans modelinin aşağıda göstərilən parametrləri təklif olunur: tutum, aktiv müqavimət, induktivlik, Varburg əmsalı, "qısa dövrəli" və "açıq", Varburg elementlərinin parametrləri, əvvəlcədən eksponentlik əmsalı və sabit faz elementinin parametrləri, Gerişer elementinin iki parametri, parametrlər istifadəçi tərəfindən təyin olunan element. Varburg impedansı polarizasiya qabiliyyətini və yaxın elektrod bölməsində polarizasiya müqavimətini modelləşdirir.

Varburg impedansı. Bu element Varburg (W) tərəfindən, zaman dilimində Fik qanununa tabe olan ideal xətti yarı sonsuz bir diffuziyanın impedansını təmsil etmək üçün təqdim olunmuşdur:

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D(\partial^2 c / \partial x^2) \quad (3.7)$$

Tezlik sahəsində müvafiq impedansın ifadəsi aşağıdakı kimi görünəcək:

$$Z_w(j\omega) = \lambda(j\omega)^{-1/2} = \lambda\omega^{-1/2}(1-j) \quad (3.8)$$

Bu impedans bir-birinə bərabər olan real və xəyali komponentləri ehtiva edir və tezlik göstəricisi müstəqil olan $\pi / 4$ ilə faza keçidini müəyyən edir. İmpedans modulu (3.8) ifadəsinə uyğun olaraq artan tezlik ilə azalır. Burada λ - mütənasiblik əmsalıdır və bu, Varburg əmsalı adlanır.

Digər tərəfdən, tənliklərin həlli (3.7) ifadəsində elektrokimyəvi parametrləri nəzərə alsaq, aşağıdakı ifadəyə gətirib çıxarır

$$Z_w(j\omega) = k_f(j\omega D_0)^{-1/2} = k_f(\omega D_0)^{-1/2} (1-j) \quad (3.9)$$

burada, W elementinin λ struktur parametrinin elektrokimyəvi parametrlər arasındakı əlaqəni müəyyən etməyə imkan verir.

$$\lambda = k_f D_0^{-1/2} \quad (3.10)$$

burada k_f - elektrod səthində axan oksidləşdirici reaksiya dərəcəsi sabitdir, D_0 - isə oksidləşə bilən maddənin zərrəciklərinin diffuziya əmsalıdır.

Oksidləşmə-bərpa olunan reaksiya axını zamanı impedans k_f oksidləşmə, və k_b bərpası kimi sürət konstantası, həmçinin D_0 və D_R diffuziya əmsalı kimi müəyyən olunur. Bu vəziyyətdə

$$\lambda = k_f D_0^{-1/2} + k_b D_R^{-1/2} \quad (3.11)$$

Göründüyü kimi, bu dörd elektrokimyəvi parametrlərin ayrı-ayrılıqda müəyyənləşdirilməsi yalnız impedans təhlili əsasında mümkün deyildir.

Qeyd etmək lazımdır ki, Varburq tipli diffuziya impedansının son fərziyyədə müəyyən olunmuş əlavə bir xüsusiyyəti olduğunu bildirir. Bu fərziyyə müəyyən edir ki, modelləşdirilmiş yarı sonsuz xətti diffuziya, yəni, təcrübi şərait diffuziya prosesinin tədqiq olunan sinusoidal rejimi heç vaxt diffuziya təbəqəsinin sərhədinə çatmır. Real obyektlərdə sonsuz qalınlıqlı təbəqələr mövcud olmadığı üçün, belə bir modelin istifadəsi yalnız sinusoidal dalğanın faktiki diffuziya təbəqəsinin sərhədinə çatmasını təmin etmək üçün tədqiq olunan sinusoidal tezliklərin kifayət qədər az olmadığını bildirir.

Bu quruluş iki nəticəyə gətirib çıxardır:

1. Varburq diffuziya impedansının $\omega \rightarrow 0$ tezliyində ekstrapolyasiyası yəni davamlı cərəyana keçməsi birbaşa qanunsuzdur. Bu elementin əldə olunduğu formulaya ziddir və bu səbəblə səhv nəticə verir.
2. Varburqun impedans elementinin müəyyən bir girişi var, lakin heç bir çıxışı yoxdur, yəni, çıxışda sıfır additivə (toplanana) malikdir. Bu, yarı sonsuz diffuziyanın aprior qəbulundan, yəni bir sinusoidal dalğanın diffuziyasının son qatına çatmadığından gəlir. Nəticədə, o diffuziya ilə davam edən proseslərə təsir göstərə bilməz və bu halda Varburg elementindən sonra başqa elementin əlavə olunması məntiqsiz və səhvdir. Varburq elementindən sonra başqa elementin əlavə olunması məntiqsiz və səhvdir. Varburq elementinin bu xüsusiyyəti çox vaxt unudulub, əsaslı səhv nəticələrə gətirib çıxarır.

Son diffuziya impedansı. Bu element sonlu qalınlığı olan homogen qatdakı axan bir xətti diffuziya prosesinin impedansını modelləşdirir. Ənənəvi olaraq ədəbiyyatda BW (Bounded Warburg-Sərhədli Varburg) olaraq adlandırılır.

Bu problemin həlli aşağıdakı kimidir:

$$Z_{BW}(j\omega) = R_{ct} k_f (j\omega D_0)^{-1/2} \operatorname{tg}(j\omega \delta_N^2 / D_0)^{1/2} \quad (3.12)$$

burada R_{ct} - enerjinin keçid müqaviməti; k_f – oksidləşmə reaksiyasının sürət konstantası; D_0 - oksidləşmiş maddə hissəciklərinin diffuziya əmsalı; ; δ_N - Nernst qatının diffuziya qalınlığı.

Son diffuziya impedansı maraqlı xüsusiyyətlərə malikdir. $\omega \rightarrow 0$ olduğunda BW(3.12) elementinin impedansı Varburg impedansı Z_W yə (3.8) meylliliyi görsədir. Eyni əlaqələr $\delta_N \rightarrow \infty$ üçün tutulur və Z_{BW} tərifini yarı sonsuz diffuziya üçün diffuziya impedansına çevrilir. $\omega \rightarrow 0$ da impedans Z_{BW} məhdud diffuziya prosesi ilə sonlu keçiricilik arasında bərabərliyi göstərən sonlu, real dəyərə meyl edir.

Qeyri homoqen elementlər. Əvvəlki hissədə nəzərdə tutulan model elementlər homogen nümunələrin impedansını təsvir edir. Bu nümunələr həcmi impedans mənasında homoqen qəbul edilir. Bəzi hallarda bu, reallığa uyğun qəbul edilə bilər.

Ümumi vəziyyətdə isə, tədqiq edilən nümunə birbaşa homoqendir, yəni həcmnin xüsusiyyətləri reaksiyanın koordinat istiqamətində dəyişir. İmpedans modellərinin real obyektlərə daha yaxşı yaxınlaşdırılmasını həyata keçirmək üçün qeyri-homoqen elementlərin və sistemlərin modelləşdirilməsi üçün bir üsul hazırlamaq lazımdır. Bu problemin açıq şəkildə həll edilməsi əslində imkansızdır. Ona görə də bu vəziyyətdə ədədi həllərə müraciət etmək lazımdır, yəni sayılı qeyri-homoqen modellər vasitəsilə modelləşdirmə.

Bu cür modellərin qurulması qismən xətti approksimasiya prinsipinə əsaslanır, hansıdakı nümunə daimi parametrliliyi ayrı daxili homoqen qatlardan ibarət olmasını təxmin edir. Model, daimi parametrlilərlə ayrıca əlaqələrdən ibarətdir. Beləliklə obyektə davam edən daxili əlaqələr həcmli prosesləri əks etdirir, xarici əlaqələr isə kənar şərtlərə müvafiq olan tənlikləri təsvir edir. Bu tip modellər hədsiz çətin proseslərin impedansını təsvir edə bilər. Uyğunlaşdırılması tələb olunan approksimasiya əlaqə sayının artırılması ilə əldə edilir. Əlaqələrdən tərtib olunmuş bu modellərin fiziki mahiyyətini müzakirə edərkən qeyd etmək lazımdır ki, hər vahid verilmiş yerli fiziki prosesi modelləşdirir. Bu modelləşdirmənin məqsədi müvafiq impedans diaqram modelinin nəzəri simulyasiyasıdır. Bütün model əlaqələr yalnız bir tələbə -hesablanmaya cavab verməlidir.

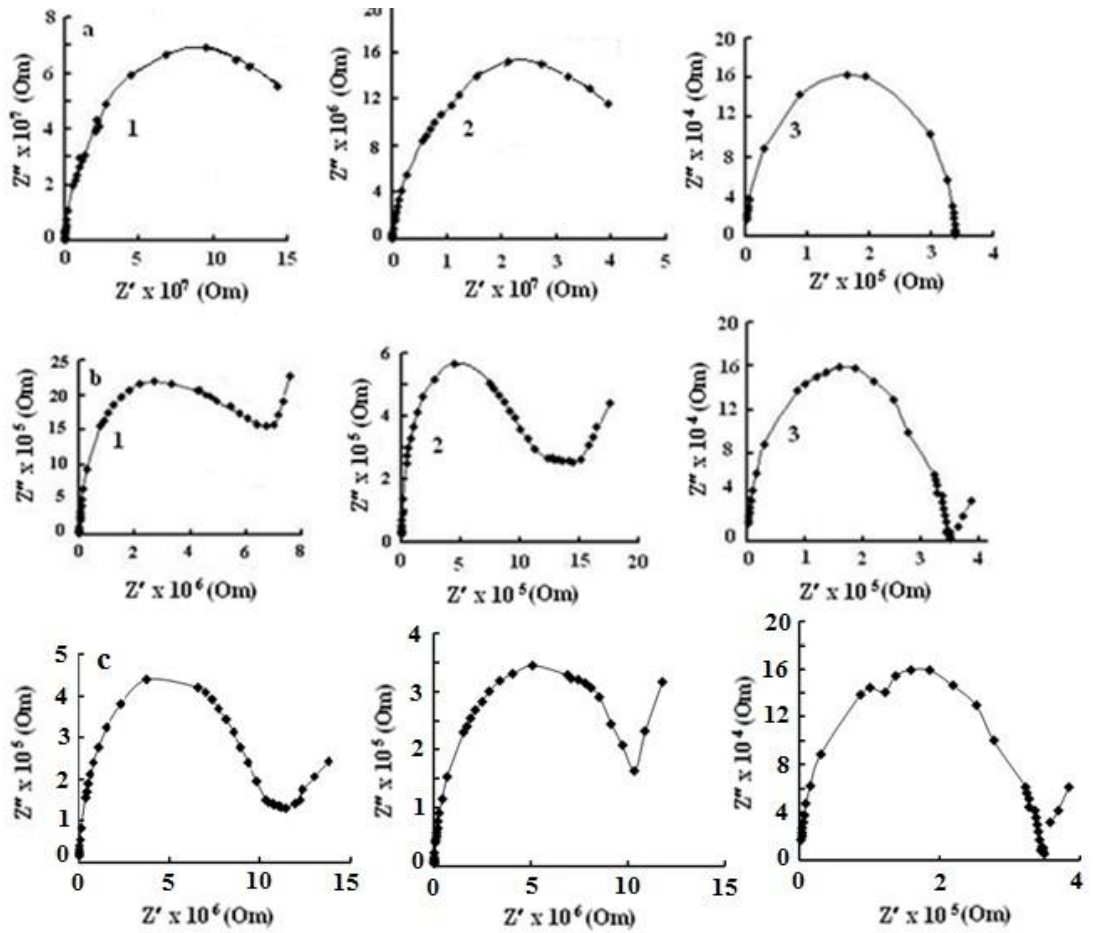
$\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}(x=0\div 1,0)$ sistemli bərk məhlullarının impedans spektroskopiyası metodu ilə $25\div 10^6$ Hz tezlik oblastində kompleks impedansı və relaksasiya prosesləri və bu proseslərə γ -şüaların təsiri araşdırılmışdır.

İmpedans spektroskopiyası metodu ionkeçirici materialların metal kontaktlarında meydana gələn elektrofiziki prosesləri araşdırmaq üçün ən əlverişli üsuldur. 0, 0,25 və 0,75 MQR dozalarında şüalanmış $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}(x=0\div 1,0)$ bərk məhlul nümunələrinin impedansının həqiqi və xəyali hissələri ölçülmüşdür. Təcrübi nəticələr əsasında alınmış kompleks impedans qodoqrafı şəkil 3.18-də təsvir edilmişdir.

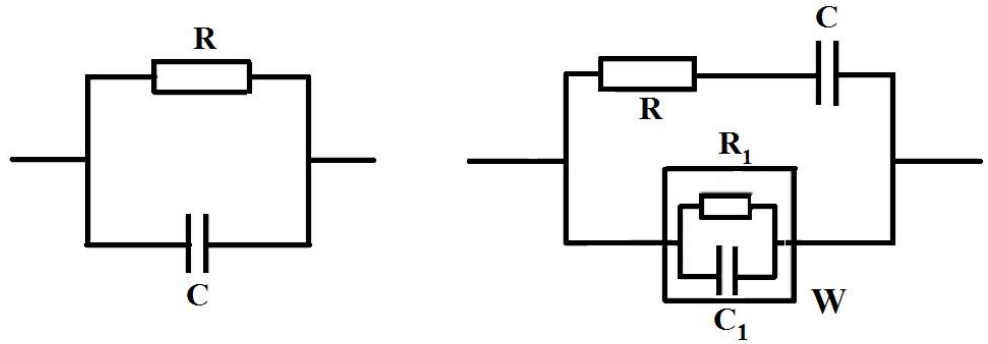
Şəkil 3.18-dən görüldüyü kimi bərk məhlul nümunələri üçün kompleks müstəvi qodoqrafın qövsü Z' və Z'' -in kəsişmə nöqtəsində maksimum yarım dairəyə yaxın həqiqi oxla meyillənən əyrini təsvir edir. Asılılığın belə forması, paralel ekvivalent əvəzetmə sxeminə uyğun gəlir (şəkil 3.19 a). Bu halda enerji daşınması tək

relaksasiya müddəti ilə xarakterizə olunur. İmpedansın xəyali hissəsi, $C_{\text{eff}}R_{\text{eff}}\omega_{\text{max}} = 1$ şərtinə uyğun gələn $f_{(\text{max})}$ tezliklərində maksimum göstərir, burada C_{eff} və R_{eff} ekvivalent sxemin effektiv parametrləridir, $\omega_{\text{max}} = 2\pi f_{\text{max}}$ dairəvi tezlikdir. Şəkil 3.17- də, $x=0, 0.2, 0.4$ olduqda $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ bərk məhlulları üçün impedans qodoqrafları göstərilmişdir, ölçmələr şüalanmadan əvvəl (a əyrisi), 0,25 MQR şüalanmadan sonra (b əyriləri) və 0,75 MQR şüalanmadan sonra (c əyriləri) yerinə yetirilmişdir. Qodoqraf qövsünün yuxarı (uc) hissəsi ω_{max} rezonans tezliyinə uyğun gəlir. Z'' maksimumuna uyğun gələn tezliklərin relaksasiya müddətləridir. Şüalanmadan əvvəl və 0,25 MQR və 0,75 MQR şüalanmadan sonra $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}(x=0\div 1,0)$ sistemi bərk məhlul nümunələri üçün tezlik dispersiyasının başlanğıcına uyğun gələn tezliklər cədvəl 3.4-də göstərilmişdir. Cədvəl 3.4-dən görüldüyü kimi, bərk məhlulda Z'' maksimumuna uyğun gələn $f_{(\text{max})}$ tezliyində artım müşahidə olunur.

Göründüyü kimi, şüalanmadan əvvəl yerinə yetirilən ölçmələrdə həqiqi oxun mərkəzində yerləşən yarım dairəyə yaxın formaya malik olması yük daşınması prosesinin tək relaksasiya müddəti ilə xarakterizə olunması ilə əlaqələnməmişdir. Qodoqrafın bu növü aşağı müqavimətli və tədrisedici olmayan kontaktlı eynicinsli nümunəyə uyğun gəlir. Belə qodoqrafın ekvivalent sxemi şəkil 3.19 a-da göstərilmişdir. 0,25 və 0,75 MQR dozada şüalanmadan sonra aparılan ölçmələrdən əldə edilən ($Z'' - Z'$) kompleks müstəvidəki diaqramlar bir paralel RC- zənciri üçün yarım dairəvi olub, diaqramların aşağı tezlikli oblastında şüalarla əks olunub (şəkil 3.19, b əyriləri).



Şəkil. 3.18. $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ sistemli bərk məhlulunun $Z''(\omega)$ və $Z'(\omega)$ ölçmələrinin nəticələrinə əsasən kompleks müstəvidə qurulmuş ($Z'' - Z'$) - diaqramları. Şüalanmadan əvvəl a–(1) $x=0$; (2) $x=0.2$; (3) $x=0.4$ [2]; 0,25 MQR şüalanmadan sonra - b–(1) $x=0$; (2) $x=0.2$; (3) $x=0.4$ [2], 0,75 MQR şüalanmadan sonra - c- əyrisi–(1) $x=0$; (2) $x=0.2$; (3) $x=0.4$.



Şəkil. 3.19 $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2$ sistemli bərk məhlul nümunələrində $Z''(Z')$ impedans qodoqrafının ekvivalent sxemi. (*a*–şüalanmadan əvvəl, *b*– γ -şüalanmadan sonra). **W**–Varburqerin impedans diffuziyası, **R**–nümunənin müqaviməti, **R₁** isə sətyanı oblastakı müqavimətdir.

Cədvəl 3.4.

Şüalanmadan əvvəl və 0,25 MQr və 0,75 MQr şüalanmadan sonra $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}(x=0\div 1,0)$ sistemi bərk məhlul nümunələri üçün tezlik dispersiyasının başlanğıcına uyğun gələn tezliklər.

Tərkib	Mrad	f_{\max} , (kHz)	$\tau=1/2\pi f_{\max}$	f_{jamp} , (kHz)
TlGaSe_2	0	0.1	$1.6 \cdot 10^{-3}$	1
	25	5	$3.18 \cdot 10^{-5}$	50
	75	20	$7.8 \cdot 10^{-6}$	70
$\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}(x=0.2)$	0	0.3	$5.3 \cdot 10^{-4}$	6
	25	20	$7.9 \cdot 10^{-6}$	100
	75	50	$3.1 \cdot 10^{-6}$	200
$\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}(x=0.4)$	0	60	$2.65 \cdot 10^{-6}$	500
	25	70	$1.01 \cdot 10^{-6}$	600
	75	80	$2 \cdot 10^{-6}$	900

0,25 MQR və 0,75 MQR dozada şüalanmadan sonra alınan impedans qodoqraf ayrıləri, görünüşünə görə bərk elektrolit və elektrod sərhədi yaxınlığındakı tallium ionlarının diffuziyalı daşınması ilə bağlı olan keçiriciliyə əlavə təsirlərin olduğunu göstərir. İmpedans diaqramındakı bu şüalar böyük ehtimal ki, Varburqun diffuz impedansı ilə bağlıdır və bunun əsasında verilmiş diffuziya daşıyıcılarının sinusoidal signalının tezlik diapazonunda diffuziya layı sərhədinə çata bilməməsi dayanır. Varburqun diffuz impedansının meydana gəlməsi, kristalın superior hala keçməsi ilə γ -şüalanmadan sonra müşahidə olunur. Beləliklə, Varburq impedansı elektrokimyəvi dəyişin bir polyarlığında tətbiq olunan sinusoidal gərginliyin hərəkətli ionların elektrodan diffuziya təbəqəsinə (layına) diffuziyasına, başqa polyarlıqda isə hərəkətli ionların elektroda diffuziyası prosesini modelləşdirir. Bunun nəticəsində proses diffuziya layından kənara çıxmır. Bu halda diffuz Varburq impedansının meydana gəlməsinə cavabdeh olan γ -şüalanmadan sonra tədqiq olunan $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ sistemli bərk məhlullarında müşahidə olunan Tl^{+1} ionlarının diffuziyası hesab olunur [83].

Müəyyən edilmişdir ki, kristallar radiasiyaya məruz qaldıqdan sonra relaksasiya müddəti azalır. Ekvivalent sxem əvəzləmələri üsulundan istifadə edərək ($Z''-Z'$) kompleks müstəvi diaqramları analiz olunmuşdur. Göstərilmişdir ki, $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ sistemli bərk məhlulların γ -şüalanmadan sonra superior halına faza keçidi baş verir.

§ 3.5. γ -kvantlarla şüalanmış $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ sistemli bərk məhlullarında dielektrik sabitinin (ϵ' , ϵ'') və impedansının tezlikdən asılılığı

a) γ -kvantlarla şüalanmış $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ sistemli bərk məhlullarında dielektrik sabitinin (ϵ' , ϵ'') tezlikdən asılılığı

Nizamsız struktura malik birləşmələrə zəif dəyişən elektrik sahəsi tətbiq etdikdə, müxtəlif temperatur və tezlik intervalında baş verən üç fərqli yükdaşınma mexanizminin mövcudluğu nəzərə alınmalıdır [166, s.368].

Delokalizə olunmuş hallarda yükdaşınması yüksək tezliklərdə baş verir.

Lokallaşmış hallar üzərində keçiricilik halında keçiriciliyin tezlikdən asılılığı aşağıdakı qanunla dəyişir:

$$\operatorname{Re} \sigma(\omega) \sim \omega^s(1)$$

burada $0.7 < s < 1$.

Bu asılılıq adətən 10^6 Hz tezliklərə qədər həyata keçir. Nizamsız sistemlərdə yükdaşınma mexanizmi sıçrayışlı xarakter daşıyır [166, s.368] [207, s.416]. (1) ifadəsinə əsasən bu asılılıq geniş bir tezlik intervalında həyata keçirilir.

[183, s. 1742]işində sıçrayışın uzunluğunun geniş yayılması ilə dəyişən elektrik sahəsində elektrik daşınması prosesləri nəzərdən keçirilmişdir. Bu mexanizim elektron-fonon qarşılıqlı təsirinə əsaslanan, lokallaşmış hallar arasındakı potensial barier vasitəsi ilə yükdaşıyıcıların tunnəşməsi kimi təmsil oluna bilər. Bu model sonda (1) ifadəsinə gətirib çıxarır. Orta effektiv üsula əsaslanan sıçrayışlı keçiriciliyin təhlili [119, s.1516-1518] işdə verilmişdir. Bu metodda, həm qısamüddətli düzəldilmiş sistemlər, həm də fəzada düyünlərin ardıcıl tənzimlənməsinə dair məsələlər nəzərdən keçirilir. Bu üsulda, $\Psi(\omega)$ funksiyasının tezlikdən asılılığı nəzərə alınır, sabit cərəyan və yüksək tezlikli proseslərin payı nəzərə alınmır. [119, s.1516-1518] ədəbiyyat məlumatlarına görə üçölçülü sistemlər üçün $\Psi(\omega)$ funksiyasının fərqli sahələri; sonsuz klasterlər üzərində sıçrayışlar, $\Psi(\omega) \sim 1/\omega$; böyük, lakin sonlu bir klaster halında $\Psi(\omega) \sim \ln\omega$; ikidən çox düyünü olan klaster halında, $\Psi(\omega)$ ω –dan aslı olmur; ikidüynlü sıçrayışlar üçün $\Psi(\omega)$ artan ω ilə azalır. Beləliklə, nizamsız mühitdə dəyişən cərəyanın yükdaşınma prosesinin tədqiqi zamanı eksperimental məlumatların diqqətlə təhlil edilməsi və ən uyğun modelin seçilməsi tələb olunur. Bərk cisimlərin dielektrik parametrlərini ölçərkən impedans spektroskopiyaya metodundan istifadə olunur. Bu üsul bizə tədqiq olunan obyektlərin qalınlığına və sərhəddəki keçiricilik xüsusiyyətləri haqqında tam məlumat əldə etməyə imkan verir. Ölçmə zamanı nümunəyə 1 V gərginlik tətbiq edilmişdir. Dielektrik sabitinin həqiqi və xəyali hissələri (3.13) ifadəsinə görə hesablanır.

$$\varepsilon' = \frac{Cd}{\varepsilon_0 S}$$

$$\varepsilon'' = \operatorname{tg} \delta \varepsilon' \quad (3.13)$$

Şəkil 3.20-də (əyri 1) $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ sistemli bərk məhlulların $x=0; 0,2; 0,3$ tərkiblərində dielektrik nüfuzluluğunun həqiqi və xəyali hissəsinin tezlikdən asılılığı verilmişdir.

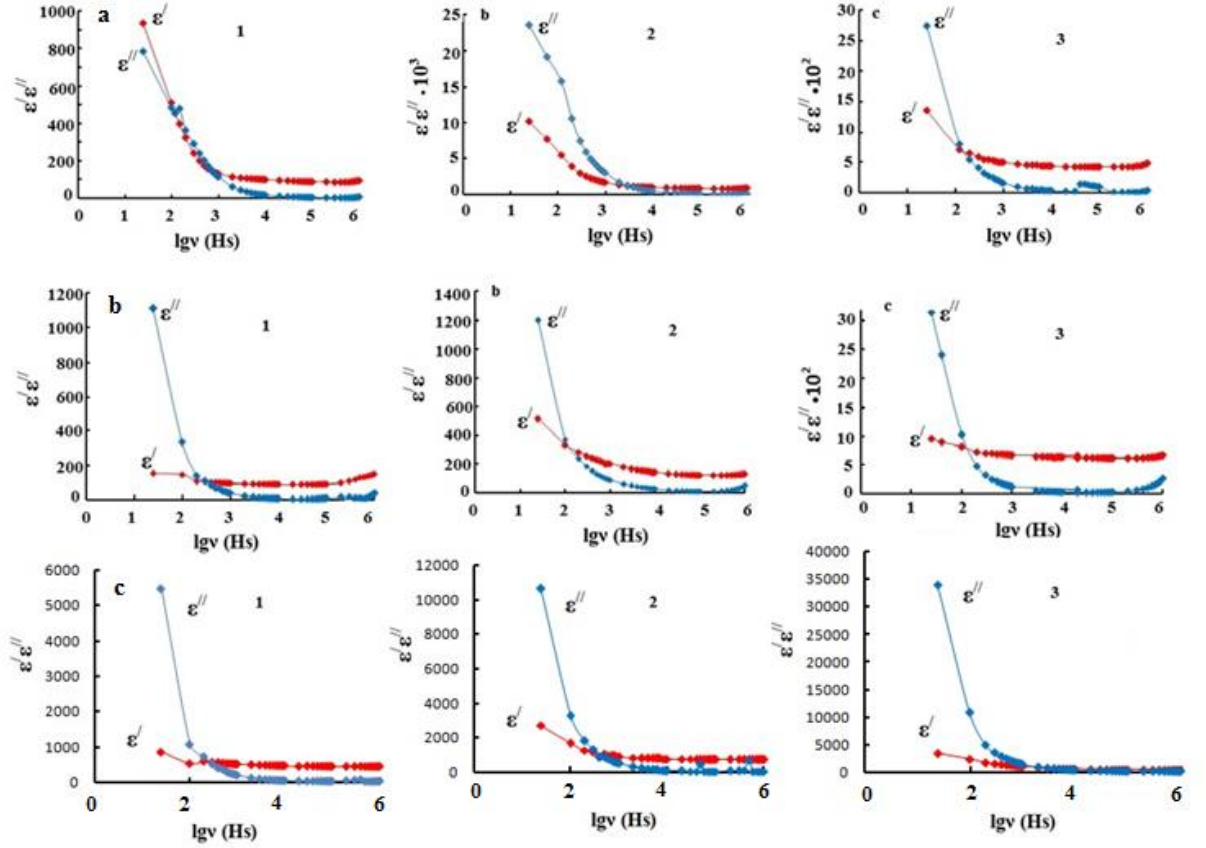
Bu xüsusiyyətlər, elektrik sahəsinin ölçmə tezliyinin artması ilə kompleks impedans komponentlərinin qiymətlərinin azalmasının müşahidə olunması dispersiya xassələrini aşkar edir. Şəkil 3.20 əyri 1-də 10^3 -dan 10^6 Hz -dək artan tezliklərdə ε' zəif azalır və nisbətən aşağı tezliklərdə kəskin aşağı düşür, yüksək tezliklərdə ($f > 10^3$ Hz) ε' f-dən zəif aslı olduğu və 10^6 Hz tezliklərində $\sim 18,0$ qiymətini aldığı göstərilmişdir.

$\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ sistemli bərk məhlul kristalları üçün yüksək tezlikli dielektrik sabitinin bu qiymətləri eyni zamanda optik dielektrik sabitinin ε' qiyməti ilə eynidir. 0,25 MQR doza ilə qamma şüalanmaya məruz qalan nümunələrin tezlik dispersiyasının təbiəti zəif dəyişir (şək.3.20 əyri **a** və **b**).

Yüksək tezliklərdə $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ sistemli bərk məhlulda $x=0$ olduqda ε' 10 dəfə azalır, $x=0,1$ tərkibi üçün ε' 2 dəfə, $x=0,2$ tərkibi üçün isə ε' 1,5 dəfə azalır. ε' və ε'' tezlik dəyişməsinin təbiəti $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ sistemli bərk məhlullarında dielektrik sabitinin relaksasiya dispersiyası mövcudluğunu göstərir.

$\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ sistemli bərk məhlullarının dielektrik sabitinin (ε'') xəyali hissəsinin tezlik asılılığında tezlik dispersiyası mövcuddur, lakin şüalanmadan əvvəl və qamma şüalanmaya məruz qalmış nümunələrdə tezlik asılılığı zəifdir. Məlumdur ki, dielektriklərdə aktivləşdirmə və relaksasiya prosesləri, kompleks dielektrik sabitinin xəyali hissəsinin ε'' tezlikdən asılılığında maksimumla müşahidə olunur. Ancaq şəkil 3.20 a və b -də həm ilkin həm də şüalanmış nümunələr üçün dielektrik nüfuzluluğunun qiyməti tezliyin artması ilə azalır. Bu cür dəyişiklik keçiriciliyin

artmasına xarakterikdir, çünki $\varepsilon' \sim \sigma(\omega) / \omega$, ifadəsini nəzərə alaraq $\varepsilon'' \sim \omega^{-(1-s)}$ yazıla bilər.



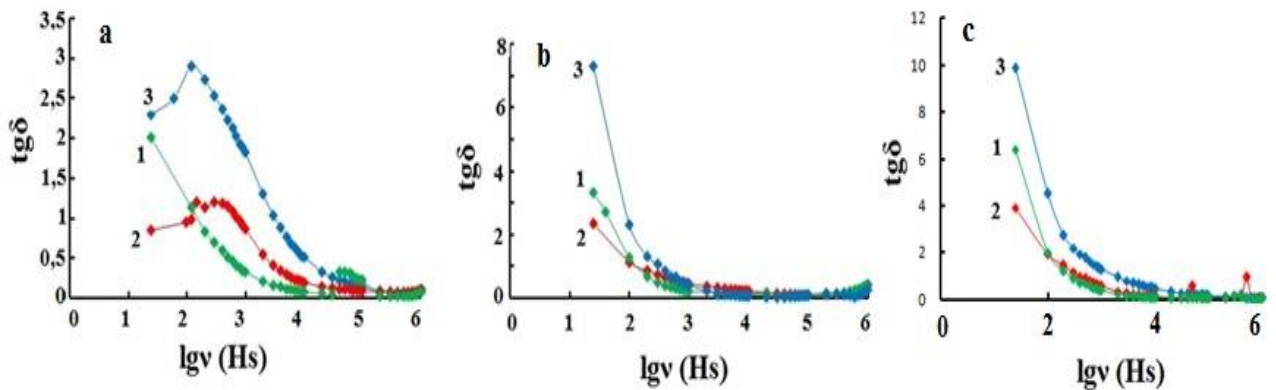
Şəkil 3.20. TI Ga_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x} sistemli bərk məhlullarının kompleks dielektrik nüfuzluğunun həqiqi və xəyali hissələrin tezlik dispersiyasından asılılığı. T=300K temperaturda. a-0 MQR əyri 1-x=0; 2-x=0,2; 3-x=0,3; b-0,25 MQR əyri 1-x=0; 2-x=0,2; 3-x=0,3; c- əyri 1-x=0; 2-x=0,2; 3-x=0,3.

b) γ -kvantlarla şüalanmış TI Ga_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x} sistemli bərk məhlullarının dielektrik itgilərinin tangens bucağının tezlikdən asılılığı

0, 0,25 və 0,75 MQR dozalarında şüalandırılmış TI Ga_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x} (x=0÷1,0) bərk məhlullarının dielektrik itgilərinin tangens bucağının tezlikdən asılılığı şəkil

3.21-də verilmişdir. Bərk məhlulların bütün nümunələri üçün $f \sim 10^3$ Hs tezlik intervalında $\text{tg}\delta(f)$ asılılığında maksimum müşahidə olunur və 10^6 Hs tezlikdə minimuma düşür. $f_p = 10^3$ Hs tezlik dispersiyasının və relaksasiya müddətinin $\tau = 10^{-3}$ qiyməti hesablanmışdır. Eyni tezlik sahəsində ölçülmüş $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ sistemi bərk məhlullarının dielektrik itgiləri şəkil 3.21-də göstərilmişdir. Dielektrik itgilərinin tangens bucağının tezlikdən asılılığında müşahidə olunan bu çür xüsusiyyət bərk məhlul nümunələrində relaksasiya itgilərinin mövcudluğunu və сквозной keçiriciliyinin olduğunu göstərir [94, s.320].

[83, s. 1111-1114] İşlərində $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ sistemli bərk məhlullarının keçiriciliyinin temperaturdan asılılığı tədqiq nəticələri göstərilmişdir, hansı ki, yükdaşıcıların ion konsentrsiyasının artması ilə əlaqədardır və xarici elektrik sahəsinin təsiri altında bloklanmış elektrodlardan istifadə edərək elektron oblastda kristallar ikiqat elektrik sahəsində formalaşırlar. Bu səthdə tutumunun artması nəticəsində dielektrik sabitinin kəskin artmasına səbəb olur (Şəkil 3.20).

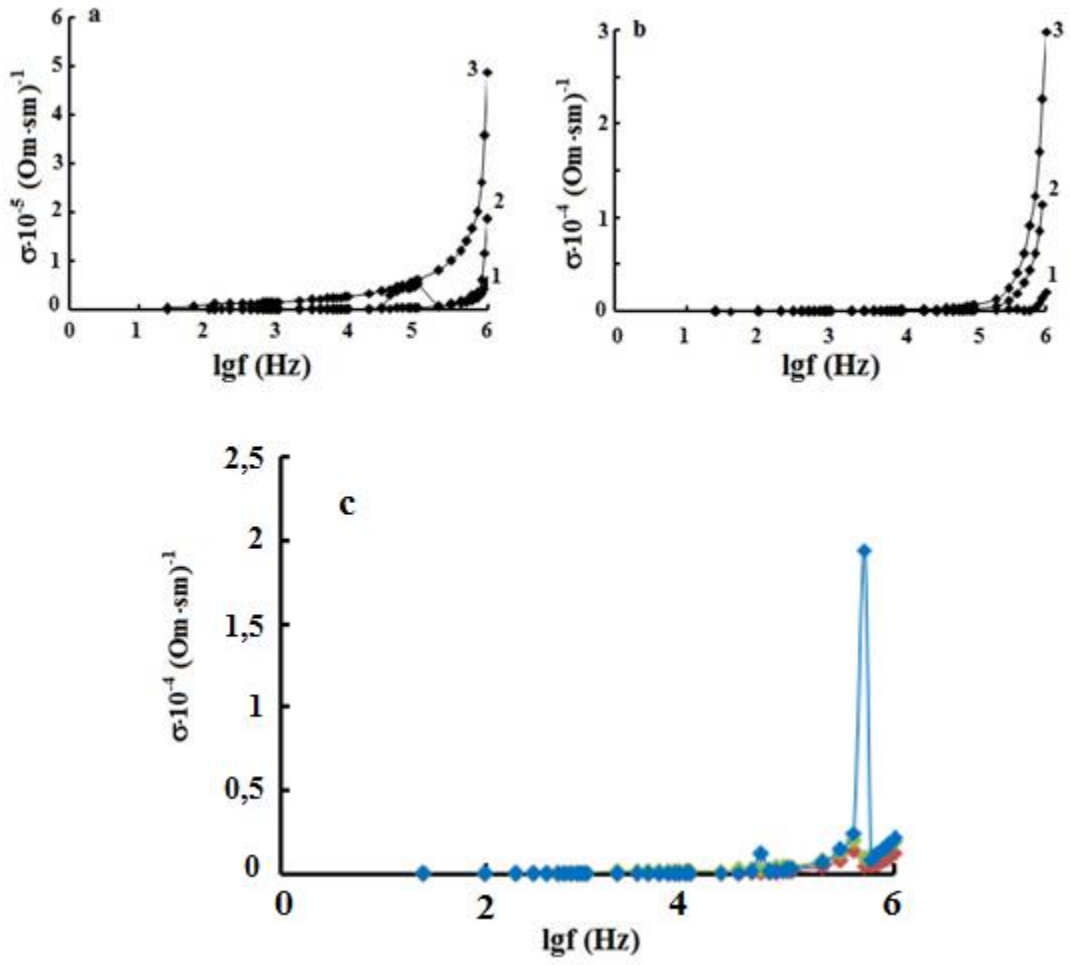


Şəkil 3.21. 0; 0,25 və 0,75 MQR dozada şüalandırılmış $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ sistemli bərk məhlullarının dielektrik itki bucağının tezlikdən asılılığı. $T=300\text{K}$. - a-0 MQR əyri 1-x=0; 2-x=0,2; 3-x=0,3; b-0,25 MQR əyri 1-x=0; 2-x=0,2; 3-x=0,3; c-0,75 MQR əyri 1-x=0; 2-x=0,2; 3-x=0,3

c) Şüalanmamış və qamma kvantlarla şüalandırılmış $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ sistemli bərk məhlulların ac-keçiricilik

[190, s.1229-1232] İşində $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ sistemli bərk məhlullarında $T > 300K$ temperaturunda keçiriciliyin sıçrayışla artması müşahidə olunmuşdur ki, bunada səbəb yükdaşıyıcıların ion konsentasiyasının artması ilə əlaqəlidir.

$TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ bərk məhlulların ($x=0; 0.1$ və 0.3) $T=300K$ temperaturda ac keçiriciliyin tezlikdən asılılığı şəkil 3.22-də verilmişdir. Ölçmələr şüalanmadan əvvəl (a) və $0,25$ MQR (b) və $0,75$ MQR (c) dozada şüalandıqdan sonra aparılmışdır. Şək.3.22-dən görüldüyü kimi, 10^6 Hs tezlik intervalında tədqiq olunan bərk məhlulların ac-keçiriciliyində təxminən 10 dəfə kəskin artım müşahidə olunur. $0,25$ və $0,75$ MQR dozada qamma şüalanma elektrik keçiriciliyinin tezlik asılılığına praktik olaraq təsiri etmir. Bu onunla əlqədardır ki, $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ bərk məhlulu $300 K$ temperatur və 10^6 tezliyində superion fəzada yerləşir, bu temperaturda və bu tezlikdə keçiricilik əsasən ionlaşmış və sistem nizamsızlaşmışdır. Beləliklə, bu şəraitdə əlavə defektlər radiasiyaya məruz qaldıqda elektrik keçiriciliyinin tezlik asılılığına təsir göstərmir.



Şək 3.22. şüalanmamış və qamma kvantlarla şüalandırılmış $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ sistemli bərk məhlulların ac -keçiriciliyinin tezlikdən asılılığı. $T=300 \text{ K}$. a-0 MQr əyri 1- $x=0$; 2- $x=0,2$; 3- $x=0,3$; b-0,25 MQr əyri 1- $x=0$; 2- $x=0,2$; 3- $x=0,3$; c-0,75 MQr əyri 1- $x=0$; 2- $x=0,2$; 3- $x=0,3$:

Məlumdur ki, TlB^3C^6_2 qrup kristallarda keçiricilik Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokallaşmış halların, fononların iştirakı ilə və dəyişən uzunluqlu sıçrayışın köməyi ilə ötürülür[55].

Elektrik keçiriciliyin tezlikdən $\sigma_{ac}(f)$ asılılığının xarakterik xüsusiyyətindən görünür ki, $\sigma_{ac} \sim f^{0.6}$ kiçik tezliklərdə ($f \sim 5 \cdot 10^5 \text{ Hz}$ olduqda) bu asılılıq $\sigma_{ac} \sim f^{0.8}$ qanununa tabe olur. Bu cür asılılıq Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokallaşmış halların keçirilməsi ilə əlaqədardır[55].

d) Şüalanmamış və qamma kvantlarla şüalandırılmış $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ sistemli bərk məhlulların kompleks impedans spektrlərinin həqiqi və xəyali hissələrinin ($Z'(f)$; $Z''(f)$) tezlikdən asılılığı

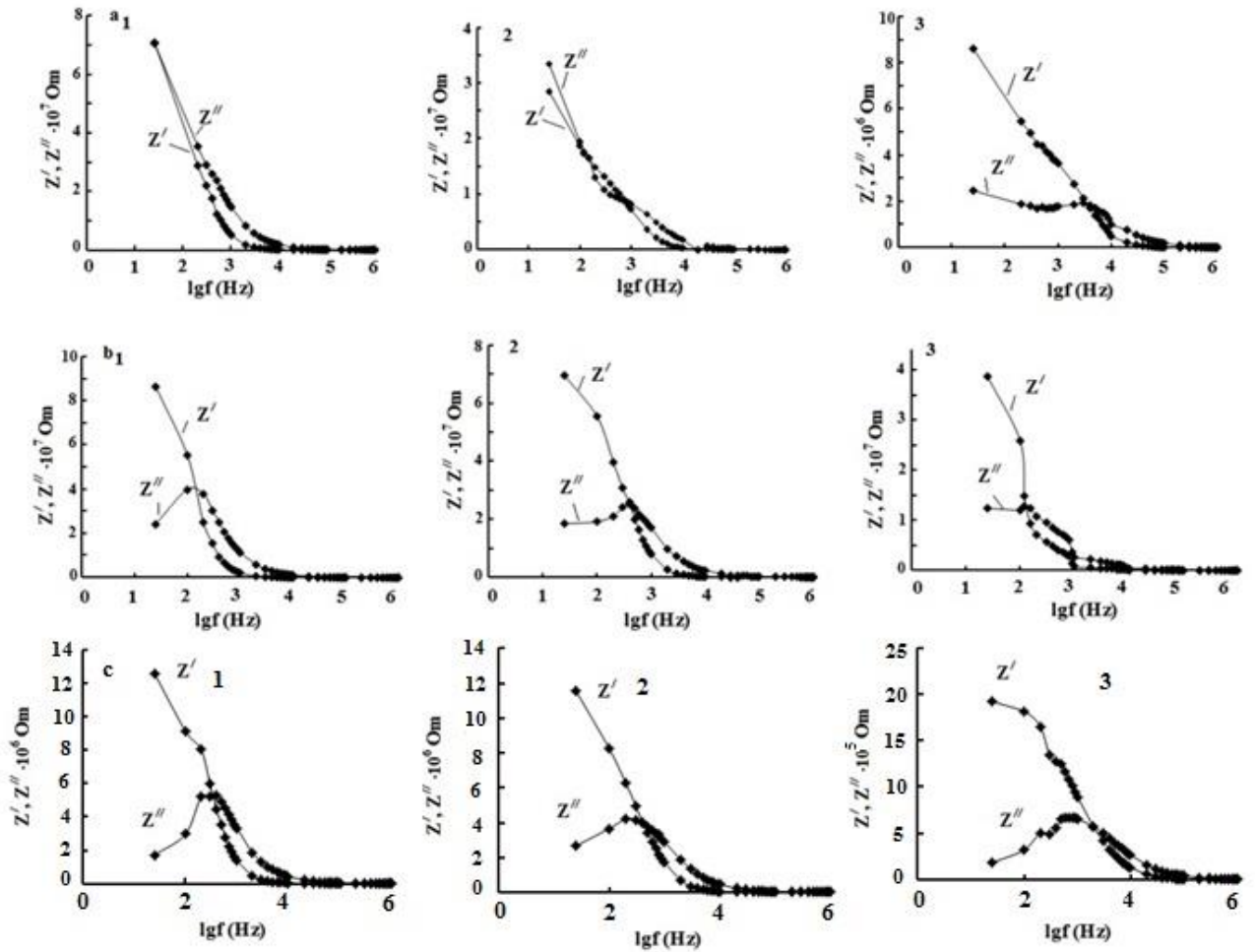
Qeyd etdiyimiz kimi, səthə yaxın oblastda meydana gələn yüklərin ümumi keçiricilikdə payını ayırmaq üçün impedans spektroskopiyaya metodundan istifadə olunur. İmpedans spektroskopiyaya metodu qodoqraf əyrilərin qurulmasına və onların analizinə əsaslanır.

0; 0,25 və 0,75 MQR dozada şüalandırılmış $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ sistemli bərk məhlulların otaq temperaturundakı kompleks impedansının həqiqi və xəyali hissələrinin ($Z'(f)$ və $Z''(f)$) tezlikdən asılılığı şəkil 3.23-də verilmişdir. Müşahidə olunan xüsusiyyətlər kompleks impedansda ölçmə sahəsinin tezliyinin artması ilə azalmaya səbəb olan dispersiyanın olduğunu göstərir.

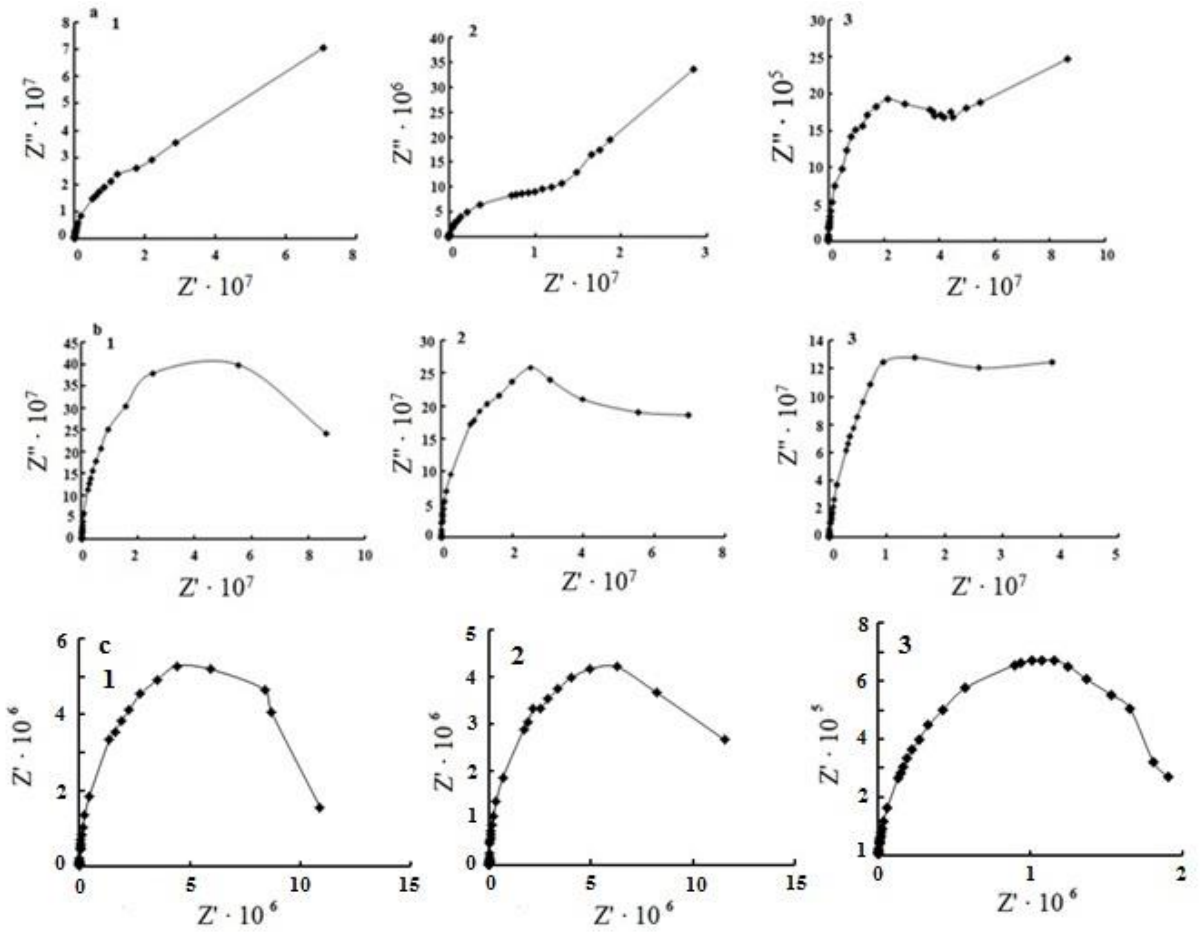
Eyni zamanda 10^3 Hz tezlikdə radiasiya təsirinə məruz qalmış bərk məhlulların $x=0.2$ və 0.3 tərkiblərində nəzərə çarpan xüsusiyyətlər müşahidə olunur (əyri b). 10^4 Hz -dən yuxarı tezliklərdə kompleks impedansın xəyali və həqiqi komponentlərinin spektrləri sabit minimum qiymətlər alır. İmpedans dispersiyanın mövcudluğu elektrik realsasiyası zamanı impedansın (Z'') xəyali komponentinin həqiqi (Z') üzərində asılılığını quraraq qodoqrafın köməyi ilə təyin olunur.

$\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ ($x=0 \div 1,0$) sistemli bərk məhlullarının 300 K temperaturda impedans qodoqrafları şəkil 3.24-də verilmişdir. Ölçmələr şüalanmadan əvvəl (şəkil 3.24 a) və γ -şüalanmanın 0.25 və 0,75 MQR (şəkil 3.24 b və c) dozalarında

aparılmışdır. Əldə olunan əyrilərdən, diffuziyyə mexanizmi ilə əlaqəli iki relaksasiya mexanizminin olduğu müəyyən edilmişdir.



Şəkil 3.23. Şüalanmamış və qamma kvantlarla şüalanmış $\text{TI Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2(1-x)\text{S}_{2x}$ sistemli bərk məhlullarının kompleks impedansın həqiqi və xəyali hissəsinin tezlikdən asılılığı. $T=300\text{K}$. a-0 MQR əyri 1- $x=0$; 2- $x=0,2$; 3- $x=0,3$; b-0,25 MQR əyri 1- $x=0$; 2- $x=0,2$; 3- $x=0,3$; c-0,75 MQR əyri 1- $x=0$; 2- $x=0,2$; 3- $x=0,3$.



Şəkil 3.24. Şüalanmamış və qamma kvantlarla şüalanmış $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2(1-x)\text{S}_{2x}$ sistemli bərk məhlullarının impedans qodoqrafı. $T=300\text{K}$. a-0 MQr əyri 1- $x=0$; 2- $x=0,2$; 3- $x=0,3$; b-0,25 MQr əyri 1- $x=0$; 2- $x=0,2$; 3- $x=0,3$; c-0,75 MQr əyri 1- $x=0$; 2- $x=0,2$; 3- $x=0,3$.

[83] işində impedans hodoqrafının aşağı tezlikli hissəsində düz xətlər müşahidə olunur ki, bunun da Varburq impedansı ilə əlaqəli olduğu göstərilmişdir. Bununla yanaşı, kristalın həcmi xüsusiyyətlərini əks elətdirən relaksasiya mexanizmi tallium altqəfəsində Tl^{1+} vakansiyaları üzrə ion keçiriciliyinin baş verməsi ilə şərtlənir. Tədqiq olunan bərk məhlulların 0,25 və 0,75 MQR dozalarında şüalanmasından sonra aşağı tezlik hissəsində (şəkildə əyri b və c), Varburq diffuz impedansı ilə əlaqəli olan düz xətlərin Z'' ilə Z' maksimum qiymətdən daha aşağı olduğu ortaya çıxır. γ – şüalanmadan sonra nümunələrin impedans hodoqrafındakı belə dəyişiklik şüalanmadan sonra relaksasiya proseslərinin təbiəti ilə əlaqədardır.

$TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ ($x=0 \div 1,0$) sistemli bərk məhlulların kompleks dielektrik nüfuzluğunun həqiqi və xəyali hissələri (a), dielektrik itkisinin tangens bucağı (b), ac-keçiriciliyi (c) və kompleks impedansın həqiqi və xəyali hissələrinin (d) 0,25 və 0,75 MQR şüalanma dozasından əvvəl və sonra geniş tədqiq olunmuşdur. Dielektrik nüfuzluğunun tezlik dispersiyası və dielektrik itki bucağının relaksor xassələri müəyyən edilmişdir. Göstərilmişdir ki, yükdaşınma mexanizmi 10^5 Hs tezlikdə Fermi səviyyəsi yaxınlığında sıçrayışlı xarakter daşıyır. γ şüalanamadan əvvəl və sonra keçiriciliyin verilmiş mexanizminin parametrləri qiymətləndirilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, $T=300K$ temperaturda və 10^6 Hs tezlikdə keçiriciliyin sıçrayıla artması sistemin superior halına keçməsi ilə əlaqədardır.

IV FƏSİL

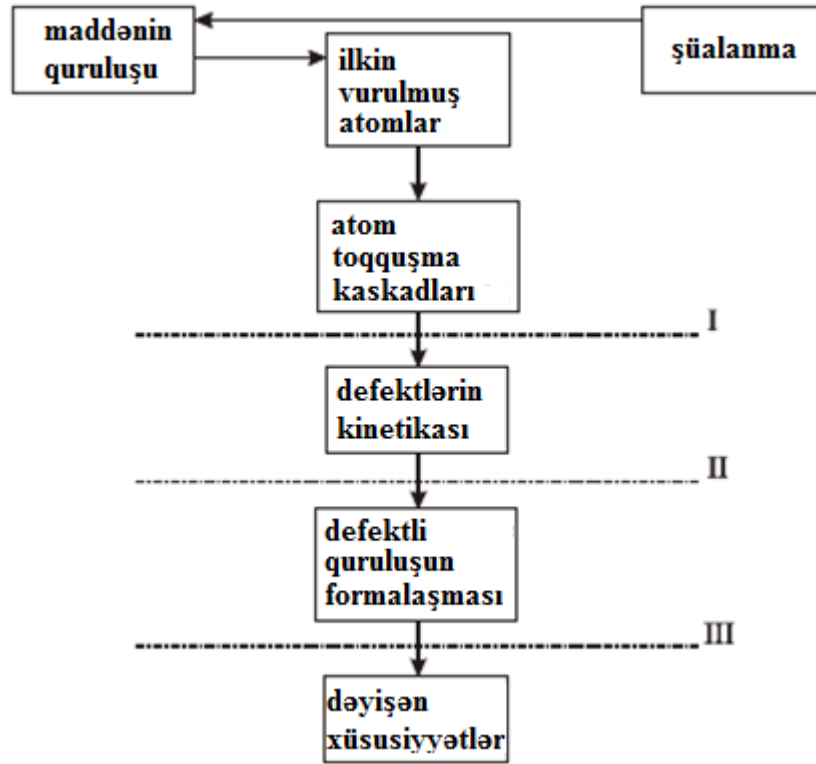
TIGa_{1-x}In_xSe₂SİSTEMLİ BƏRK MƏHLULLARIN ELEKTRİK VƏ DİELEKTRİK XASSƏLƏRİNƏ γ – ŞUALARIN TƏSİRİ

§ 4.1. Bərk cisimlərə şüalanmanın rolu.

Yüksək enerjili hissəciklərin və şüalanmanın bərk cisimlərə təsiri onların struktur və faza vəziyyətlərinin və fiziki xassələrinin dəyişməsinə səbəb olur. Radiasiya emal üsullarının həm doldurulmuş hissəciklərin və bərk cisimlə şüalanmanın qarşılıqlı təsirinin ilkin prosesləri, həm də sonrakı struktur defektlərinin onda əmələ gəlməsi proseslərinin əsasını təşkil edir. Bu iki məqam XXI əsrin radiasiya texnologiyalarının ən vacib vasitəsi olan radiasiya hadisələri və effektlərinin bazisidir. Hal-hazırda bu sahədə aparılan tədqiqatlar əsasən nüvə və termonüvə parçalanma və sintez reaktorları üçün materialların hazırlanması, həmçinin materialların radiasiya stimullaşdırılmış modifikasiya xassələrinin və yeni strukturlarının yaradılmasına yönəldilmişdir.

Bərk cisimlərdə yüksək enerjili hissəciklərin və şüalanmanın təsiri altında baş verən fiziki dəyişiklikləri başa düşmək müxtəlif şüalanmanın yaratdığı əsas induksiya (stimullaşdırılmış) radiasiya effektləri ilə ətraflı tanışlıq tələb edir.

Müxtəlif növ şüalanmanın (neytronlar, ionlar, elektronlar, γ -kvantlar) təsiri altında bərk cisimdə yaranan induksiya (stimullaşdırılmış) radiasiya effektlərinin fizikasına nəzər salmaq. Qeyd etmək lazımdır ki, bərk cisimin radiasiya fizikasının baxılan sahəsi kifayət qədər geniş və çoxşaxəlidir və buna görə yüksək enerji hissəciklərinin elementli və faza tərkibində kompleks təsir və mikrostrukturun dəyişiklikləri nəzərə alaraq atomar səviyyəsində radiasiya hadisələri və effektlərinin fiziki təbiətini nəzərə almağa əsas diqqət yetirilmişdir.



Şəkil 4.1 Materiallara radiasiyanın təsirinin əsas mərhələlərinin sxemi. **I-** dinamik mərhələ, **II-** difuziya mərhələsi, **III-** tülantıların təkamül mərhələsi

Şəkil 4.1 –də maddəyə radiasiyanın təsirinin əsas mərhələləri və onun radiasiya zədələri göstərilmişdir. Radiasiya proseslərinin ilkin aktları onların elektron və atom alt sistemlərinin həyəcanlanması ilə kristal qəfəsin atomlarının əvvəlki tarazlıq vəziyyətindən yerdəyişməsi və nüvə reaksiyalarının sızması ilə əlaqələndirilir. Bu proseslərin effektivliyi ilk növbədə şüalanma şəraitindən və materialın təbiətindən asılıdır. Şüalanma şəraiti altında aşağıdakı amillər başa düşülür:

- 1) bombalanmış hissəciklərin tipi, enerjisi və spektri;
- 2) hissəcik axınının sıxlığı;
- 3) şüalanmanın müddəti (doza, flüens, axın);
- 4) şüalanmanın temperaturu;
- 5) əlaqəli xarici təsirlər.

Şüalanan materialın xassələrinin strukturuna təsirinin effektivliyini müəyyən edən çox sayda xüsusiyyətlərdən, şüalanmanı təşkil edən hissəciklərin kütləsini, yükünü, enerjisini (sürətini) və məkan sıxlığını ayırmaq lazımdır. ($m^{-2} \cdot s^{-2}$ və ya $sm^{-2} \cdot s^{-1}$)

1) zaman vahidinə sahə vahidindən keçən uçuşan hissəciklərin axınının sıxlığı verilmiş n məkan sıxlığı vaxtı və v sürətlə hərəkət edənlərnövünə malikdirlər

$$\varphi = nv \quad (4.1)$$

t zamanı, m^{-2} və ya sm^{-2} sahə vahidindən keçən hissəciklərin inteqral axını (flüens, doza) bu halda təşkil edir

$$\Phi = \varphi t \quad (4.2)$$

Eyni tipli və fəza hissəciklərdə eyni paylanmış monoenergetik dəstənin inteqral axınının hesablanması (4.1) və (4.2) ifadələri tətbiq olunur. İstilik, sürətli və termonüvə reaktorlarının materialları aktiv zonada istər təbiət üzrə və istərsə də hissəciklərin paylanma spektrlərində, sürət və ya enerji üzrə fərqlənən müxtəlif hissəciklərlə şüalanmaya məruz qalırlar. Bu halda yuxarıda sadalanan şüaların xüsusiyyətlərinə əlavə olaraq, hissəciklərin sürəti və ya enerji və spektral hissəcik axını sıxlığı tipində paylanması daxil etmək lazımdır

$$n_j(v) = \frac{dn_j}{dv}, \quad n_j(E) = \frac{dn_j}{dE}$$

$$\varphi_j(v) = \frac{d\varphi_j}{dv}, \quad \varphi_j(E) = E$$

hissəciklərin inteqral axını (flüens),

$$\Phi_j = \int_0^t dt \int_{E_j}^{\infty} \varphi_j dE \quad (4.3)$$

burada E_j - j tipli hissəciklərin minimal enerjisidir.

Sürətli hissəcik bərk cisimə düşərək elektronlarla və kristal ölçüsünün atomların nüvələri ilə qarşılıqlı təsirin mürəkkəb prosesinə cəlb olunur və hissəciyin hədəfinin

materialın dərinliyinə keçməsində öz enerjisini itirirlər və onu elektron və nüvə alt sistemlərinə ötürüb dayanırlar. Hissəcikləri bombalayan enerji itkisinin sürəti dE/dx maddəsinin tormoz qabiliyyəti ilə xarakterizə edilir. Hissəciyin materiala daxil olduğu məsafəyə $R(E)$ hissəciklərinin hərəkətdə olma dərinliyi (uzunluğu) adlanır. Hədəf nüvələrə və elektronlara hissəcikləri bombalayan enerji ötürməsi onların elastiki və qeyri-elastiki qarşılıqlı təsir proseslərində baş verir.

Hissəcikləri bombalayan hədəf atomları ilə elastik qarşılıqlı təsir prosesi bərkşarların klassik elastik toqquşmasına bənzəyir. Elastik qarşılıqlı təsir zamanı toqquşmalardan əvvəl və sonra hissəciklərin ümumi kinetik enerjisi dəyişməz qalır və bu cür qarşılıqlı təsir reaksiya enerjisi sıfıra bərabərdir. Elastiki dağılmış hissəciklər arasındakı enerji paylanması onların kütlələrinin nisbəti və davamsız səpələnməsi ilə müəyyən edilir.

Qeyri-elastiki qarşılıqlı təsir zamanı hissəcikləri bombalayan enerjinin hissəsi həyəcanlanmaya, hədəf atomların ionlaşmasına, elektronların orbital keçidinə, nüvə reaksiyalarına sərf olunur.

Hissəciklərin qeyri-elastik qarşılıqlı təsirinin reaksiya enerjisi sıfırdan fərqlidir:

$$T_{12}^* = \alpha_{12}(E_1 - J) \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (4.4)$$

burada T_{12}^* - qeyri-elastik qarşılıqlı təsir zamanı hədəf atomuna ötürülən enerji; J - hissəcikləri bombalayan enerjinin qeyri-elastik itkisi.

Şüalanmanın maddə ilə qarşılıqlı təsirinin xarakteri düşən hissəciklərindəstəsi və çox sayda hədəf atomu ilə bağlıdır. Buna görə şüalanan materialda baş verən prosesləri nəzərdən keçirərkən statistik yanaşma tələb olunur. Belə yanaşma bu və ya digər qarşılıqlı təsirin prosesinin sızma ehtimalının əsasını təşkil edir.

Reaksiyanın kəsiyi (diferensial, parsial, tam) hissəcik dəstəsinin bərk cisim ilə qarşılıqlı təsiri zamanı hadisənin ehtimal olunan sıxlığı ölçüsü olaraq alınır:

$$\sigma = m/\varphi \quad (4.5)$$

burada σ - qarşılıqlı təsir (reaksiya) effektiv kəsikdir; m - vahid zamana qarşılıqlı təsirlərin (reaksiyaların) sayıdır. Effektivüfəki kəsiyisəhə ölçüsünə malikdir və adətən $1b = 10^{-28} \text{ m}^2 (10^{-24} \text{ sm}^2)$ barnlarda ifadə olunur.

Uçuşan hissəciklərinin hədəf atomları ilə toqquşması zamanı baş verən proseslər və buna görə də hissəciklərin qarşılıqlı təsirinin müəyyən prosesinin ehtimalı ilk növbədə onların qarşılıqlı təsir qüvvələri ilə müəyyən edilir. Qarşılıqlı təsir qüvvəsini adətən hissəciklərin sonsuzluqdan l məsafəyə qədər yaxınlaşması səbəbindən meydana gələn potensial enerji $V(l)$ baxımından ifadə olunur. Qarşılıqlı təsir potensialın $V(l)$ hesablanması mürəkkəb kvant-mexaniki məsələsindən ibarət olur. Ədəbiyyatda təsvir olunan $V(l)$ növdən hər biri müəyyən hissəciklərə, konkret qarşılıqlı təsir tipinə və hissəciklərin məhdud intervalına yaxınlaşması üçüntətbiq olunur. Məsafənin şkalasında iki xarakterik nöqtələr var: $a_0 = 0.053 \text{ nm}$ hidrogen atomunun borovski radiusu $a_0 = 0.053 \text{ nm}$ və $-d$ kristaldakı iki yaxın atom arasındakı məsafə. $l \gg d$ üçün elektronlar ayrı atomların enerji səviyyələrini tutur: bu atomlar arasında cazibə qüvvəsi yoxdur. Bir cüt atom bir-birinə yaxınlaşdıqda cazibə qüvvələri meydana gəlir ki, valent elektronlarının qabıqları bağlanır. Yalnız valent elektronların qabıqlarının bağlanması zamanı atomların qarşılıqlı təsir qüvvələri bir neçə elektron voltunu keçmir və toqquşmalara baxılarkən onlar nəzərə alınmaya bilər. $a_0 < l \ll d$ üçün atomların daxili qabıqları bağlanır və bəzi elektronlar eyni sahədə olurlar və eyni enerji səviyyələrini tuturlar. Bu vəziyyətdə elektronların bir hissəsi enerji səviyyəsini dəyişdirməlidir. Atomları bir-birinə yaxınlaşdırmaq və hissəciklərin qarşılıqlı təsiri üçün müsbət enerji təmin etmək üçün sərf edilməli olan iş sayəsində əlavə enerji ortaya çıxır.

$a_0 < l \ll d$ (Born-Mayer potensialı) hissəciklərin qarşılıqlı təsirini izah edən potensial

$$V(l) = Ae^{-l/b} (4.6)$$

formasına malikdir.

$l \ll a_0$ üçün nüvələr sistemdəki doldurulmuş hissəciklərin ən yaxın cütlüyünə çevrilir və qarşılıqlı təsir kulonpotensialı ifadədə bütün digər üzvlərdən üstündür

$$V(l) = \frac{Z_1 Z_2 \varepsilon^2}{l} (4.7)$$

burada Z_1 və Z_2 qarşılıqlı təsir nüvələrin seriya nömrələridir (onların yükləri) və ε isə elektron yüküdür.

Məsafənin artması ilə nüvələr arasındakı fəzaya elektronların daxil olması mümkün olur. Ən dərin elektron qabıqlarının fəza yükü ilə nüvə yüklərinin elektrostatik ekranlaması səbəbindən qarşılıqlı təsir potensialı (kulon qarşılıqlı təsir potensialı ilə əlaqədar) azalır.

Bu halda ekranlanmış kulon potensialından

$$V(l) = \frac{Z_1 Z_2 \varepsilon^2}{l} f\left(\frac{l}{a}\right) (4.8)$$

istifadə olunur, $f\left(\frac{l}{a}\right)$ burada ekranlanma funksiyasıdır.

Ekranlanmış kulon potensialını Tomas-Fermi metodundan istifadə edərək hesablamaq olar. Onun göstərilməsi üçün sadə funksiya mövcud deyil, amma $l < a_0$ üçün yaxşı yaxınlaşma

$$V(l) = \frac{Z_1 Z_2 \varepsilon^2}{l} e^{-1/\alpha} (4.9)$$

Potensialdır. harada ki,

$$\alpha = \frac{0,8853 \alpha_0}{(Z_1^3 + Z_2^3)^{1/2}} (4.10)$$

Şüalanmanın bərk cisim ilə qarşılıqlı təsiri üç ilkin prosesə yaxınlaşır: elektron və nüvə alt sistemlərin həyəcanlanması, nüvə reaksiyaları və atomların ilkin tarazlıq vəziyyətində yerinin dəyişməsi. Elektron və nüvə alt sistemlərinin həyəcanlanması ion kristallarında və yarımkəçiricilərdə radiasiya defektlərinin yaranmasında xüsusi

rol oynayır; heç bir nəticə vermədən bu cür həyəcandan sonra metallar tarazlıq vəziyyətinə tez qaydır.

Nüvə reaksiyaları zamanı şüalanan materialda transmutant aşqar atomlar əmələ gəlir və şüalanan materialın kimyəvi tərkibi dəyişir. Materiallara radiasiya təsirinin əksər hadisələrin əsasında kristal qəfəs düyünlərindən atomlarını yerdəyişməsidir. Toqquşmazaman yaranan hissəcik elastik və ya qeyri-elastik qarşılıqlı təsirkeçirərək, T_{12} enerjisinin hissəsini atomuna ötürür. Toqquşma zamanı atoma ötürülən enerjiden asılı olaraq sonuncu yalnız ilkin tarazlıq vəziyyətindən yayınır və ya spontan annihilyasiya radiusdan daha böyük məsafəyə yerini dəyişdirir və T_{12} enerji atomuna verilən sabit Frenkel cütü vakansiya yaradır, hansında ki, kristal qəfəsdə atomun ilkin vəziyyətindən bərpa olunmaz yerin dəyişməsi baş verir, yerdəyişmə enerjisini T_d adlandırmaq qəbul olunub

Bu enerjinin müxtəlif metallara və kristaloqrafiya istiqamətlərinə görə qiyməti 15-85 eV təşkil edir. Materiallarda radiasiya deffektinin yaradılması baxımından, $T_d = 4\varepsilon_s$ (ε_s sublimasiya enerjisi) bərabər olan və ya ondan çox olan yerdəyişməsi kəndarı T_{12} enerjisini hədəf atomuna ötürən hissəciklərin və şüaların axını maraqlı doğurur. Əgər atomun ilkin vurulub çıxarılma enerjisini $T_{23} > T_d$ digər qəfəs atomuna ötürməyə qadirdisə, sonra eyni vəziyyətdə üçüncü atomun yerdəyişməsi ikinci atomu vurub çıxarır və s. Beləliklə, yüksək enerjili hissəciklər bərk cisimlərdə atom yerdəyişmələrinin bütün kaskadlarını yaradır.

Ümumilikdə j tipli sürətli hissəciklərlə kristalların şüalanması zamanı yerdəyişmələrin yaranma dərəcəsi aşağıdakı ifadə ilə müəyyən edilir:

$$K_j = \int_{T_d}^{\infty} dT \gamma(T) \cdot \int_{E_{min}}^{\infty} \varphi_j(E) \frac{d\sigma_j(E,T)}{dT} dE \quad (4.11)$$

Burada $\gamma(T)$ - toqquşmaların kaskadında yerdəyişmə atomlarının orta ədədini xarakterizə edən kaskad funksiyası; $\Phi_j(E)$ - hissəciklər axınının spektral sıxlığıdır; $\frac{d\sigma_j(E,T)}{dT}$ - E uçuşan hissəciyinin enerjisində T enerjisi ilə atomun ilkin vurulub

çıxarılmasının yaranması üçün diferensial kəsiyi: E_{\min} hissəciyin atomların yerdəyişməsinə gətirib çıxara bilən minimal enerjidir.

Kaskadda defektlərin meydana gəlməsi prosesini nəzərdən keçirərkən onların baş verməsinin xarakterik vaxtı ilə müəyyən olunan bir neçə mərhələni ayırmaq olar: $(t \cdot 10^{-16} \text{ s})$ atomun ilkin vurulub çıxarılmasının yaranması: kaskadın inkişafının dinamik mərhələsi $(t \cdot 10^{-13} \text{ s})$: relaksasiya mərhələsi $(t \cdot 10^{-8}) \cdot 10^{-7} \text{ c}$.

Kaskaddakı yerdəyişmələrin sayını hesablamaq üçün beynəlxalq standart kimi Torrens-Robinson-Norgettin modeli (TRN-standart) qəbul edilmişdir.

Bu modeldə kaskadda Frenkel cütlərinin sayının hesablanmasında

$$v(T_{12}) = \frac{B(T_{12}-J)}{2T_d} = \frac{BT_{12}^*}{2T_d} \quad (4.12)$$

tənlik istifadə olunur

burada J -kaskaddakı ümumi elektron itkisidir; B - yerdəyişmə effektivliyi (atomun ilkin vurulub çıxarılma enerjisinin bütün qiymətləri üçün $B = 0.8$); T_{12}^* - atomun ilkin vurulub çıxarılma enerjisidir (hissəciklərin elastik səpələnməsində). Qeyri-elastik enerjinin itkisi universal funksiyanın aproksimasiyasından istifadə edərək Lindhard metoduna uyğun olaraq hesablanır:

$$T_{12}^* = \frac{T_{12}}{1 + \chi_1 g(\varepsilon)} \quad (4.13)$$

$$\chi_1 = 0,1337 \frac{Z_2^{2/3}}{M_2^{1/2}} \quad (4.14)$$

$$g(\varepsilon) = 3,4008\varepsilon^{1/6} + 0,40244\varepsilon^{3/4} + \varepsilon \quad (4.15)$$

$$\varepsilon = \frac{T_{12}}{86,931Z_2^{7/3}} \quad (4.16)$$

(4.14), (4.16) tənliklərindəki işarələr (4.7) tənliklərində qəbul edilənlərə uyğundur.

Kristalların anizotropiyası, onlarda defekt və çirklərin olması, həmçinin kanallaşma, fokuslanma və s. kimi amillərin təzahürü mümkünlüyünü nəzərə alan kaskad funksiyalarının və kaskad həndəsəsinin hesablanması üsulları mövcuddur. Toqquşma kaskadının daha dəqiq təsvir edilməsi üçün təkcə yerdəyişmələrin tam sayını deyil, həm də yerdəyişmə atomların sürət, koordinat və zamanla bölüşdürülməsinin ümumiləşdirilmiş kaskad funksiyasını bilmək lazımdır. İnkişaf strukturu, nöqtə defektlərinin və onların komplekslərinin fəza bölgüsü atomun ilkin vurulub çıxarılan enerjisi və bucaq spektrləri ilə müəyyən edilir. Onların hesablanmasında hissəciklərin toqquşması zamanı səpələnmə kəsiklərində eksperimental və hesablanmış qiymətləri daha çox istifadə olunur.

Müxtəlif növ şüalanmaların zədələnmə qabiliyyətini qiymətləndirmək üçün aşağıdakı tənliklərdən istifadə olunur: zəif toqquşmuş bir kaskad ilə toqquşma

$$K_j = \sigma_d(E)[1 + \nu(\overline{T_{12}})] \varphi_j \quad (4.17)$$

$$\nu(\overline{T_{12}}) \gg 1$$

$$K_j = \sigma_d(E) \nu(\overline{T_{12}}) \varphi_j = \sigma_d(E) \frac{B \overline{T_{12}}}{2T_d} \varphi_j \quad (4.18)$$

burada $\sigma_d(E)$ - E enerjisi ilə hissəciyin yerdəyişməsi yaratmaq üçün kəsik (əksər hallarda E_1 enerjisi olan hissəciklər üçün səpələnmə kəsiyi istifadə olunur (Cədvəl 4.1); B-qeyri-elastik qarşılıqlı təsir prosesində enerji itkisindən asılı olan əmsaldır (bir qayda olaraq $B = 0.8-1.0$ qəbul edilir); T_{12} -uçuşan hissəciyin hədəf atomuna ötürdüyü orta enerjidir.

Enerji $T(\frac{d\sigma}{dT})$ ilə vurulan atomların əmələ gəlməsi üçün tam diferensial kəsiyi elastik $(\frac{d\sigma}{dT})_e$ və qeyri-elastik $(\frac{d\sigma}{dT})_n$ hissəcik axını və maddə arasındakı qarşılıqlı əlaqə proseslərinin cəminə bərabərdir:

Cədvəl 4.1.

Şüalanmanın tipi	formula
Neytron	$\sigma_d = \frac{const}{\alpha_{12}E_1}$ üçün $E_1 = 0,02-15$ MeV
ion	$\sigma_d = \frac{\pi^2 \alpha^2 E_a \sqrt{\sigma_{12}}}{4\sqrt{E_1 T_d}}$ üçün $E_1 < E_a$ $\sigma_d = \frac{4\pi \alpha_0^2 M_1 Z_1^2 Z_2^2 E_R^2}{M_2 E_1 T_d} \left[1 - \frac{T_d}{\alpha_{12} E_1} \right]$ üçün $E_1 \gg E_b$
elektron	$\sigma_d \rightarrow \frac{8\pi \alpha_0^2 Z_2^2 E_R^2}{M_2 c^2 T_d}$ üçün $M_2 c^2 \gg E_1 \gg m_e c^2$

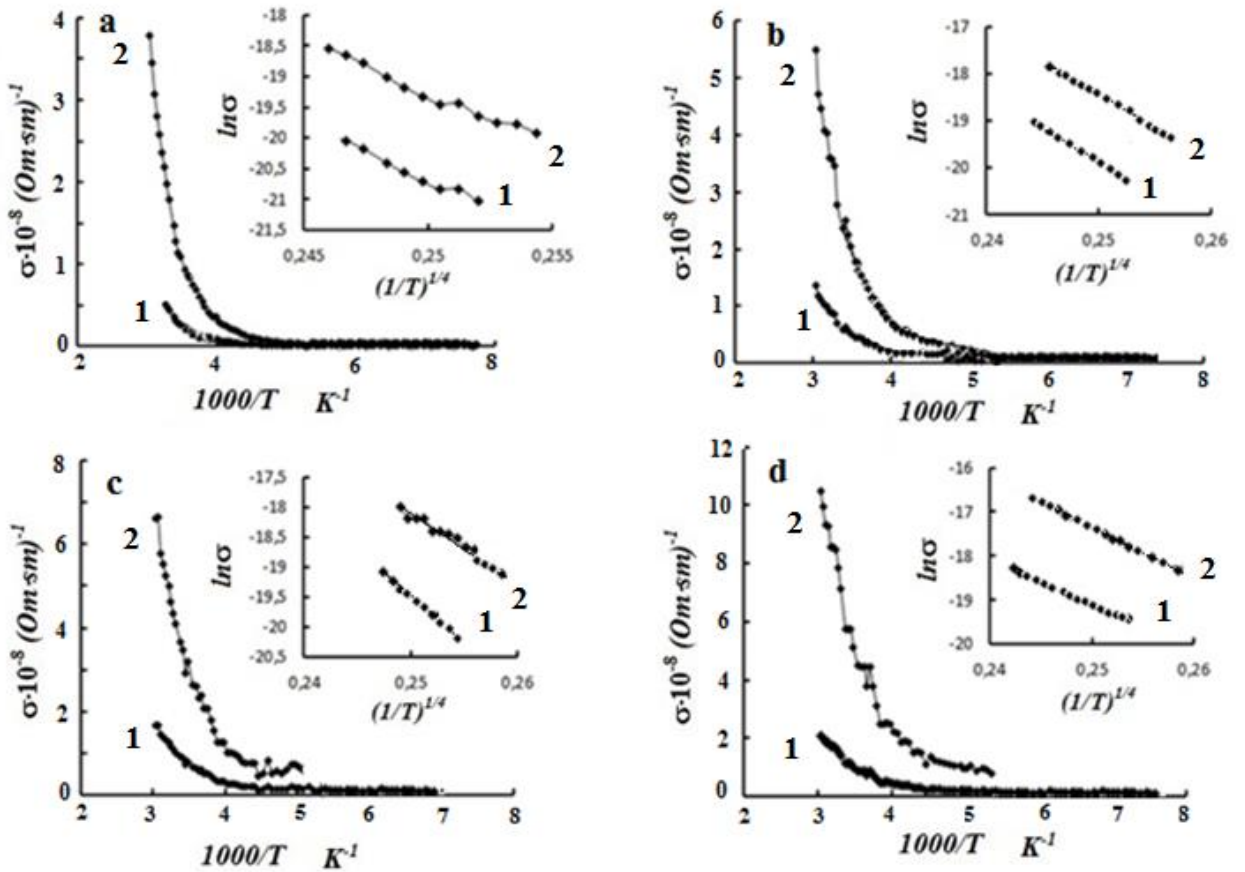
$$\frac{d\sigma}{dT} = \left(\frac{d\sigma}{dT}\right)_e + \left(\frac{d\sigma}{dT}\right)_n \quad (4.19)$$

Enerji itkisi və yerdəyişmə atomların yaranmasında hissəcik axını və maddə arasındakı qarşılıqlı təsir proseslərinin hər biri töhfəsi hissəcikləri bombalayan enerjisindən, yükündən və kütləsindən, həmçinin hədəfin yükündən və kütləsindən asılıdır. Hal-hazırda kütlədən asılı olaraq hissəcikləri bombalayan şərti bölünməsi qəbul edilir - yüngül $M_1 < M_p$ (M_p -protonun kütləsidir) və ağır $M_1 - M_p$; yükdən - neytral və doldurulmuş, enerjiden asta ($E_1 < 1$ keV), aralıq (1 keV $< E_1 < 100$ keV) və sürətli ($E_1 > 100$ keV). Kütlədən asılı olaraq hədəf nüvələri yüngül ($A < 25$), aralıq ($25 < A < 80$) və ağır ($A > 80$) olanlara bölünür.

§ 4.2. $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ ($x=0; 0,1; 0,2; 0,8; 0,9; 1,0$) sistemli bərk məhlulların lokallaşmış hallar üzrə keçiriciliyinə γ - şüalanmanın təsiri

Təqdim olunan işdə $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ ($x=0; 0,1; 0,2; 0,8; 0,9; 1,0$) bərk məhlulların 100-300K temperatur intervalında keçiriciliyinin xüsusiyyəti öyrənilmiş və bu xüsusiyyətlərə γ - şüaların təsiri tədqiq edilmişdir.

TlGa_{1-x}In_xSe₂(x=0; 0,1; 0,2; 0,3) sistemli bərk məhlullarının elektrik keçiriciliyinin Arrenius koordinatlarında temperaturdan asılılıqları uyğun olaraq şəkl. 4.2 a,b, c, və d-də verilmişdir. § 3.1 qeyd etdiyimiz kimi, tədqiq olunmuş bərk məhlulların nümunələrində xüsusi keçiriciliyin dəyişməsində iki hissə mövcuddur. Göstərilən asılılıqda 180÷250 K temperatur aralığı eksponensial səciyyə daşıyır. Göstərilən temperatur aralığında istiliklə aktivləşdirilmiş yükdaşıyıcıların icazəli zonada keçiriciliyi üstünlük təşkil edir. Temperaturun sonrakı azalması ilə aşqar yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının azalması müşahidə olunur. Belə ki, tədqiq olunan



Şəkil 4.2. Şüalanmamış və 0,25 MQR dozada şüalanmış TlGa_{1-x}In_xSe₂(a-x=0; b-x=0,1; c-x=0,2; d-x=0,3) sistemli bərk məhlulların elektrik keçiriciliyinin temperaturdan asılılığı. Şəkil üstü əlavədə Mott kordinantlarında ln σ -nın T^{-1/4} -dən asılılığı verilmişdir. əyri 1- 0 MQR, 2-0,25 MQR

bərk məhlul nümunələri üçün temperaturun 180 K-dən aşağı qiymətlərində yükdaşıyıcıların donma oblastlarıdır.

Qeyd etdiyimiz kimi, A^3B^6 və $A^3B^3C^6_2$ qrup kristallarının tədqiqatları zamanı müşahidə olunan $\ln\sigma$ -nın ($T^{-1/4}$)-dən asılılığında əyrinin meylinin rəvan dəyişməsi ədəbiyyat məlumatlarından məlum olduğu kimi, lokallaşmış hallar üzrə sıçrayışlı keçiricilik üçün xarakterikdir [57, s. 612-615] [9, s. 1180-1183].

180<T<260 K temperatur oblastlarında Mott koordinatlarında $\ln\sigma$ -nın $T^{-1/4}$ -dən asılılığı şəkl. 4.2 -ə əlavələrdə verilmişdir və göstərilmişdir ki, müəyyən edilən koordinatlarda eksperimental nöqtələr düz xətt boyunca yığılır. Bu da bizə onu deməyə imkan verir ki, göstərilən temperatur oblastında şüalanmamış və şüalandırılmış $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ (x=0; 0,1; 0,2; 0,3) sistemli bərk məhlullarında yükün daşınması Fermi səviyyəsinin yaxınlığında dar enerji zolağında yerləşən lokallaşmış hallar üzrə yükdaşıyıcıların sıçrayışlı keçiriciliyi vasitəsilə həyata keçirilir. Bu halda elektrik keçiriciliyi fonon tezlikləri ($\approx 10^{12}$ Hz) ilə müqayisədə ölçü sahəsinin tezliyi nəzərə alınmamaqla (3.1) ifadəsi məlum Mott münasibəti ilə təsvir olunur [55, s.472]:

Şəkl. 4.2 a, b, c, d-dən görüldüyü kimi, şüalanmamış və 0,25 MQr dozalarında şüalanmış $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ (x=0; x=0,1; x=0,9; x=1,0) sistemli bərk məhlulları üçün də xüsusi keçiriciliyin təcrübi nöqtələri Mott koordinatlarında (3.2) ifadəsindən görüldüyü kimi d=3 olduqda düz xəttin üzərinə düşür.

Mott yaxınlaşmasına əsasən keçiriciliyin parametrlərinin qiymətləri hesablanmış və cədvəl 4.2-də verilmişdir.

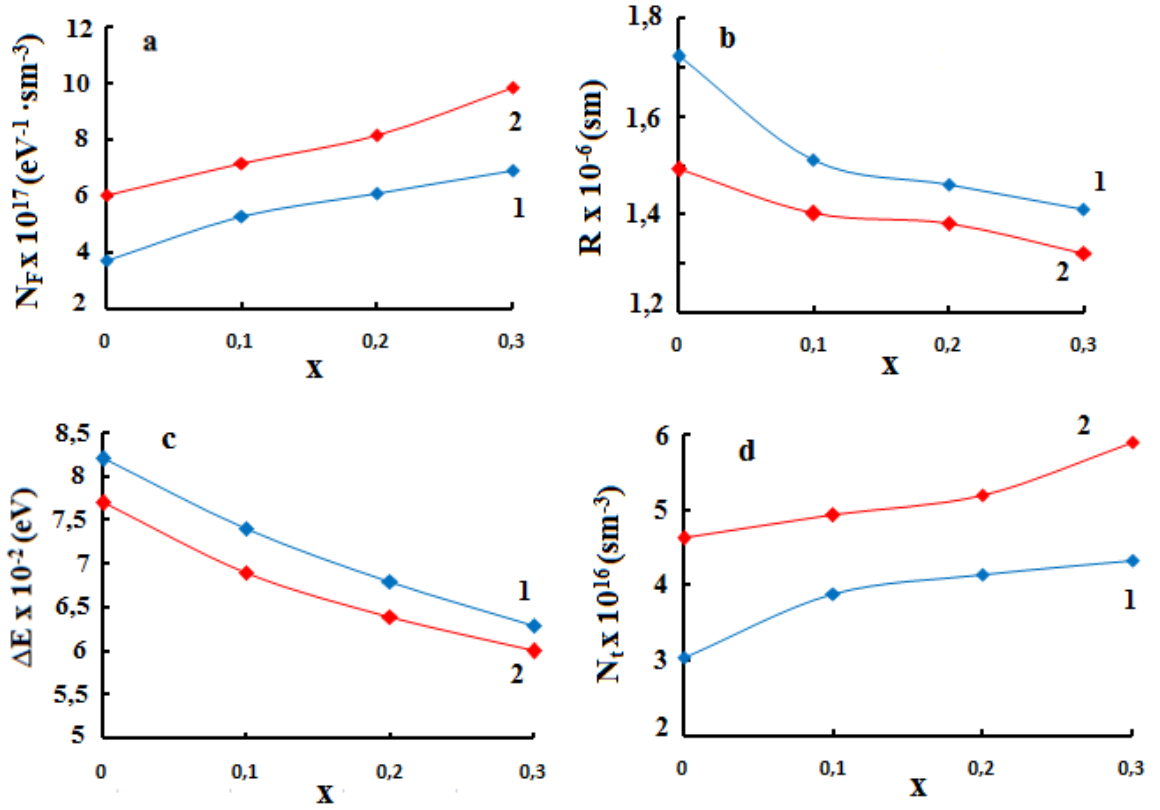
Fermi səviyyəsinin yaxınlığında lokallaşmış hallar üzrə yükdaşıyıcıların sıçrayışının orta uzunluğu (3.3) ifadə ilə təyin olunur. İfadədən görünür ki, temperatur azalması ilə sıçrayışın orta uzunluğunun (R) qiyməti böyüyür. Bu zaman qadağan olunmuş zonada lokal səviyyələrin boşalması baş verir və keçiricilikdə əsas rolu yükdaşıyıcıların ayrı-ayrı aşqar səviyyələrindən keçirici zonaya sıçrayışı oynayır. Nəticədə yükdaşıyıcıların məkanca daha uzaqda yerləşən, lakin enerji cəhətdən daha yaxın lokallaşma mərkəzlərinə sıçrayışlarının ehtimalı artır və bu, sıçrayışın

aktivləşmə enerjisinin azalmasına səbəb olur. Keçiriciliyinin belə xarakterli olması sıçrayışın aktivləşmə enerjisi monoton azalan elektrik keçiriciliyi də adlandırılır.

Cədvəl 4.2.

Şüalanmamış və 0,25 MQr dozada şüalanmış $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2$ ($1-x=0$; $2-x=0,1$; $3-x=0,2$; $4-x=0,3$) sistemli bərk məhlulların Mott yaxınlaşmasında keçiriciliyinin hesablanmış parametrləri ($T=220\text{K}$).

Tərkib	Doza (MQr)	N_F ($\text{eV}^{-1} \cdot \text{sm}^{-3}$)	R (sm)	ΔE (eV)	N_t (sm^{-3})
TlGaSe_2	0	$3,71 \cdot 10^{17}$	$1,72 \cdot 10^{-6}$	0,082	$3,04 \cdot 10^{16}$
TlGaSe_2	0,25	$6 \cdot 10^{17}$	$1,49 \cdot 10^{-6}$	0,077	$4,62 \cdot 10^{16}$
$\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2$ ($x=0,1$)	0	$5,25 \cdot 10^{17}$	$1,51 \cdot 10^{-6}$	0,074	$3,89 \cdot 10^{16}$
$\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2$ ($x=0,1$)	0,25	$7,14 \cdot 10^{17}$	$1,44 \cdot 10^{-6}$	0,069	$4,93 \cdot 10^{16}$
$\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2$ ($x=0,2$)	0	$6,1 \cdot 10^{17}$	$1,46 \cdot 10^{-6}$	0,068	$4,15 \cdot 10^{16}$
$\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2$ ($x=0,2$)	0,25	$8,12 \cdot 10^{17}$	$1,38 \cdot 10^{-6}$	0,064	$5,2 \cdot 10^{16}$
$\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2$ ($x=0,3$)	0	$6,88 \cdot 10^{17}$	$1,41 \cdot 10^{-6}$	0,063	$4,33 \cdot 10^{16}$
$\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2$ ($x=0,3$)	0,25	$9,82 \cdot 10^{17}$	$1,32 \cdot 10^{-6}$	0,06	$5,89 \cdot 10^{16}$



Şəkil 4.3 Şüalanmamış və 0,25 MQR dozada şüalanmış $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2$ ($x=0; 0,1; 0,2; 0,3$) sistemli bərk məhlulları üçüncü qatılı keçiriciliyin parametrlərinin dozadan və tərkibdən asılılığı. 1-0 MQR, 2- 0,25 MQR.

N_F - Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokallaşmış halların sıxlığı

R - sıçrayışların orta uzunluğu

ΔE - Fermi səviyyəsinin yaxınlığında lokallaşmış halların enerji fərqi

N_t -Fermi səviyyəsinin yaxınlığında tələlərinin konsentrasiyası

ΔE - Fermi səviyyəsinin yaxınlığında enerjilərin optimal zolağının enidir və o, verilən temperaturda elektrik daşınmasının praktiki olaraq bütün enerji oblastını əhatə edir və (3.4) münasibətdən təyin edilir:

Tədqiq olunan bərk məhlul üçün Fermi səviyyəsinin ətrafında lokallaşmış hallar üzrə elektrikdaşınması üçün məsul olan tələlərin konsentrasiyası (3.5) düsturundan təyin edilmişdir. Motta yaxınlaşmasına əsasən, sıçrayışların orta uzunluğu (R) (3.6) ifadəsi ilə təyin edilir.

Tədqiq olunan bərk məhlullar üçün lokallaşmış halların parametrlərinin: Fermi səviyyəsinin ətrafında lokallaşmış halların sıxlığı, dərin tələlərin konsentrasiyası, eləcə də yükdaşıyıcıların sıçrayışlarının orta müddəti və məsafəsinin qiymətləri hesablanmışdır və cədvəl 4.2-də verilmişdir.

Sıçrayışlı keçiriciliyin parametrlərinin dozadan asılılığı kənar tərkiblərlə müqayisədə həllolma oblastında və γ - şüalanma dozasından aslı olaraq əhəmiyyətli dərəcədə dəyişir.

Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokallaşmış halların sıxlığının (N_F) qiyməti konsentrasiyadan və şüalanma dozasından aslı olaraq artır, Motta yaxınlaşmasına əsasən, sıçrayışların orta uzunluğunun (R) qiyməti azalır, Fermi səviyyəsinin yaxınlığında lokallaşmış halların enerji fərqi (ΔE) qiymətinin artması, həmçinin Fermi səviyyəsinin yaxınlığında tələlərinin konsentrasiyasının (N_t) kənar tərkiblər ilə müqayisədə bir qədər artması müşahidə edilir.

Şüalanmamış və 0,25 MQR dozada şüalanmış $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ (1-x=0; 2-x=0,1; 3-x=0,2; 4-x=0,3) sistemli bərk məhlulları nümunələrinin elektrik keçiriciliyi tədqiq olunmuş və sıçrayışlı keçiriciliyin mövcudluğunun temperatur intervalları müəyyən edilmişdir. Mott yaxınlaşmasına əsasən sıçrayışlı keçiriciliyin parametrlərinin qiymətləri konsentrasiyadan və γ -şüalanmadan sonra əhəmiyyətli dərəcədə dəyişir: Fermi səviyyəsinin ətrafında lokallaşmış halların sıxlığı, yükdaşıyıcıların sıçrayışlarının orta müddəti, eləcə də dərin tələlərin konsentrasiyası və məsafəsinin qiymətləri hesablanmış və hesablanmış parametrlərin qiymətlərinin bərk məhlulun tərkibindən və şüalanmadan asılılığı verilmişdir.

§ 4.3. $TlGa_{1-x}In_xSe_2(x=0\div 1,0)$ sistemli bərk məhlullarının superior keçiriciliyinə γ -şüaların təsiri

Dissertasiya işinin hazırkı paragrafında $TlGa_{1-x}In_xSe_2(0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0)$ sistemli bərk məhlulların 100-450K temperatur intervalında ion keçiriciliyi tədqiq olunmuş və bu keçiriciliyə γ -şüaların təsirinin nəticələri verilmişdir.

$TlGa_{1-x}In_xSe_2(0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0)$ bərk məhlulların 100-450K temperatur intervalında elektrik keçiriciliyinin temperaturdan ($\sigma(T)$) asılılığı şüalanmadan əvvəl və 0,25 MQR dozada şüalandıqdan sonra tədqiq edilmişdir və qurulmuş əyriyə şəkil 4.4 a, b və c-də verilmişdir.

0,25 MQR dozada şüalanmaya məruz qalmış nümunələrin otaq temperaturundan yuxarı temperaturlarda elektrik keçiriciliyinin temperaturdan asılılığında temperaturun müəyyən kritik qiymətində keçiriciliyin qiymətinin bir neçə tərtib artdığı aşkar olunmuşdur. Keçiriciliyin belə xarakterli artımı qeyd etdiyimiz kimi, həmin kritik temperaturdan yuxarı temperaturlarda ion keçiriciliyinin üstünlük təşkil etdiyini göstərir. İon keçiriciliyinin olmasını göstərən faktlardan biri ondan ibarətdir ki, elektrik keçiriciliyinin temperaturdan asılılıq əyrisində ion keçiriciliyinin mövcud olduğu temperatur oblastında $\ln(\sigma \cdot T)$ -nin $1/T$ asılılığının xətti qanunauyğunluğa tabe olmasıdır (şəkil 4.4 a, b və c-ə əlavələrdə). Təcrübədən alınan qiymətlər əsasında tədqiq olunan $TlGa_{1-x}In_xSe_2(x=0\div 1,0)$ sistemli bərk məhlullar üçün ion keçiriciliyinin xarakterik olan $\ln(\sigma \cdot T)$ -nin $(1/T)$ asılılığı qurularaq xətti qanunauyğunluğa tabe olduğu aşkar edilmişdir.

İon keçiriciliyinin §3.3 –də verilmiş (3.6) ifadəsi ilə təyin olunduğu qeyd edilmişdir. Tədqiq olunan $TlGa_{1-x}In_xSe_2(0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0)$ sistemli bərk məhlulların aktivləşmə enerjisinin qiymətləri §3.3 –də verilmiş (3.33) ifadəsinə əsasən hesablanmış və bu qiymətlərin konsentrasiyadan və dozadan asılı olaraq dəyişməsi cədvəl 4.3-də verilmişdir.

$TlGa_{1-x}In_xSe_2$ (0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0) sistemli bərk məhlullarda otaq temperaturundan yuxarı temperaturlarda müşahidə olunan elektrik keçiriciliyinin sıçrayışlı dəyişməsini yüksək mobilliyə malik Tl ionlarının sayının kəskin artması ilə izah etmək olar ki, bu zaman superior halına faza keçidi baş verir.

Bu da bizə onu deməyə imkan verir ki, tədqiq olunan bərk məhlullarında, otaq temperaturundan aşağı temperaturlarda keçiricilikdə elektron keçiriciliyi üstünlük təşkil edir. Otaq temperaturundan yuxarı temperaturlarda isə keçiriciliyin sıçrayışlı artımı ilə ion keçiriciliyinin üstünlüyü müşahidə olunur. Bu dəyişmə $TlGa_{1-x}In_xSe_2(x=0\div 1,0)$ sistemli bərk məhlullarının Tl alt qəfəsinin nizamsızlaşması ilə (alt qəfəsin əriməsi) müşayiyyət olunan faza keçidi nəticəsində baş verir.

Cədvəl 4.3

$TlGa_{1-x}In_xSe_2(0,1; 0,2; 0,3; 0,4;)$ sistemli bərk məhlulların aktivləşmə enerjilərinin tərkibdən və dozadan asılılığı.

Tərkib	Doza (MQr)	E_a (eV)
$TlGa_{1-x}In_xSe_2(x=0,1)$	0	0,15
	0,25	0,1
$TlGa_{1-x}In_xSe_2(x=0,2)$	0	0,14
	0,25	0,08
$TlGa_{1-x}In_xSe_2(x=0,3)$	0	0,12
	0,25	0,07

Superior keçiricilər üçün belə keçiricilik halı xarakterikdir. Bərk məhlul nümunələrində $\varepsilon(T)$ asılılığının belə davranışı çox ehtimal ki, ionların defektlər üzrə hərəkəti ilə əlaqədardır.

Ədəbiyyat məlumatlarından məlum olduğu kimi, superior keçiriciliyə malik maddələrdə temperaturun artması ilə elektrik keçiriciliyinin eksponensial artımı ilə yanaşı dielektrik nüfuzluğunun da eksponensial artımı müşahidə olunur və yuxarı

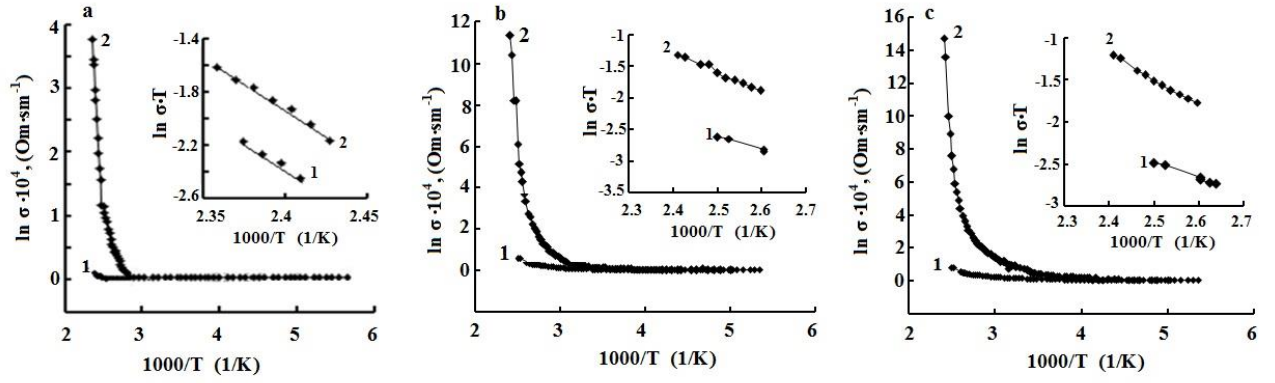
temperaturalarda onun qiyməti aşağı temperatur oblastındakı qiymətinə nəzərən dəfələrlə böyük olur.

TlGa_{1-x}In_xSe₂(0; 0,1;) sistemli bərk məhlulların dielektrik nüfuzluğunun temperaturdan ($\epsilon(T)$) asılılığı şəkil 4.5-də verilmişdir. Tədqiq olunan bərk məhlul nümunələrində temperaturun müəyyən bir kritik qiymətində dielektrik nüfuzluğunun sıçrayışla artımı müşahidə olunur. Dielektrik nüfuzluğunun temperatur asılılığında müşahidə olunan sıçrayışlı artım kritik temperaturdan yuxarı temperaturalarda ion keçiriciliyinin üstünlüyü ilə əlaqələndirilir.

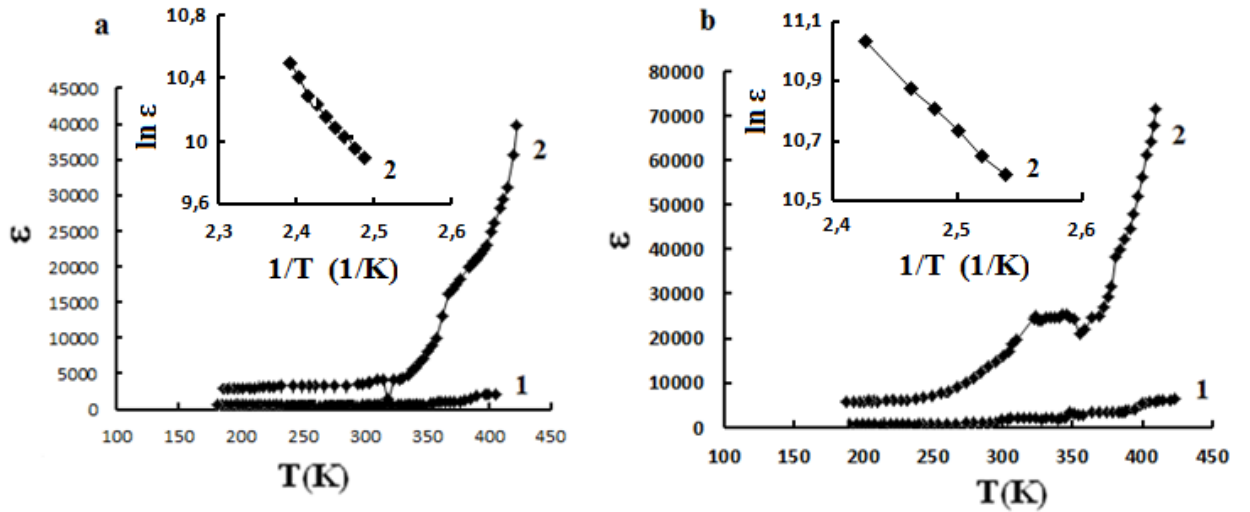
Beləliklə, dielektrik nüfuzluluğunun temperaturdan asılılığında sıçrayışlı keçiddən yuxarıda $\ln(\epsilon)$ -nin $(1/T)$ -dən asılılığının xətti dəyişməsinin xarakteri, dielektrik nüfuzluğunun ion xarakterli olduğunu göstərir və TlGa_{1-x}In_xSe₂ (0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4) sistemli bərk məhlullarının kənar tərkiblərdəki tallium alt qəfəslərində Tl⁺ ionlarının vakansiyalar üzrə diffuziyasına əsaslanır.

Bu dəyişmə TlGa_{1-x}In_xSe₂ ($x=0\div 1,0$) sistemi bərk məhlullarının Tl alt qəfəsinin nizamsızlaşması ilə (alt qəfəsin əriməsi) müşayiət olunan faza keçidi nəticəsində baş verir. Superion keçiricilər üçün belə keçiricilik halı xarakterikdir. Bərk məhlul nümunələrində $\epsilon(T)$ asılılığının belə davranışı çox ehtimal ki, ionların defektlər üzrə hərəkəti ilə əlaqədardır. Digər tərəfdən otaq temperaturuna yaxın temperaturalarda müşahidə olunana temperatur-qeyriasiyyət anomalyası, Tl⁺ alt qəfəsinin nizamsızlaşması ilə əlaqələndirilir. Bu nizamsızlaşma da öz növbəsində dielektrik nüfuzluğunun aşağı tezlikdə artmasına gətirib çıxarır. Beləliklə, TlGa_{1-x}In_xSe₂ (**0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0**) sistemi bərk məhlulların dielektrik nüfuzluğunun aşağı tezliklərdə böyük qiymət alması, zəif əlaqəli tallium ionları hesabına yaranan ion polyarizasiyası mexanizminə əsaslanır.

Qeyd etdiyimiz kimi, ion keçirici materialların metal kontaktında meydana gələn elektrofiziki prosesləri araşdırmaq üçün ən əlverişli üsul impedans spektroskopiyası üsuludur.



Şəkil 4.4. Şüalanmamış və 0,25 MQr dozada şüalandırılmış $\text{TiGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2$ sistemli bərk məhlullarının elektrik keçiriciliyinin temperaturdan asılılığı a-x=0,9; b-x=0,8; c-x=0,7. 1-0 MQr, 2-0,25 MQr.



Şəkil 4.5. Şüalanmamış və 0,25 MQr dozada şüalandırılmış $\text{TiGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2(0; 0,1;)$ sistemi bərk məhlulunun dielektrik nüfuzluğunun temperaturdan ($\epsilon(T)$) asılılığı. a-x=0,9; b-x=0,8. 1-0 MQr, 2-0,25 MQr.

§4.4. γ -kvantlarla şüalanmış $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2$ sistemli bərk məhlullarının impedans spektrlərinin tədqiqi

Şüalanmamış və 0,25 MQR dozada şüalanmış $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2$ ($x = 0, 0.2, \text{ və } 0.3$) sistemi bərk məhlul nümunələrinin impedansının həqiqi və xəyali hissələri otaq temperaturunda tədqiq olunmuşdur. Təcrübi nəticələr əsasında kompleks impedans qodoqrafı şəkil 4.6-də təsvir edilmişdir

Şəkil 4.6-dən göründüyü kimi bərk məhlul nümunələri üçün kompleks müstəvi qodoqrafın qövsü Z' və Z'' -nin kəsişmə nöqtəsində maksimum yarım dairəyə yaxın həqiqi oxa meyillənən əyrini təsvir edir. Asılılığın belə forması, paralel ekvivalent əvəzetmə sxeminə uyğun gəlir (şəkil 3.19 a). Bu halda enerji daşınması tək relaksasiya müddəti ilə xarakterizə olunur.

, $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2$ bərk məhlullarının $x=0, 0.2, 0.3$ tərkibləri üçün impedans qodoqrafları şəkil 4.6- də göstərilmişdir, ölçmələr şüalanmadan əvvəl (a əyrisi) və 0,25 MQR doza şüalanmadan sonra (b əyriləri) yerinə yetirilmişdir. Qodoqraf qövsünün yuxarı (uc) hissəsi ω_{max} rezonanas tezliyinə uyğun gəlir. Z'' maksimumuna uyğun gələn tezliklərin relaksasiya $f_{(\text{max})}$ müddətləridir. Şüalanmadan əvvəl və 0,25 MQR şüalanmadan sonra $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2$ bərk məhlul nümunələri üçün tezlik dispersiyasının başlanğıcına uyğun gələn tezliklər cədvəl 4.2-də göstərilmişdir. Cədvəldən göründüyü kimi, bərk məhlulda Z'' maksimumuna uyğun gələn $f_{(\text{max})}$ tezliyində artım müşahidə olunur.

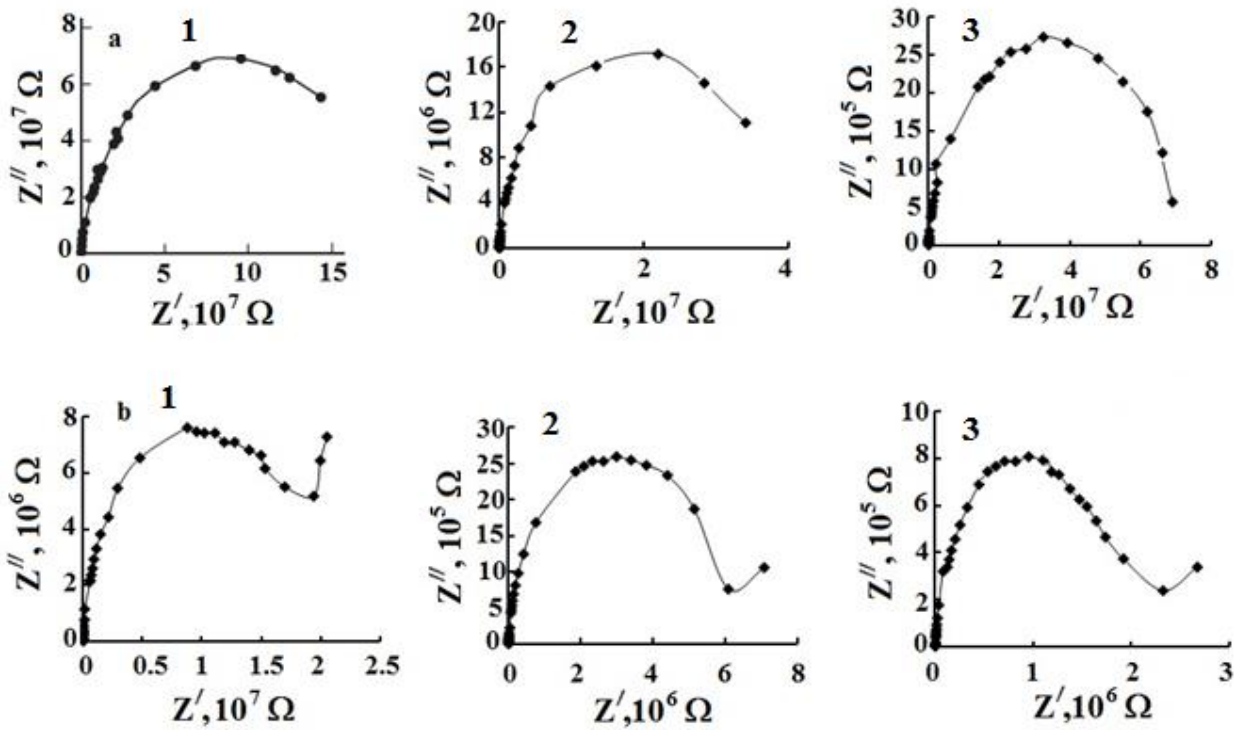
Şəkillərdən də göründüyü kimi, şüalanmadan əvvəl yükdaşınma prosesi tək relaksasiya müddəti ilə xarakterizə olunur (şək. 3.19 a). Həqiqi oxun mərkəzində yerləşən yarım dairəyə yaxın formaya malik olan qodoqraf aşağı müqavimətli və tədricedici kontakta malik olmayan eynicinsli nümunəyə uyğun gəlir. Bu cür qodoqrafın ekvivalent sxemi şəkil 3.19 a-da göstərilmişdir. 0,25 MQR dozada şüalanmış bərk məhlulların qodoqraf əyriləri bir paralel RC- zənciri üçün yarım dairəvi olub, diaqramların aşağı tezlikli oblastında şüalarla əks olunub (şəkil 3.19, b əyriləri).

Şüalanmadan əvvəl və 0,25 MQR dozada şüalanmış $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2$ ($x=0\div 1,0$) sistemi bərk məhlul nümunələri üçün tezlik dispersiyasının başlanğıcına uyğun gələn tezliklər.

Tərkib	Mрад	f_{\max} , (kHz)	$\tau=1/2\pi f_{\max}$	f_{jamp} , (kHz)
TlGaSe_2	0	0.1	$1.5 \cdot 10^{-3}$	1
	25	5	$3.18 \cdot 10^{-5}$	5
$\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2(x=0.2)$	0	2	$7.9 \cdot 10^{-5}$	10
	25	5	$3.18 \cdot 10^{-5}$	50
$\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2(x=0.3)$		4	$3.98 \cdot 10^{-5}$	100
		9	$1.9 \cdot 10^{-5}$	500

Qodoqraf ayrılərindəki bu şüalar qeyd etdiyimiz kimi, Varburqun diffuz impedansı ilə bağlıdır və bunun əsasında verilmiş diffuziya daşıyıcılarının sinusoidal siqnalının tezlik diapazonunda diffuziya layı sərhədinə çata bilməməsi dayanır. Varburqun diffuz impedansının meydana gəlməsi, kristalın superior hala keçməsi ilə γ -şüalanmadan sonra müşahidə olunur. Beləliklə, Varburq impedansı elektrokimyəvi dəyişin bir polyarlığında tətbiq olunan sinusoidal gərginliyin hərəkətli ionların ekektroddan diffuziya təbəqəsinə (layına) diffuziyasına, başqa polyarlıqda isə hərəkətli ionların elektroda diffuziyası prosesini modelləşdirir. Bunun nəticəsində proses diffuziya layından kənara çıxmır. Bu halda diffuz Varburq impedansının meydana gəlməsinə cavabdeh olan γ -şüalanmadan sonra tədqiq olunan $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2$ sistemi bərk məhlullarında müşahidə olunan Tl^{+1} ionlarının diffuziyası hesab olunur.

Müəyyən edilmişdir ki, tədqiq olunan bərk məhlulların radiasiya təsirinə məruz qaldıqdan sonra relaksasiya müddəti azalır. Ekvivalent sxem əvəzləmələri üsulundan istifadə edərək ($Z''-Z'$) kompleks müstəvi diaqramları analiz olunmuşdur. Göstərilmişdir ki, $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ sistemli bərk məhlulların γ -şüalanmadan sonra superior halına faza keçidi baş verir.



Şəkil 4.6. Şüalanmamış və 0,25 MQr dozada şüalandırılmış $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ sistemli bərk məhlulları üçün $Z''(Z')$ impedans qodoqrafı. 1-x=0; 2-x=0,2; 3- x=0,3. a-0 MQr, b-0,25 MQr. T=300 K.

§ 4.5. γ -kvantlarla şüalanmış $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ sistemli bərk məhlullarında dielektrik sabitinin (ϵ' , ϵ'') və impedansının tezlikdən asılılığı

4.5.1. $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ ($x=0$; 0,2; 0,3) sistemli bərk məhlullarının müxtəlif temperaturalarda dielektrik sabitinin (ϵ' , ϵ'') və impedans spektrlərinin tezlikdən asılılığı

Dəyişən elektrik sahəsində nizamsız sistemlərdə yükdaşınma hadisəsinin öyrənilməsi praktik və fundamental əhəmiyyət daşıyır. Eyni zamanda əsas məqsəd məlum nəzəriyyələr əsasında yükdaşınma mexanizmini müəyyən etməkdir. [166, s.368] ədəbiyyatına əsasən, dəyişən elektrik sahəsi tətbiq edildikdə, nizamsız kristallarda yükdaşınması prosesi aşağıda göstərilən mexanizmlərin birində baş verir.

- yükdaşıyıcıların keçirici zonaya ötürülməsi yolu ilə keçiricilik baş verir. Bu halda, keçiricilik delokallaşmış hallar üzrə baş verir.

- keçiricilik valent zonanın və ya valent zonanın kənarına yaxın lokallaşmış donör və ya akseptor hallara görə baş verir.

- cərəyanın daşınması Fermi səviyyəsinin yaxınlığında lokallaşmış hallarda sıçrayışlı keçiricilik vasitəsi ilə baş verir. Beləliklə, yükdaşınma mexanizmi quruluş xüsusiyyətləri və nizamsızlıqlarla əlaqələndirilir.

Hazırkı işdə, $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ ($x=0 \div 1,0$) sistemli bərk məhlul nümunələrində geniş temperatur intervalında keçiriciliyin tezlikdən asılılığının və ion daşınmasının xüsusiyyətləri araşdırılmışdır.

Məlum olduğu kimi, həm sıçrayıçlı keçiricilik həm də ion yük daşınması ilə əlaqəli olan keçiricilik kristal qəfəsin defekti ilə əlaqədardır [192, s. 442-447] [193, s. 1704-1709] [199, s.5-10]. Qeyd etdiyimiz kimi, bərk məhlullar nizamsız sistemlərə aiddir belə ki, bu cür sistemlərdə qəfəs düyünlərində periodiklik pozulur, lakin traslyasiya invariantlığı qalır. Beləliklə, yuxarıda deyilənləri nəzərə alaraq demək olar ki, tədqiq olunan bərk məhlulların defektləri sıfır- dimensional (istiqamətli) və ya nöqtəvidir.

Tədqiqatın məqsədi $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ sistemli bərk məhlullarında elektrikkeçiriciliyinin təbiətini geniş temperatur (180 K, 230 K, 300K) və tezlik (25- 10^6 Hz) intervalında öyrənərək yükdaşınma mexanizmini müəyyən etməkdən ibarətdir.

a) $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ sistemli bərk məhlulların müxtəlif temperaturlarda impedans spektrinin ($Z'(f)$ və $Z''(f)$) tezlikdən asılılığı.

$TlGa_{1-x}In_xSe_2$ sistemli bərk məhlul nümunələrinin $Z'(f)$ və $Z''(f)$ asılılıqları şəkil 4.7-də verilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi, ölçmə sahəsinin tezliyinin artması ilə kompleks impedansın həqiqi və xəyali hissələrinin qiymətlərinin azalması ilə müşahidə olunan dispersiya mövcuddur. $20-10^3$ Hz tezliklər intervalında $Z'(f)$ və $Z''(f)$ ayrılərində kəskin azalma müşahidə olunur, lakin tədqiq olunan spektrlərdə tezliyin daha da artması ilə asılılığın zəifləməsi müşahidə olunur. İmpedans spektrlərində dispersiyanın varlığı, impedans qodoqraf ayrılərindən istifadə edərək analiz edilməyə əlverişli relaksasiyanın mövcudluğunu göstərir. Dielektrik parametrləri ölçülərkən və impedans spektroskopiyaya metodlarından istifadə olunarkən bir qayda olaraq kompleks dielektrik sabitindən istifadə olunur (3.13 ifadəsi).

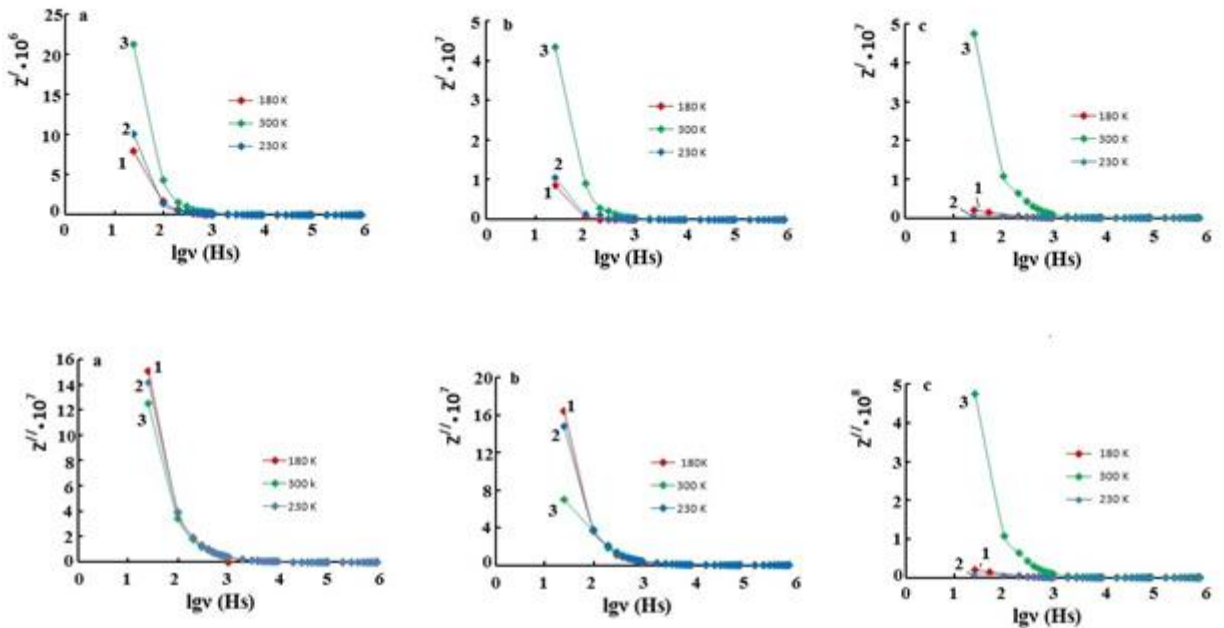
Bu üsul həm tədqiqat obyektinin qalınlığı, həm də onun sərhədində keçiricilik xüsusiyyətləri ilə bağlı ən dolğun məlumat əldə etməyə, həmçinin relaksasiya xarakterini müəyyən etməyə imkan verir.

$TlGa_{1-x}In_xSe_2$ sistemli bərk məhlullarının müxtəlif temperaturlarda impedans qodoqraf ayrıləri şəkil 4.8 və 4.9-da verilmişdir. Alınan ayrılərdən iki relaksasiya mexanizminin olmasını göstərən iki hissəyə ayırmaq olar. $Z''(Z')$ asılılığının yüksək tezlik hissəsi tədqiq olunan bərk məhlullarının böyük əksəriyyətində relaksasiya prosesi ilə əlaqəlidir. Bərk məhlulların impedans qodoqrafının aşağı tezlikli hissəsində relaksasiya mexanizmi, səthyanı oblastda daçıyıcıların konsentrasiya qradientinin olması ilə əlaqəli olan diffuziya mexanizmi ilə əlaqəlidir. Beləliklə, bərk məhlul nümunələrində enerjinin itməsi mexanizmi keçiriciliklə əlaqəli və relaksasiya polyarizasiyası ilə əlaqəli itkilərdən ibarətdir.

Şəkil 4.8 və 4.9- dan göründüyü kimi, bərk məhlulun tərkibləri üçün kompleks qodoqrafın qövsü yüksək tezliklərdə mərkəzləri həqiqi oxda olan yarım dairəyə yaxın ayrılması təsvir edir və yudaçınma prosesi bir relaksasiya müddəti ilə xarakterizə olunur.

Bu halda, $TiGa_{1-x}In_xSe_2$ sistemli bərk məhlullarının 0, 0.2, və 0.3 tərkibləri üçün elektrik dövrəsinin impedans komponentlərindən istifadə edərək ekvivalent sxemi təsvir edilmişdir. Bu cür qodoqraf, aşağı müqavimətli və təcridedicli kontaklı olmayan bircins nümunələrə uyğundur. Yüksək tezliklər hissəsinə uyğun belə bir ekvivalent sxem şəkil 3.19-da verilmişdir.

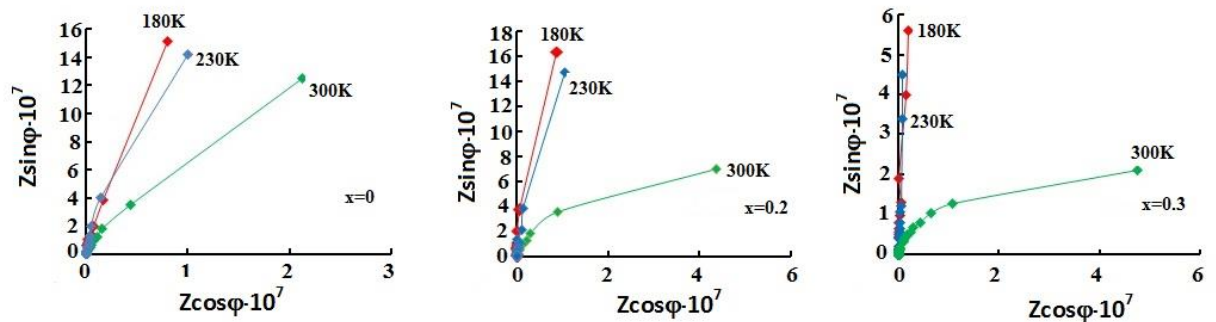
Şəkil 3.19 b-dəki ekvivalent sxem aşağı tezliklər diapazonuna uyğun gəlir. ($Z''-Z'$) kompleks diaqramının aşağı tezliklər oblastı şüaya uyğun gəlir (şək.4.9 və 4.10). 300 K temperaturda impedans qodoqraf ayrılıqlarında aşağı tezliklər oblastında müşahidə olunan şüalar bərk elektrolit və səth yaxınlığında diffuz ion daşınması əlaqələndirilir.



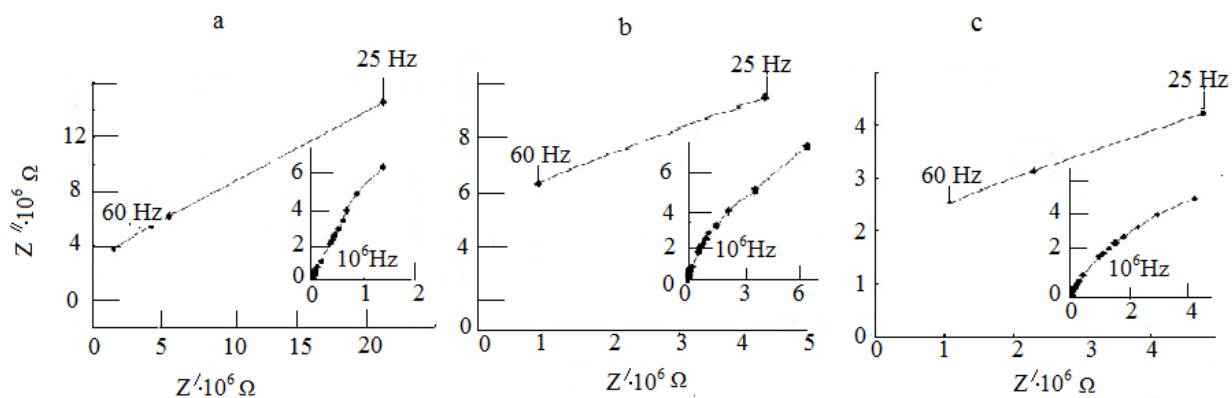
Şəkil 4.7. $TiGa_{1-x}In_xSe_2$ sistemli bərk məhlullarının impedansının həqiqi və xəyali hissələrinin tezlikdən asılılığı. Şəkil a, b, c uyğun olaraq $x=0; 0,2; və 0,3$. əyri 1,2, 3 uyğun olaraq 180, 230 və 300K temperaturlar.

Əvvəlki araşdırmalarımızda $TlGaSe_2$ kristallarında 300K-dən yuxarı temperaturlarda Tl^{+1} ionunun diffuziyası səbəbindən keçiricilikdə ion komponentinin üstünlük təşkil etməyə başladığı göstərilmişdir. İmpedans diaqramındakı şüalar, tətbiq olunan sinusoidal signalın tezlik intervalında yükdaşıyıcının diffuz layının sərhədinə çatmadığı fikrinə əsaslanan Varburq diffuz impedansının xüsusiyyətidir. Varburq diffuz impedansının müşahidə olunması, kristalın 300 K temperaturda aşağı tezliklərdə superion halına keçməsi ilə əlaqədardır.

Varburq impedansının aşağı tezliklərdəki ekvivalent sxemi şəkil 3.19 b-də göstərilmişdir, burada $Z_1 = R_1$ müqavimətdir və $Z_2 = 1/j\omega C$ isə tutumun impedansıdır (j xəyali vahid, ω isə tezlikdir). Beləliklə, varburq impedansı bir qütübdən nümunəyə tətbiq olunan sinusoidal gərginliyin mobil ionların elektroddan diffuz təbəqəyə yayılmasına və digər qütübdən- mobil ionların elektroda yayılmasına səbəb olan prosesidir. Bu halda proses diffuz qatdan kənara çıxmır. Bu vəziyyətdə, $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ bərk məhlul kristallarının səthyanı oblastında (interface) yığılmış Tl^{+1} ionları Varburq diffuz impedansının meydana gəlməsinə səbəb olur [84, s.56-64].



Şəkil 4.8. $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ bərk məhlullarının impedans qodoqrafı. Şəkil a, b, c uyğun olaraq $v_x = 0; 0.2$ və 0.3 . $T = 180, 230$ və 300 K.



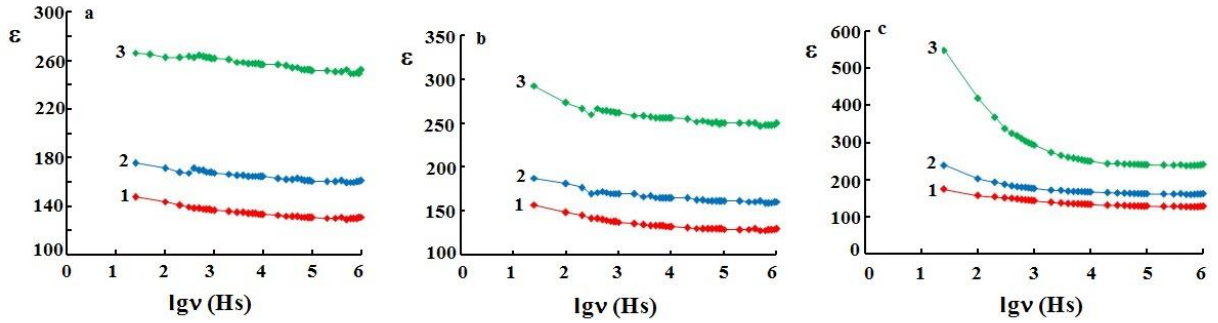
Şəkil 4.9. $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2$ bərk məhlul nümunələrinin aşağı tezlik və yüksək tezlik hissələrində qodoqraf ayriləri. Şəkil a, b, c uyğun olaraq $x = 0; 0.2$ və 0.3 . $T = 300$ K.

b) $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2$ bərk məhlul nümunələrinin müxtəlif temperaturlarda dielektrik sabitinin həqiqi və xəyali hissələrinin (ϵ' və ϵ'') tezlikdən asılılığı.

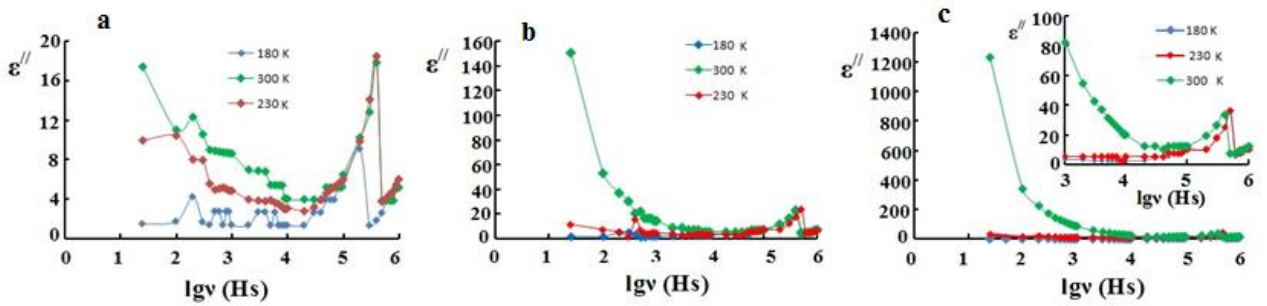
Şəkil 4.10 və 4.11-da (əyri 1) $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2$ bərk məhlulların $x = 0; 0.2$; və 0.3 tərkibləri üçün 180, 230 və 300K temperaturlarda kompleks dielektrik sabitinin həqiqi və xəyali hissələrinin tezlikdən asılılığı göstərilmişdir. Elektrik sahəsinin ölçülmə tezliyinin artması ilə kompleks impedans komponentlərinin qiymətlərində azalma müşahidə olunur ki, bu da dispersiyanın mövcudluğunu göstərir. Şəkil 4.11-də əyrilərdən göründüyü kimi, 25 ilə 10^6 Hz artan tezliklər oblastında ϵ' azalır və nisbətən aşağı tezliklərdə isə ϵ' kəskin azalma müşahidə olunur, belə ki ($f > 10^3$ Hz) tezliklərdə ϵ' tezlikdən zəif asılı olur. $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2$ bərk məhlul kristalları üçün yüksək tezlikli dielektrik sabitinin qiymətləri optik dielektrik sabitinin qiymətləri ilə eynidir. Relaksasiya polyarizasiyası ilə dielektriklərdə aktivasiya prosesləri, kompleks dielektrik sabitinin ϵ'' xəyali hissəsinin tezlik asılılığında maksimumların müşahidə olunur. Lakin tədqiq etdiyimiz nümunələrdə (şək. 4.11) tezliyin artması ilə hər iki component monoton olaraq azalır.

c. $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2$ sistemli bərk məhlullarının dielektrik itki bucağının tezlikdən asılılığı $\text{tg}\delta(f)$

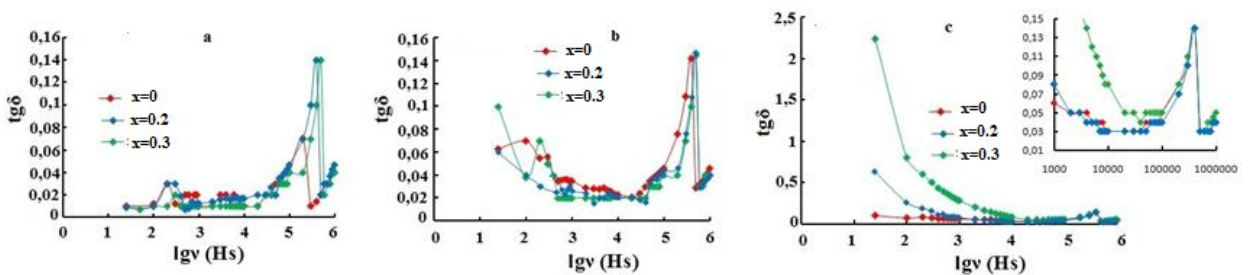
TlGa_{1-x}In_xSe₂bərk məhlullarının 180, 230 və 300 K temperaturlarda dielektrik itkilərinin tangens bucağının tezlikdən asılılığı şəkil 4.12-də verilmişdir.



Şəkil 4.10. Müxtəlif temperaturlarda TlGa_{1-x}In_xSe₂bərk məhlul kristallarının kompleks dielektrik sabitinin həqiqi hissələrinin tezlikdən asılılığı. a-x=0, b-x=0,2, c-x=0,3. 1- 180 K, 2- 230 K və 3-300K



Şəkil 4.11. Müxtəlif temperaturlarda TlGa_{1-x}In_xSe₂bərk məhlul kristallarının kompleks dielektrik sabitinin xəyali hissələrinin tezlikdən asılılığı. a-x=0, b-x=0,2, c-x=0,3.



Şəkil 4.12. Müxtəlif temperaturlarda TlGa_{1-x}In_xSe₂sistemli bərk məhlullarının dielektrik itgi bucağının tezlikdən asılılığı. a, b, c- uyğun olaraq 180, 230, 300 K.

Şəkil 4.12 a göründüyü kimi, bərk məhlulun tədqiqi olunan bütün tərkibləri üçün 180 K temperaturda $\text{tg}\delta(f)$ asılılığında maksimumdan keçir. Bu xüsusiyyət aşağı tezliklər intervalında $\nu \sim 10^2$ Hs müşahidə olunur, temperaturun artması ilə $\text{tg}\delta(f)$ asılılığındakı maksimum aşağı tezlik diapazonuna doğru sürüşür və eksperimental ölçmə imkanlarımızdan kənara çıxır. Digər bir maksimum yüksək tezliklər oblastındadır $\sim 10^5$ Hs. $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2$ sistemli bərk məhlullarda $\text{tg}\delta(f)$ asılılığında müşahidə olunan xüsusiyyətlər, relaksasiya mexanizminin və dielektrik itkilərinin dispersiyası ilə əlaqədardır. $\text{tg}\delta(f)$ asılılığında iki maksimumun olması iki relaksasiya müddətinin olması ilə əlaqələndirilir.

d. $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2$ sistemli bərk məhlullarının ac- keçiriciliyi.

[190, s.1229-1232] ədəbiyyatda, $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2$ sistemli bərk məhlullarda $T > 300$ K qiymətlərində ion yükdaşıyıcılarının konsentrasiyasının artması ilə əlaqəli olaraq elektrik keçiriciliyində sıçrayıçılı artma müşahidə olunmuşdur. Bu halda (elektronların bloklanması halında) xarici bir elektrik sahəsinin tətbiq edilməsi kristalın yaxın-elektron bölgəsində ikiqat elektrik layının yaranmasına səbəb olur. Bu da yaxın-səth tutumunun artması səbəbindən dielektrik sabitinin kəskin artmasına gətirib çıxarır. $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2$ bərk məhlulların $x = 0; 0,2$ və $0,3$ tərkibləri üçün elektrik keçiriciliyinin tezlikdən asılılığı tədqiq olunmuş və şəkil 4.13-də verilmişdir. Göründüyü kimi, tədqiq olunan bütün tərkiblər üçün $f = 10^2$ və $10^5 - 10^6$ Hs tezlik sahələrində iki xüsusiyyət müşahidə olunur.

Beləliklə, dəyişən sahədə yükdaşınma mexanizmi aşağıdakı amillərin təsiri ilə müəyyən ediləcək:

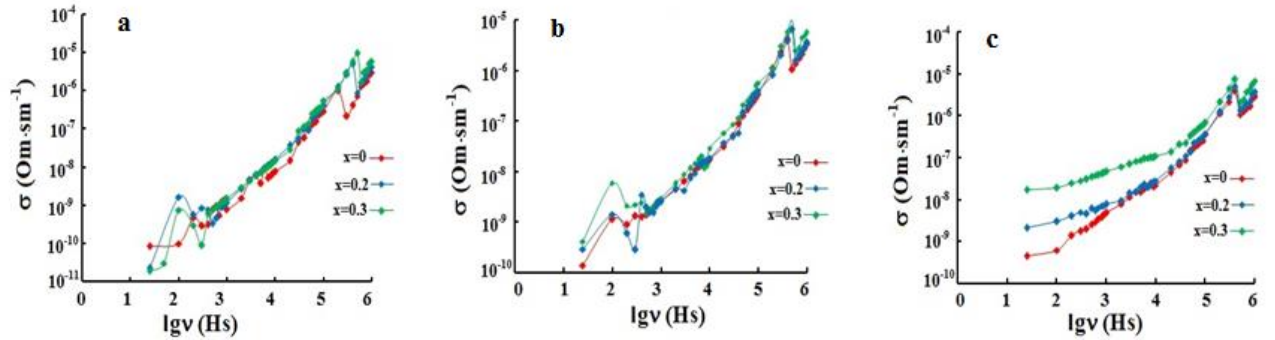
a- tədqiq olunan $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2$ əvəzetmə bərk məhlullarında Ga ilə In translasiya nizamsızlığının və nöqtəvi defektlərin varlığı;

b - tezlik dispersiyasının mövcudluğu- yükdaşınma mexanizminə təsir göstərir;

c- elektrik keçiriciliyinin mexanizmi, delokallaşmış hallarda sərbəst-fononlardan fononların iştirakı ilə lokallaşmış hallarda sıçrayışlı keçiricilik halına keçə bilən temperatur faktorunun olması;

d - yüksək temperaturlarda elektrik daşınmasının təbiətinə təsir edən bloklayıcı kontaktların olması, yəni elektrikkeçiriciliyindəki ion keçiriciliyinin əhəmiyyətli rol oynamağa başlayanda.

Müəyyən edilmişdir ki, zəif dəyişən elektrik sahələrində Fermi səviyyəsinin yaxınlığında lokallaşmış hallar üzrə yükdaşıyıcıların sıçrayıçlı mexanizmi ilə həyata



Şəkil 4.13. Müxtəlif temperaturlarda TlGa_{1-x}In_xSe₂ sistemli bərk məhlullarının keçiriciliyinin tezlikdən asılılığı. a- 180 K, b-230 K və c-300 K

keçirilir. Parametrlərin kəmiyyətcə qiymətləndirilməsi effektiv orta nəzəriyyə və Mott yaxınlaşması çərçivəsində aparılmışdır.

TlGa_{1-x}In_xSe₂ bərk məhlullarda 25–10⁶ Hz tezlik intervalında 180, 240 və 300 K temperaturlarda yükdaşınmanın metodları impedans spektroskopiyadan istifadə edilərək öyrənilmişdir. 300 K temperaturda aşağı tezlik oblastında bərk elektrolit və elektrolitin sərhəddinə yaxın ionların diffuziyası ilə əlaqədar keçiriciliyə əlavə töhvələrin olduğu göstərilmişdir. Aşağı tezliklərdə və 300 K temperaturda impedans qodoqraflarının Varburq diffuz impedansına xas olduğu göstərilmişdir

4.5.2. γ -kvantlarla şüalandırılmış $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ ($x=0; 0,2; 0,3$) sistemli bərk məhlullarının dielektrik sabitinin (ϵ' , ϵ'') və impedans spektrlərinin tezlikdən asılılığı

Şüalanmamış və 0,25 MQR dozada şüalandırılmış $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ ($x=0; 0,2; 0,3$) bərk məhlullarının dielektrik nüfuzluluğunun həqiqi və xəyali hissəsinin tezlikdən asılılığı şəkil 4.14-də (əyri 1) verilmişdir.

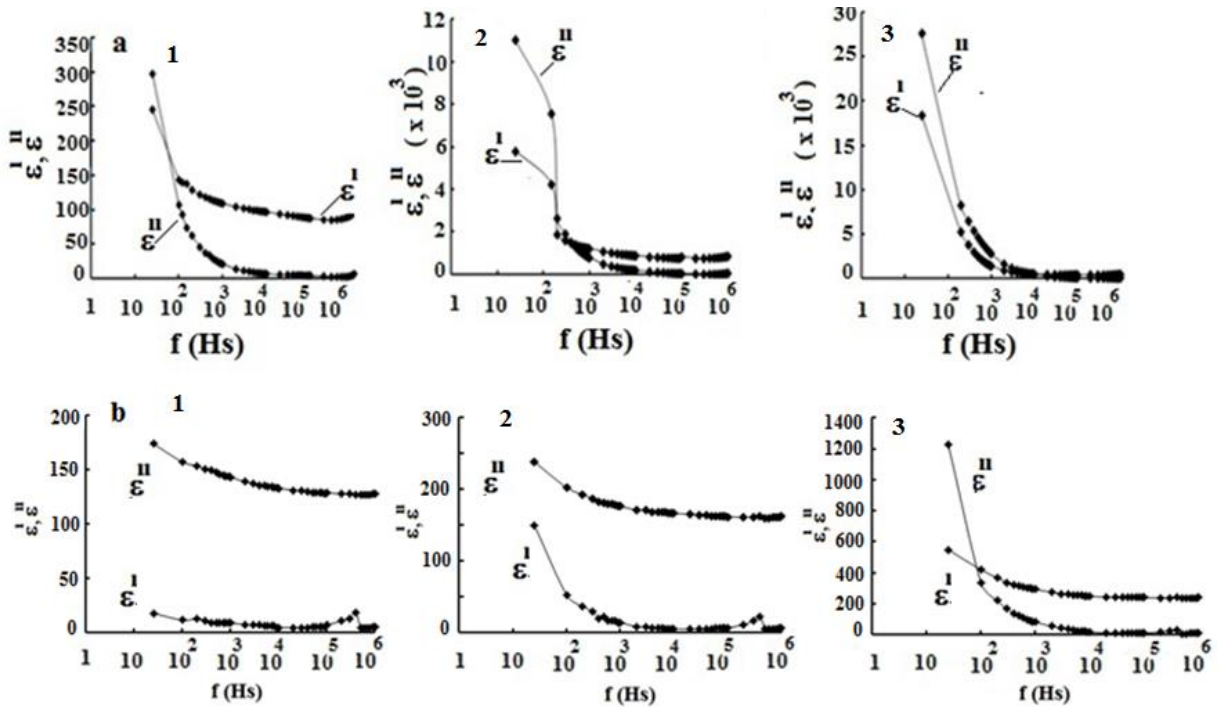
Bu xüsusiyyətlər, elektrik sahəsinin ölçmə tezliyinin artması ilə kompleks impedans komponentlərinin qiymətlərinin azalmasının müşahidə olunması dispersiya xassələrini aşkar edir. Şəkil 4.14 əyri 1-də 10³-dən 10⁶ Hz –dək artan tezliklərdə ϵ' zəif azalır və nisbətən aşağı tezliklərdə kəskin aşağı düşür, yüksək tezliklərdə ($f > 10^3$ Hz) ϵ' f-dən zəif aslı olduğu və 10⁶ Hz tezliklərində ~18,0 qiymətini aldığı göstərilmişdir. $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ bərk məhlul kristalları üçün yüksək tezlikli dielektrik sabitinin bu qiymətləri eyni zamanda optik dielektrik sabitinin ϵ' qiyməti ilə eynidir. 0,25 MQR doza ilə qamma şüalanmaya məruz qalan nümunələrin tezlik dispersiyasının təbiəti zəif dəyişir (şək.4.14 əyri 2). Yüksək tezliklərdə $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ bərk məhlullarında $x=0$ olduqda ϵ' 10 dəfə azalır, $x=0,2$ tərkibi üçün ϵ' 2 dəfə, $x=0,3$ üçün isə ϵ' 4 dəfə azalır. ϵ' və ϵ'' tezlik dəyişməsinin təbiəti $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ bərk məhlullarında dielektrik sabitinin relaksasiya dispersiyası mövcudluğunu göstərir.

$TlGa_{1-x}In_xSe_2$ ($x=0; 0,2; 0,3$) sistemli bərk məhlullarının dielektrik itkilərinin tangens bucağının tezlikdən asılılığı şəkil 4.16-də verilmişdir. Tədqiq olunan bərk məhlul nümunələrində $tg\delta(f)$ asılılığında $f \sim 10^3$ Hz tezlik intervalında maksimum müşahidə olunur və 10^6 Hz tezlikdə minimuma düşür. $f_p = 10^3$ Hz tezlik dispersiyasının və relaksasiya müddətinin $\tau = 10^{-3}$ qiyməti hesablanmışdır. Eyni tezlik sahəsində ölçülmüş $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ sistemli bərk məhlullarının dielektrik itkiləri şəkil 4.15-də göstərilmişdir. Bu çür xüsusiyyət $tg\delta(f)$ bərk məhlul kristallarında relaksasiya itkilərinin mövcudluğunu və *сквозной* keçiriciliyinin olduğunu göstərir [94, s.320].

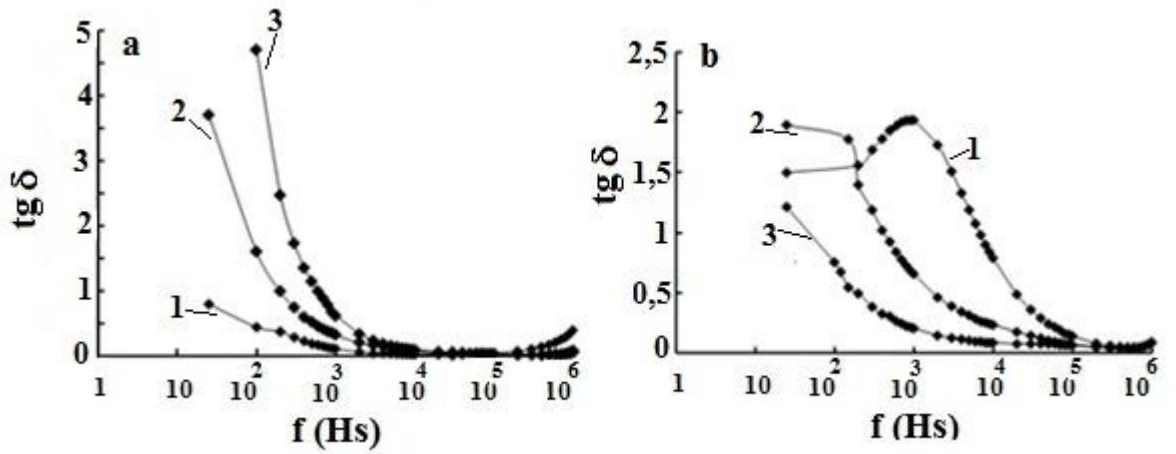
TlGa_{1-x}In_xSe₂ sistemli bərk məhlullarının tgδ(f) ayrılərində müşahidə olunan maksimumlar tədqiqi olunan nümunələrdə relaksasiya müddətinin malik olduğunu göstərir.

Şüalanmamış və 0,25 MQR dozada şüalandırılmış TlGa_{1-x}In_xSe₂ sistemli bərk məhlullarının T=300 K temperaturda ac-keçiriciliyinin tezlikdən asılılığı şəkil 4.16-də verilmişdir. Şəkillərdən görüldüyü kimi, 10⁶ tezliyində bərk məhlulun ac keçiriciliyinin təxminən 10 dəfə kəskin artımı müşahidə olunur.

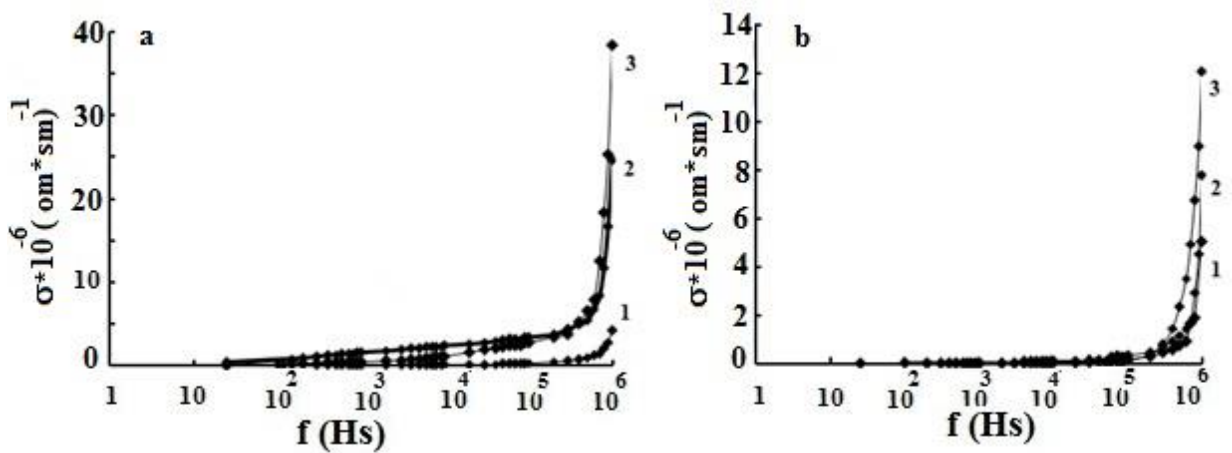
Şəkillərdən görüldüyü kimi, elektrik keçiriciliyinin tezlikdən asılılığına radiasiyanın təsiri praktik olaraq qeyd olunmur. Bu onunla əlqədardır ki, tədqiq edilən bərk məhlullar 300 K temperatur və 10⁶ tezliyində superior fəzada yerləşir, bu temperaturda və bu tezlikdə keçiricilik əsasən ionlaşmış və sistemi nizamsızlaşmışdır. Beləliklə, bu şəraitdə əlavə defektlər radiasiyaya məruz qaldıqda elektrik keçiriciliyinin tezlik asılılığına təsir göstərmir [195].



Şək. 4.14. TlGa_{1-x}In_xSe₂ bərk məhlullarının kompleks dielektrik nüfuzluğunun həqiqi və xəyali hissələrin tezlik dispersiyasından asılılığı. Şək a-0MQR əyri 1-x=0; 2-x=0,2; 3-x=0,3; b-0,25 MQR əyri 1-x=0; 2-x=0,2; 3-x=0,3.



Şəkil. 4.15. $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ sistemli bərk məhlullarının dielektrik itgi bucağının tezlikdən asılılığı. 1– $x=0$; 2– $x=0,2$; 3– $x=0,3$: a-0 MQR, b- 0,25 MQR



Şəkil. 4.16. $T=300K$ temperatur intervalında $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ bərk məhlullarının ac -keçiriciliyinin tezlikdən asılılığı. a-0 MQR əyri 1– $x=0$; 2– $x=0,2$; 3– $x=0,3$; b- 0,25 MQR əyri 1– $x=0$; 2– $x=0,2$; 3– $x=0,3$.

V FƏSİL

VANADIUM ATOMLARI İLƏ AŞQARLANMIŞ TlInS_2 KRISTALLARININ ELEKTRİK VƏ DIELEKTRİK XASSƏLƏRİNİN VƏ ATOM QÜVVƏ MİKROSKOPIYA ÜSULLARI İLƏ VAN-DER-VAALS SƏTHLƏRİNİN TƏDQIQI

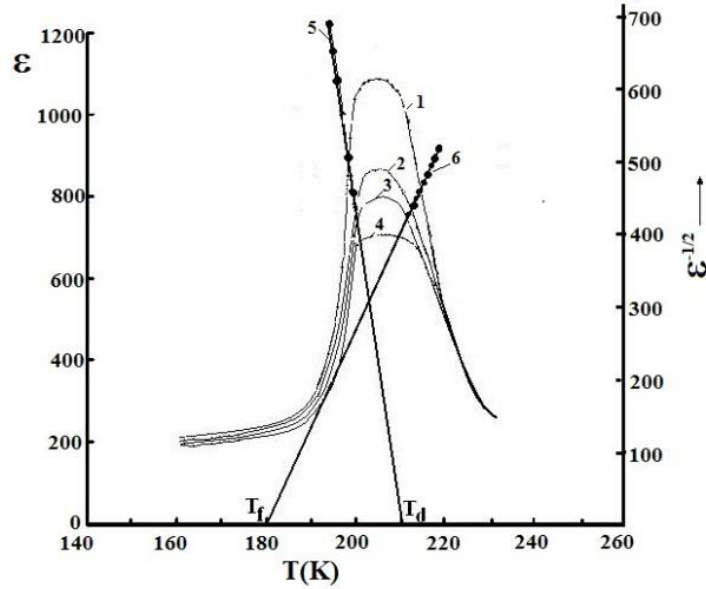
§5.1. Vanadium atomları ilə aşqarlanmış TlInS_2 kristallarının elektrik və dielektrik xassələrinə γ - şüaların təsiri

Bizim əvvəlki tədqiqatlar göstərmişdir ki, TlInS_2 kristalının bəzi qarışıqlarla aşqarlanması, nizamsız faza oblastında dielektrik həssaslığının artmasına gətirib çıxarır [157, s.664] [158, s.] [54, s.] [166, s.368] [192, s.442-447]. Relaksasiyanın səbəbinin nanoölçülü polyar domenlərin meydana çıxmasının olması və bu da, nizamlı fazanın dipol və seqnetoelektrik vəziyyətindən öncə gəlməsinə səbəb olduğu müəyyən olunmuşdur.

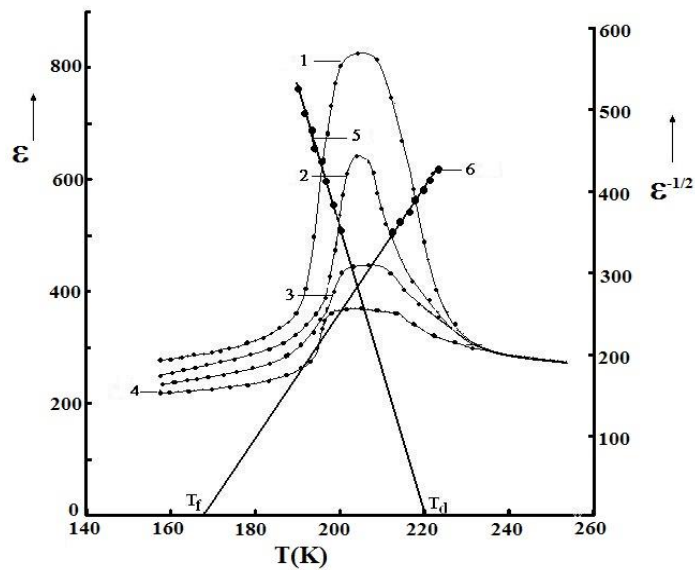
Relaksasiya vəziyyətinin əmələ gəlməsinə gətirib çıxaran aşqar atomları, öz növbəsində, yarımkeçirici-seqnetoelektrik TlInS_2 kristalının qadağan olunmuş zonasında tutma səviyyələrini meydana gətirir. Bu səviyyələri dolduran yük daşıyıcılar fazaca məhduddur və nəticə olaraq, bu vəziyyətdə keçiricilik, potensial çəpərdə tunel yoluyla həyata keçirilir. Fe, Mn, Cr, B, V atomları ilə aşqarlanmış TlInS_2 kristallarında yük daşıma prosesi müşahidə olunan zaman həmçinin ölçsüz faza oblastında aktivasiyasız temperaturdan asılı olmayan sıçrayışlı keçiricilik müəyyən olunmuşdur. Yuxarıda deyilənləri nəzərə alaraq vanadium atomu ilə aşqarlanmış TlInS_2 kristalının elektrik və dielektrik xassələrinə qamma şüaların təsiri tədqiq edilmişdir.

$\text{TlInS}_2\langle V \rangle$ kristalının dielektrik nüfuzluğunun temperatur asılılığı şəkil 5.1-də göstərilmişdir. Dispersiya tezliyinin araşdırılması, ölçmə sahəsinin dörd tezliyində həyata keçirilmişdir. $\text{TlInS}_2\langle V \rangle$ kristalında dielektrik nüfuzluluğunun

temperaturdan asılılığının yayılmış maksimumlarının dəyişməsi, tezliyin 1 kHs-dən 1 MHs-ə kimi artması zamanı 5K təşkil edir (şəkil 5.1, 1-4 ayrılırları).



Şəkil5.1. 0.3% Vanadium atomu ilə aşqarlanmış TIInS₂ kristalında dielektrik nüfuzluğunun ϵ (T) temperaturdan asılılığı, (əyri 1-1kHs, əyri 2-10kHs, əyri 3 – 100 kHs, əyri 4 – 1MHs, şüalanmamış).

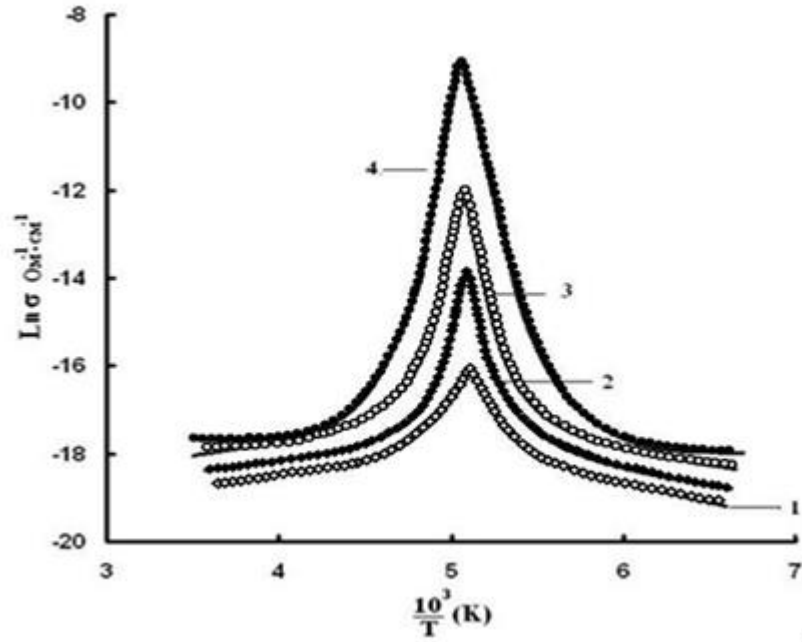


Şəkil5.2. 0.3% Vanadium atomu ilə aşqarlanmış TIInS₂ kristalında dielektrik nüfuzluğunun ϵ (T) temperaturdan asılılığı, (əyri 1-1kHs, 2-10kHs, 3 – 100kHs, 4 – 1MHs, 4 MQR dozada şüalanmış)

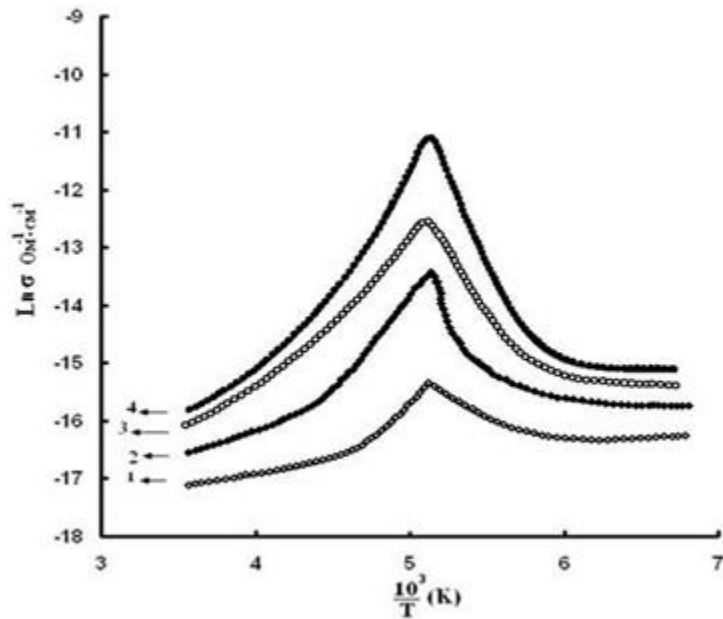
Güman etdiyimiz kimi, $\text{TlInS}_2\langle V \rangle$ kristalında relaksasiya vəziyyətinin yaraması şərti, faza keçidi temperaturunun, lokal mərkəzlərin termadolmasının temperatur oblastı ilə uyğunlaşmasıdır. Relaksasiyaların xassələrini, birləşmələrin enerji halına təsir edən az miqdarda qatışıqı tətbiq etməklə əhəmiyyətli dərəcədə dəyişmək olar [157, s.664][158, s.][54, s.][166, s.368][192, s.442-447]. Bu halda, dielektrik nüfuzluğunun maksimal temperaturunun dəyimi bir neçə dərəcəyə çata bilər. Yayılmış fazalı keçidlərə malik seqnetoelektriklərin əhəmiyyətli bir xüsusiyyəti, onlarda dielektrik nüfuzluğu T_m temperaturundan yuxarıda Kuri- Vayss qanunu ilə deyil, $\varepsilon^{-1/2} = A + B(T - T_0)$ qanunu ilə dəyişməsidir. Məlum olduğu kimi [193, s.1704-1709] [199 s.5-10], dielektrik nüfuzluluğunun temperaturdan asılılığının yayımlı təbiəti relaksor halın olması üçün zəruri şərtədir. Lazımi şərt ondan ibarətdir ki, $\varepsilon^{-1/2}(T)$ asılılığı xətti olaraq dəyişir. $\varepsilon^{-1/2}(T)$ asılılığının xətti olaraq dəyişməsi yetərli şərt hesab olunur. T_c - şüalanma zamanı bir qayda olaraq azalır, bu da bütün seqnetoelektriklərin artan deffekt konsentrasiyası ilə seqnetoelektrik xüsusiyyətlərini zəiflətməyə yönəlmiş ümumi qayda olduğunu göstərir (cədvəl 5.1). Bu asılılıq şəkil 5.2- də göstərilmişdir.

Şəkildən görüldüyü kimi, 4 MQR dozada şüalanmış kristalda $\varepsilon^{-1/2}(T)$ asılılığı yüksək temperatur və aşağı temperatur oblastlarında alınan temperatur oxunu $T_f = 170$ K (şəkil 5.2. 5 əyrisi) və $T_d = 220$ K-də (şəkil 5.2. 6 əyrisi) $\varepsilon(T)$ əyrisinin maksimum temperatur oblastı istiqamətində kəsməkdədir. Relaksor seqnetoelektriklərdə bu polyar dipolların donduğu temperaturdur və kristal seqnetoelektrik şüşə halından nizamlı seqnetoelektrik halına çevrilir. Bu temperatur, tələ mərkəzlərində temperatur doldurulmasının meydana gəlməsi və lokalizə olunmuş yükdaşıyıcıların neytral olması ilə xarakterizə olunur. Məlum olduğu kimi [193, s.1704-1709], faza keçidlərinin yayılmasına gətirib çıxaran əsas səbəb, kristalda nizamsız yükpaylanması nolduğu hesab olunur. 4 MQR doza ilə şüalanma zamanı diffuziyanın artması onu göstərir ki, şüalanma zamanı kristalın həcmində dipol enerji mərkəzləri meydana gəlir.

Araşdırmanın bu mərhələsində bu dipol mərkəzlərinin təbiəti haqqında sadəcə fərziyyə söyləmək mümkündür. Bu şüalanmanın yaratdığı elektron həyəcanlanması enerjisi hesabına əmələ gələn radiasiya defektləri hesabına ola bilər.



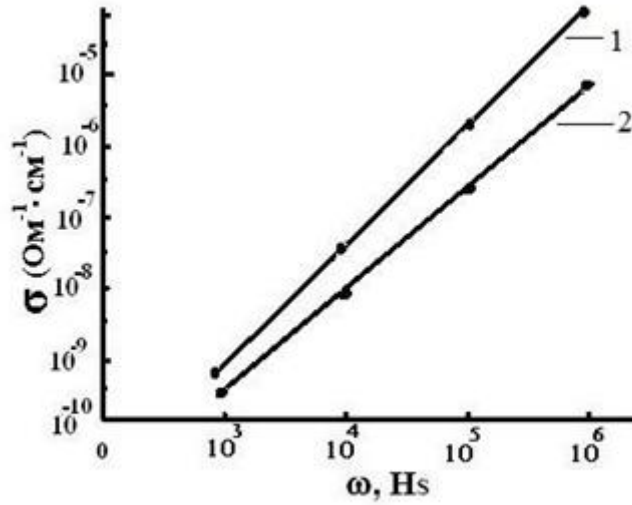
Şəkil 5.3. 0.3% vanadiumatomu ilə aşqarlanmış TlInS₂ kristalında elektrik keçiriciliyinin $\sigma(T)$ temperaturdan asılılığı, (əyri 1-1kHs, 2-10kHs, 3 – 100 kHs, 4 - 1MHs, şüalanmamış)



Şəkil 5.4. 0.3% vanadium atomu ilə aşqarlanmış TlInS₂ kristalında elektrik keçiriciliyinin $\sigma(T)$ temperaturdan asılılığı, (əyri 1-1kHs, 2-10kHs, 3 – 100 kHs, 4 – 1MHs, 4 MQr -şüalanmış)

Bizim fikrimizcə, TlInS₂<V> birləşməsində radiasiya defektlərinin formalaşması üçün ən çox ehtimal olunan mexanizm qarışıq vanadium atomunun çox laylı ionlaşmasıdır. Əmələ gələn defekt kristalın qadağa zonasındaki enerji səviyyələrini artırır, bu səviyyələrin termoldurulması, şüalanmamış birləşmə ilə müqayisədə nisbətən daha aşağı temperturda baş verir. Yəni, seqnetoelektrik şüşənin mövcud olduğu oblast genişlənilir. [190, s.1229-1232] işində γ - şüalanmanın nizamlı və nizamsız fazanın keçid oblastında Rb₂ZnCl₄ və Pb₂ZnBr₄ kristallarının dielektrik nüfuzluğuna təsiri tədqiq edilmişdir. Göstərilmişdir ki, şüalanmanın dozası artıqca, kristalların hər ikisi üçün dielektrik nüfuzluğunun maksimumu azalır, eni isə artır. Dozanın artırılması ilə Rb₂ZnCl₄ üçün faza keçidi temperaturun azaldığı, Pb₂ZnBr₄ üçün artdığı və yayıldığı müəyyən olunmuşdur. Bu proseslərdə dominant rol ionlaşmış tip defektlər oynayır. Faza keçidlərinin yayılması, böyük ehtimal polyar defektlərin verilmiş kristalın spontan polyarizasiyası ilə qarşılıqlı təsirindən yaranır [108, s.109-111]. [8, s.2243-2245] ədəbiyyat məlumatına görə şüalanma dozasının artması ilə faza keçidinin temperaturunun azalması, kristalda seqnetoelektrik aktiv dipolların konsentrasiyasının azalması ilə nəticələnir. Əvvəlki işlərimizdə γ - şüalanmanın TlInS₂ kristallarının dielektrik və elektrik xüsusiyyətlərinə təsiri ölçülə bilən (comensurate) və ölçüsüz (incomensurate) fazada faza keçidi oblastında təsvir etmişik və bu birləşmələrdə relaksasiya vəziyyətinin əldə edilməsi imkanı qeyd olunmuşdur [49, s. 77-79]. İki və ya daha çox laylı ionlaşma zamanı anion atomunun müsbət yükləndiyi ortaya çıxır və onun kationla əhatə olunmuş sahədə normal halının qeyri sabit olduğu göstərilmişdir. Müsbət yüklü kationlarla elektrostatik qarşılıqlı təsir nəticəsində, müsbət yüklü anion sonradan təsirsiz hala gətirilən düyünlər arası sahəyə çıxarılır.

Ədəbiyyat məlumatlarını və öz təcrübələrimizin nəticələrini təhlil edərkən deyə bilərik ki, γ - şüalanma $\text{TlInS}_2\langle\text{V}\rangle$ birləşməsinin relaksasiya halına təsir göstərir və onun mövcudluğunun temperatur intervalını genişləndirir. Həmçinin göstərilmişdir ki, Vogel- Fulcher T_f – temperaturu aşağı temperatur istiqamətində, Berns temperaturu T_d - isə yüksək temperatur istiqamətində dəyişir.



Şəkil 5.5. 0.3% vanadium atomu ilə aşqarlanmış TlInS_2 kristalında elektrik keçiriciliyinin $\sigma(f)$ tezlikdən asılılığı, (əyri 1- 0 MQR, 2- 4 MQR)

TlInS₂<V> eyni zamanda həm seqnetoelektrik, həm də yarımkeçirici hesab olunduğu üçün, bu kristalın elektrik xassələrinin öyrənilməsi böyük əhəmiyyət kəsb edir. Yuxarda qeyd etdiyimiz kimi, TlInS₂<V> kristalının 1kHs-1MHs tezlik intervalında elektrik keçiriciliyinin və dielektrik nüfuzluğunun temperatur asılılığının tədqiqi böyük maraq kəsb edir. TlInS₂<V> kristalının elektrik keçiriciliyinin temperatur asılılığı geniş tezlik intervalında öyrənilmişdir və şəkil 5.3 və 5.4-də təsvir olunmuşdur.

T_d – T_f temperatur intervalında elektrikkeçiriciliyin temperaturdan asılılığı Mott qanunu ilə təsvir olunur və sıçrayışlı keçiricilik mexanizminə cavab verir [10, s.846-848]. Məhz bu temperatur oblastında TlInS₂<V> seqnetoşüşə halındadır. T_f =170K-dən aşağı olan temperatur intervalında, keçiricilik praktik olaraq temperaturdan asılı olmur. TlInS₂<V> kristalının T=200K temperaturdakı elektrik keçiriciliyinin tezlik asılılığının tədqiqinin nəticələri şəkil 5.5-də təsvir olunmuşdur. Şəkildən görüldüyü kimi, 10³-10⁶ Hs tezlik oblastlarında elektrik keçiriciliyi ω^{0.8} qanunu ilə dəyişir. Bu Fermi səviyyəsinin yaxınlığında lokalizə edilmiş hallara görə yük daşıyıcıların sıçrayışlı keçiricilik mexanizminə tabe olduğunu göstərir [10 s.846-848].

Aşqarlanmış maddələrdə qarışıqın atomları sərbəst mövqedədir və hər bir atomun yaxınlığındakı elektronlar sərbəst potensialın təsirinə məruz qalırlar. Periodik olmayan sahədə enerjisi E olan elektronun əsas funksiyalarının ψ (x,y,z) formasında verildiyini və Ω həcmində bir elektron tərəfindən normallaşdırıldığını zənn edək. Elektron Fcosωt dəyişkən sahəyə təsir göstərir, belə ki, potensial enerji exFcosωt ilə mütənasibdir.

$$\sigma(\omega) = \frac{2\pi e^2 h^2 \Omega}{m^2 \omega} \int \{f(E)[1 - f(E + h\omega) - f(E + h\omega)(1 - f(E))]\} |D|_{cp}^2 N(E)N(E + h\omega) dE \quad (5.1)$$

Fermi səviyyəsinə yaxın enerjiləri olan daşıyıcılar tərəfindən sıçrayışlı keçiricilik üçün keçiriciliyin tezlik asılılığı, $\omega \left[\ln \frac{v_{\text{fon}}}{\omega} \right]$ olmalıdır, yəni $\omega^{0.8}$ ilə mütənasibdir, nə zaman ki, $\omega \ll v_{\text{fon}}$ olduqda keçiricilik aşağıdakı ifadə ilə müəyyən olunur.

$$\sigma(\omega) = \frac{\pi^3}{96} e^2 kT [N(E_F)]^2 \alpha^{-5} \omega \left[\ln \frac{v_{\text{fon}}}{\omega} \right]^4 \quad (5.2)$$

Burada, e - elektronun enerjisi, k - Bolsman sabiti, N_F - Fermi səviyyəsinə yaxın lokalizə olunmuş halların sıxlığı, $a = \frac{1}{\alpha}$ - lokallaşma radiusu, α - lokalizə olunmuş yük daşıyıcının dalğa funksiyasının azalma sabiti, v - fonon tezliyidir.

(5.2) ifadəsi $\text{TlInS}_2 < V >$ kristalında Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokallaşmış halların sıxlığını müəyyən etməyə imkan verir.

$$N^2(E_F) = \frac{96 \sigma(f) \alpha^5}{\pi^3 e^2 kT f \left[\ln \left(\frac{v_{\text{fon}}}{f} \right) \right]^4} \quad (5.3)$$

Əgər $T = 190 \text{ K}$, $v_{\text{fon}} = 10^{12} \text{ Hs}$, $f = 10^6 \text{ Hs}$ olarsa $T = 190$ temperaturda

$$N^2_F = 1.2 \cdot 10^{48} \sigma(f) \alpha^5 \quad (5.4)$$

alırıq.

Şüalanmamış $\text{TlInS}_2 < V >$ kristalında Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokallaşmış halların sıxlığının qiyməti $T = 190 \text{ K}$ -də (nanodomen hallar) $N_f = 7.89 \cdot 10^{17} \text{ eV}^{-1} \text{sm}^{-3}$ təşkil edir, 4 MQR dozada şüalandıqdan sonra bu qiymət $N_f = 1.8 \cdot 10^{18} \text{ eV}^{-1} \text{sm}^{-3}$ kimi müəyyən olunmuşdur. Dəyişən elektrik sahəsində sıçrayışlı keçiricilik nəzəriyyəsinə əsasən bir lokalizə olunmuş haldan, digər lokalizə olunmuş hala yükdaşıyıcının sıçrayışının orta uzunluğunu müəyyən etməyə imkan verir [10, s.846-848] [13, s.157-162]:

$$R = (1/2\alpha) \ln \left(\frac{v_{\text{fon}}}{f} \right) \quad (5.5)$$

TlInS₂<V> kristalı üçün sıçrayışın orta uzunluğu şüalanmış halda R=207 Å , 4 MQR dozada şüalanmadan sonra isə R=172.3 Å qiymətini alır.

Fermi səviyyəsinin yaxınlığındakı enerji halları arasındakı fərqi ΔE (5.6) ifadəsinə görə müəyyən etmək olar:

$$\Delta E = \frac{3}{4\pi R^3 N(E_F)} \quad (5.6)$$

Tədqiq etdiyimiz şüalanmamış nümunələr üçün enerji halları arasındakı fərq $\Delta E=0.038$ eV, 4 MQR dozada şüalanmış nümunələr üçün isə $\Delta E= 0.026$ eV qiymətləri alınmışdır.

Şüalanmamış və 4 MQR dozada şüalanmış TlInS₂<V> kristalının sıçrayışlı keçiriciliyinin parametrlərinin qiymətləri hesablanmış və cədvəl 5.1-də verilmişdir. Sıçrayışlı keçiriciliyin Berns (T_d) temperaturundan aşağıda həyata keçidiyi göstərilir. Foqel-Fulçer temperaturuna qədər (T_f) termoaktivasiyalı, T_f-dən aşağıda aktivasiyasız sıçrayışlı keçiricilik yer tutur [92, s.53-56] [5, s.20-26] [198, s.30-33].

Cədvəl 5.1

Şüalanmamış və 4 MQR dozada şüalanmış TlInS₂<V> kristalının sıçrayışlı keçiriciliyinin parametrlərinin hesablanmış qiymətləri

Nümunə	Doza (MQR)	N _F (eV ⁻¹ sm ⁻³)	R(Å)	ΔE (eV)	N _t (sm ⁻³)
TlInS ₂ <V>	0	7.89·10 ¹⁷	207	0.038	2,99·10 ¹⁶
TlInS ₂ <V>	4 MQR	1.82·10 ¹⁸	172.3	0.026	4,73·10 ¹⁶

Şüalanmamış və γ-kvantlarla şüalanmış TlInS₂<V> kristalının dəyişən elektrik sahəsinin təsiri altında elektrik keçiriciliyinin tədqiqi nəticəsində müəyyən edilmişdir ki, sistem relaksor halında (nizamsız fazada) olduqda yəni, Berns (T_d) temperaturu ilə Foqel-Fulçer temperaturu intervalında keçiricilik sıçrayışlı xarakter daşıyır. Sıçrayışlı keçiriciliyin parametrlərinin qiymətləri hesablanmış: lokallaşmış halların sıxlığının

(N_F), tələlərinin konsentrasiyasının (N_t) qiymətlərinin aşqardan və şüalanma dozasından aslı olaraq artması, sıçrayışların orta uzunluğunun (R) və lokallaşmış halların enerji fərqi (ΔE) qiymətlərinin isə azalması müəyyən edilmişdir.

§ 5.2. TiInS_2 və $\text{TiInS}_2\langle V \rangle$ kristallarının Atom-Qüvvə mikroskopiya üsulları ilə Van-der-Vaals səthlərinin tədqiqi və onlara γ -şüaların təsiri

Skanedici zond mikroskopununun (SZM) köməyi ilə əldə edilən informasiyalar, iki ölçülü tam ədəd z_{ij} (matrisi) olan SZM təsviri şəklində saxlanır. İndekslər cütünün hər bir qiyməti skanedici sahənin xaricindəki səthin müəyyən bir nöqtəsinə uyğun gəlir. Səth nöqtələrinin koordinatları sadəcə uyğun indeksin, informasiyanın yoxlanıldığı (həyata keçirildiyi, tutuşdurulduğu) nöqtələr arasındakı məsafəyə vurularaq hesablanır. Bir qayda olaraq, skanedici zond mikroskopununun təsvirləri özlərini 200×200 yaxud 300×300 ölçülü elementlərə malik kvadrat matrislər kimi göstərilir. Skanedici zond mikroskopununun təsvirləri vizuallaşdırılması komputer qrafikləri vasitəsilə əsasən (2D) iki ölçülü və üç ölçülü (3D) aydın təsvirlər formasında həyata keçirilir.

2D vizuallaşdırma zamanı, $z = f(x,y)$ səthinin hər bir nöqtəsi, səth nöqtəsinin hündürlüyünə uyğun olaraq müəyyən bir rəng tonu ilə əlaqələndirilir. 3D vizuallaşdırması zamanı, $z = f(x,y)$ səthinin təsviri piksellər və ya xəttlərdən istifadə edərək aksonometrik proyeksiyada qurulur. Təsvirlərin ən effektiv üsulu, səthin işıqlandırılması şərtlərinin modelləşdirilməsi, səthin üzərindəki sahənin bəzi nöqtələrində yerləşən nöqtəvi mənbənin modelləşdirilməsidir. Bu halda, relyefin bəzi kiçik xüsusiyyətlərini vurğulamaq mümkündür. Skanedici zond mikroskopununun təsvirləri bir qayda olaraq, səth relyefi ilə əlaqədar faydalı məlumat ötürməyən sabit bir tərkibə malikdir, hansı ki, səth relyefi ilə əlaqədardır, lakin nümunənin Z oxu boyunca skan yerdəyişməsinin dinamik aralığının ortasına doğru yanaşmasının dəqiqliyini əks etdirir.

Zond mikroskopunun köməyi ilə alınan səth təsvirləri ümumi əyriyə malikdir (əyilməyə). Bu bir neçə səbəbə görə ola bilər. İlk olaraq, əyilmənin nümunənin

zondan asılı olaraq yanlış yerləşdirilməsi yaxud nümunənin müstəvi paralel olamaması səbəbi ilə əmələ gələ bilər. İkincisi zondun nümunəyə nisbətən yerdəyişməsinə gətirib çıxaran temperatur dreyfi ilə bağlı ola bilər, üçüncü, bunun səbəbi pyezoskanerin yerdəyişməsinin qeyri xətti olması ola bilər. Əyrini təsvir etmək üçün SZM çərçivəsində böyük həcmdə faydalı sahə sərf olunur, beləliklə, təsvirin kiçik detalları itmiş olur. Bu çatışmamazlığı aradan qaldırmaq üçün çıxarılma əməliyyatı həyata keçirilir.

Skanedici zond mikroskopunun əsas iş rejimlərindən biri mənfi əks əlaqəli sistemlərin köməyi ilə həyata keçirilən sabit qarşılıqlı təsir (qüvvə və tunel cərəyanı) rejimidir. Skanlaşma prosesindəki növbəti qəbul edici siqnalı dəstəkləyici siqnal ilə müqayisə edir və qəbul edicinin çıxış siqnalının analizinin nəticələrindən asılı olaraq, zond və nümunə arasındakı aralığı artıran yaxud azaldan piyezoötürücü üçün idarəedici qismində istifadə olunan korrektəedici siqnal istehsal edir. Sabit qarşılıqlı təsir rejimindəki informasiyalı siqnalı, piyezoötürücünün z koordinatı boyunca hərəkətini idarə edən siqnal hesab olunur.

Qeyd edək ki, lokal kontakt oblastında kifayət qədər böyük mexaniki təzyiqlər, elektrik sahəsinin gərginlikləri və elektrik cərəyanının sıxlığı yarana bilər. Bu amillərin ayrı-ayrı və ortaq təsiri nümunənin səthinin və zondun ucunun nəzərə çarpacaq dərəcədə lokal modifikasiyasına gətirib çıxarır. Daha doğrusu, zond və nümunə arasındakı qarşılıqlı təsir səviyyəsini artıraraq, SZM-ı araşdırılan (tədqiq edilən) səthin sıfır və ya minimum pozulmuş səviyyəsilə diaqnostik rejimdən zond litoqrafiyası rejiminə keçirmək mümkündür, bu nümunənin səthində əvvəlcədən müəyyən olunmuş strukturların nanometr səviyyəsində fəza yolu ilə yaranmasını təmin edir. Beləliklə, eyni nano-zond həm tədqiq edilən səthin lokal xassələrinin diaqnostikası üçün, həm də nümunə səthinin mikro və nano quruluşunun dəyişdirilməsi üçün səbəb ola bilər.

Skanedici zond mikroskopunun istiqamətlərindən biri olan atom qüvvə mikroskopu, səth elementlərin üzərində çox kiçik nanometr ölçülərində araşdırma və coxalma metodudur. Skanedici zond mikroskopunun yaradıcıları onu ilkin olaraq

numünənin səthini modifikasiya etmək üçün təklif etmişdilər [12, s.219-222] [104, s.791-795][115, s.2142-2144] [116, s. 56930].

Həqiqətən, zondun nümunə ilə lokal bir təmas bölgəsində, kifayət qədər böyük qüvvələr, elektrik sahə gücləri və elektrik cərəyanının sıxlığı yarana bilər. Bu və digər amillərin ayrı-ayrı və ya birgə hərəkətləri nümunənin və zondun səthinin nəzərəcarpacaq dərəcədə lokal modifikasiyasına səbəb ola bilər. Yəni zond və nümunə arasındakı qarşılıqlı təsir səviyyəsini yüksəltməklə, skanedici zond mikroskopununun istismar olunan səthin sıfır və ya minimum səviyyədə dağılması ilə ölçmə rejimindən nümunənin səthində nanometr səviyyəsində müəyyən edilmiş strukturların yaranmasını təmin edən litoqrafiya rejiminə köçürmək mümkündür. Beləliklə, skanedici zond mikroskopu - zond nanotexnologiyada yeni bir istiqamət açılmışdır.

Hal hazırda zond nanotexnologiyası ayrı funksional elementlər (MOM diod, bir elektronlu transistorlar), ultra sıx məlumatların saxlanması ilə yaddaş qurğuları şəklində nanoelektronik diskret cihazların yaradılmasına gətirib çıxarıb. Fərdi molekulların istifadəsi və modifikasiyası elementar bir əsas kimi qəbul edildikdə, molekulyar elektronika ideyası tamamilə həyata keçirilə bilər.

Skanedici zond mikroskopunun zondunun köməyi ilə tətqiq olunan nümunənin səthini dəyişdirmək üçün bir neçə əsas mexanizm var: elektrik, atom-qüvvə, mexaniki, elektrokimyəvi və bu mexanizmlər arasında müxtəlif kombinasiyalar.

5.2.1. TlInS₂ və TlInS₂ <0.1%V> kristallarının lay boyunca Van-der-Vals səthlərinin tədqiqi

Hazırkı işdə məqsəd, nanoplastik deformasiyanın laylı TlInS₂ və 0,1% vanadiumla aşkarlanmış TlInS₂ kristallarının səthlərində əsas fiziki qanunauyğunluğu müəyyənəndirilməsi və onların nanosəviyyədə səthlərin strukturlaşmasına təsir edən ümumi kinetika proseslərinin öyrənilməsindən ibarətdir.

Aşağıda qofra (büzmələnməmiş) və dislokasiya olunmuş strukturların səth qatlarında formalaşma xassəsinin qanunauyğunluğu və onların fərqli mühitdə səth

strukturların kinetikasının təsirinə baxılır. TlInS_2 və $\text{TlInS}_2 <0.1\% \text{V}>$ aylıl kristalların Van der Vals səthi qatında struktur formalaşmaların həndəsə ölçüləri və profilləri atom-quvvə mikroskopiyası ilə müəyyən edilmişdir. Visker və büzməlmə elementlərin formalaşma təbiətinə görə, təbii məişəli oksidləşmə prosesi ilə yanaşı gedən həm başlangıç həm də sonuncu deformasiya halında səthlərin qatlarının deformasiyasının olması müşahidə olunur. Plastik axının xüsusiyyətlərinə cavab verən amillərin təhlili aparılıb.

Bu baxımdan laylı TlInS_2 kristalının Van der Vals səthində nano ölçülü boşluqların meydana gəlməsinin tədqiqatları maraqlı olur. Təyin olunmuşdur ki, TlInS_2 kristalının Van der Vals səthində plastik deformasiya nəticəsində müxtəlif formada xətti defektlər və nanölçülü qovuglar yaranır. Hesab etmək olarki, TlInS_2 kristalında nanoobyektlərin uzunlunun təşkil etməsi, superstexiometrik diffuz atomlarının və aşqar layları arasında olan qarşılıqlı təsir sayəsində, bunların qarşılıqlı əlaqəsinin integrasiyasına və yeni nanofazların yaranmasına gətirib çıxardır.

Prinsipcə TlInS_2 matrisini götürərək, formalaşan nanoobyektləri idarə etmək və uyğun nanostruktur fragmentlər yaratmaq olar. Bu vəziyyətdə laylararası nanostrukturların xüsusiyyətləri, səthin morfoloqiyasının, aşqar atomların tədqiqatıyla aydınlaşdırılır [74, s.125-132] [75, s.25-31] [68, s.6-10] [77, s.11-13] [76, s].

TlInS_2 kristalının Van der Vals səthini meydana gətirən S atomları təbiətdə qeyri-metaldır və laylı kristalların çətin oksidləşməsinin əsas səbəbidir [39, s.32]. Yüksək davamlılıq səthin kiçik nahamarlığı və qırılmış əlaqələrin yoxluğu, TlInS_2 səthinin qəlpələnmə morfoloqiyasını havada və otaq temperaturunda atom-qüvvə mikroskopiyası ilə araşdırma aparmağa imkan verir.

Tədqiq olunan səthin əsl strukturunu təqdim edərkən nümunənin havada ekspozisiya olunmasından bir neçə dəqiqədən sonra baş verən laylı kristalının Van der Vals səthində nazik oksid təbəqənin olması nəzərə alınmalıdır. Zond mikroskopiyası nanometr miqyaslı səthlərin ölçmələrində əsas metod sayılaraq özünə atom-qüvvə mikroskopiyası və tunnel-güc mikroskopiyasının (TGM) daxil edir. Metodun adı istifadə edilən fiziki qüvvələr tərəfindən müəyyən edilir. Atom-

qüvvə mikroskopiyası araşdırmalarında oksidləşmə səthlərində kontaktsiz rejimdə zondun uclugu və səthin arasında olan qarşılıqlı əlaqə, oksid səthindəki elektrostatik yükləmələrlə və Van der Vals gücü ilə təyin olunur. Atom-qüvvə mikroskopiyası tədqiqatları nümunə hazırlıqdan sonra havada aparıldı.

Tədqiq olunan kristallarında atomlararası qarşılıqlı əlaqəsinin gücü üç parametrlərlə xarakterizə edilir: hərəkət radiusu, burada qüvvələr yoxolma səviyyəsində azdır; əlaqə enerjisinin qiymətinə görə; elektron sıxlığının və valent elektronların fəzada bölüşdürmə xüsusiyyətlərinə görə.

Tədqiq olunan kristalların struktur xüsusiyyətlərindən yaranan zəif Van der Vals qüvvələrinin təbəqələr arasında hərəkət etməsi və təbəqələrin içərisində olan atomlar arasında güclü kovalent əlaqələrin olması anizotrop kristallara xasdır [26, s. 2045-2050] [9, s]. TlInS_2 kristalındakı layının daxilində və lay arasında olan kimyəvi birləşmələrin anizotropiyası hamar-atomlu səthin kiçik sıxlı səth vəziyyətinin əldə etmək olur.

Otaq temperaturunda atom qüvvə mikroskopundan istifadə edərək TlInS_2 və $\text{TlInS}_2 < 0.1\%$ V aşqarlanmış kristalların Van-der-Vals səthində olan morfolojiyanı tədqiq etmişdir.

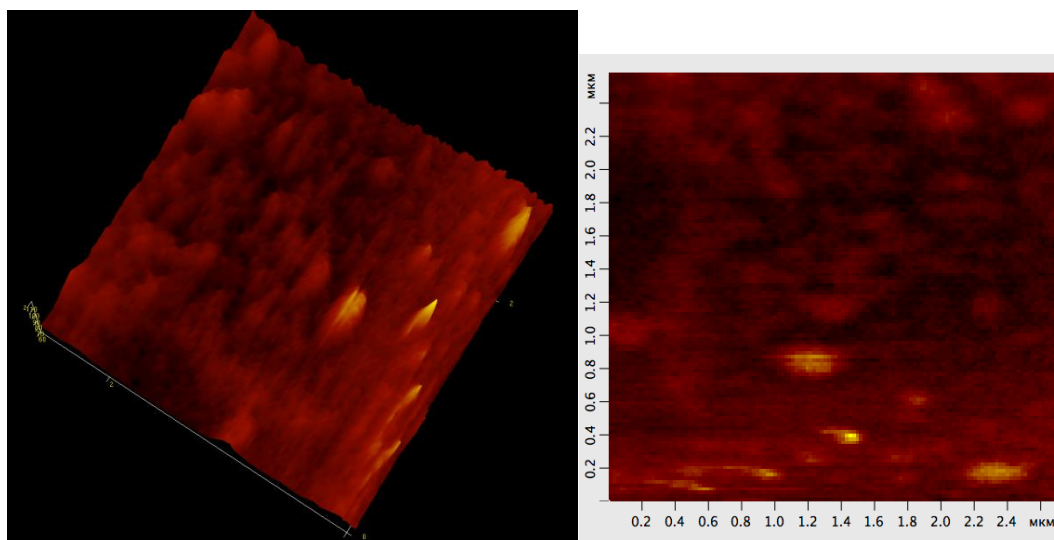
Tədqiqatlar Solver-NEXT atom-qüvvə mikroskopiyasının istifadəsi ilə aparılırdı. Lezviyalı bıçaqla laya ayrılmış nümunəni atom-qüvvə mikroskopiyasının skan stoluna yerləşdirilir. Məlumdurki, laylı kristalların səthləri hamar-atomlu və S atomların səthi örtüyünə görə TlInS_2 kristalını kiçik oksidləşmə sürəti əlavə səth hazırlığı olmadan ölçmə aparmaq olur. Scan olunan sahə mikroskop interfeysinə quraşdırılmış yüz ölçülü böyütmə ilə bir video kamera ilə təyin olunmuş, $\sim 5 \times 5 \text{ mkm}^2$ seçilmişdir.

Araşdırmaların AQM görünüşlərindən təmiz bir TlInS_2 altlığının nahamar orta-kvadratik dəyəri $\sim 0,05 \text{ nm}$ idi, yəni bu səthi hamar-atomlu hesab etmək olar. Səthin üzərində absorbsiya olunmuş molekullar nizamlı bir şəkildə səthdə yerləşmiş nanoölçülü klasterlər formalaşdırır. Bu sahədə tədqiqatın maraqlı olması 100 nm-dək qədər olan müxtəlif nanostrukturların əldə edilməsi ilə bağlıdır. Nanostrukturların aşqarlarının spontan nizamlanması şəraitində isə, laylı yarımkeçiricilərin Van der

Vals səthində törəmə əldə etmək və bununlada cərəyan daşıyıcıları üçün lokalizə olunmuş potensial yaratmaq imkanı olsun. Bu cür əlavələr periodik strukturların optoelektron və termoelektrik cihazların bazasını təşkil edən, nanoteldən, nano-adadan və kvant nöqtələrindən ibarət olan yüksəkqəfəslər yaranır.

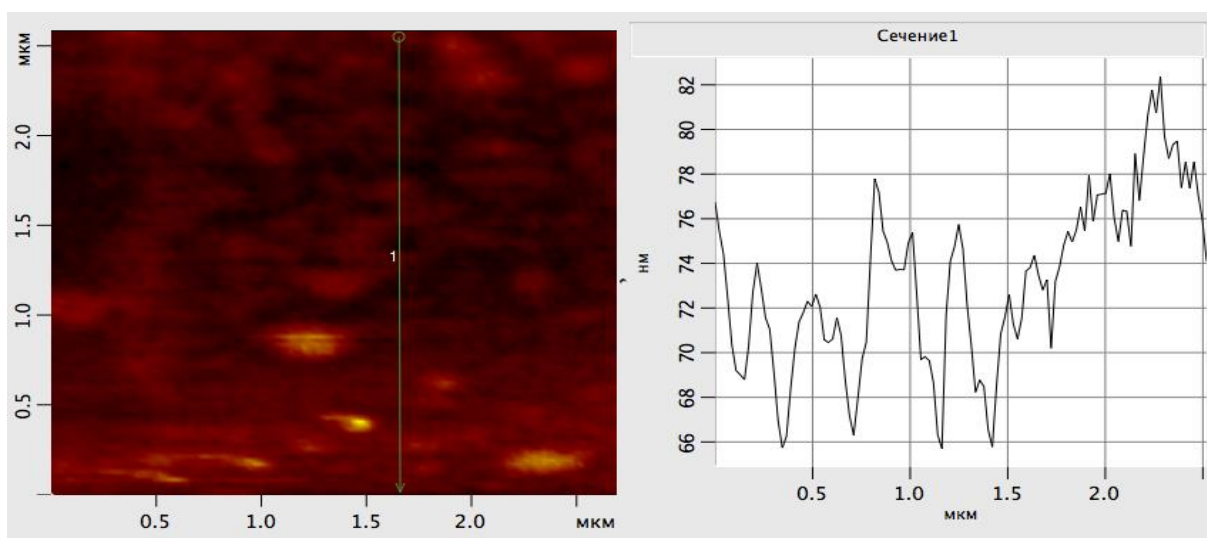
Səth defektləri nizamsızlıq mexanizmə görə formalaşır. Dislokasiyalar asanlıqla hissəli dislokasiyalara parçalanır. Anionların bazalı sahələrində bir-birindən çox kiçik məsafədə yerləşən dislokasiya sistemlərinin elastik qarşılıqlı təsirinin nəticəsi olaraq Van der Vals səthində nanoölçülü dislokasiya relyefi yaranır. Səthi gərginliklərin izotrop paylanması ilə monoklin simmetriyaya malik olur və 100nm qədər lateral ölçüləri ilə xarakterizə olunur. Van der Vals səthində defektlər lokalizə olunmuş sərbəst əlaqə üçün mərkəz olaraq, atoma yeridilmə zamanı aktiv mərkəz kimidə çıxış edirlər.

Tədqiq olunan nümunələrin səth xüsusiyyətləri haqqında az məlumat olduğundan, skanlanma $\sim 14 \text{ mkm}^2$ ölçülərindən başlandı. Skanlama nəticələri əsasında skanlamanın optimal sürətinin qiyməti götürülmüşdür. Bundan sonra skanlama sahəsi ən kiçik tərəfə dəyişdirilirdi. Skanlama nəticələrinə görə, sonrakı skanlama parametrləri təyin edildi. Bu parametrlərə birinci növbədə zondun rezonans tezliyinin tərpəniş seçimi aiddir, hansıki zondun hissiyatını və ölçülən səthin zondla olan minimal məsafəsini təyin edir. Həmçinin skanlama sürəti 4 mkm/san skanlama addımı və əks əlaqə artımı götürülürdü. Araşdırmalar otaq temperaturunda aparılmışdır.



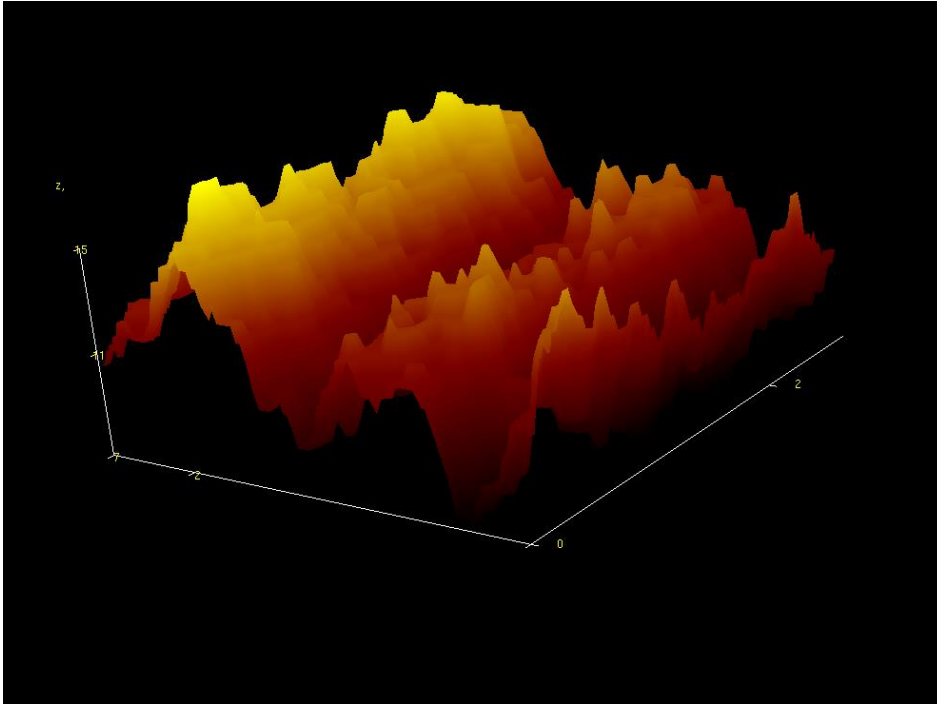
a)

b)

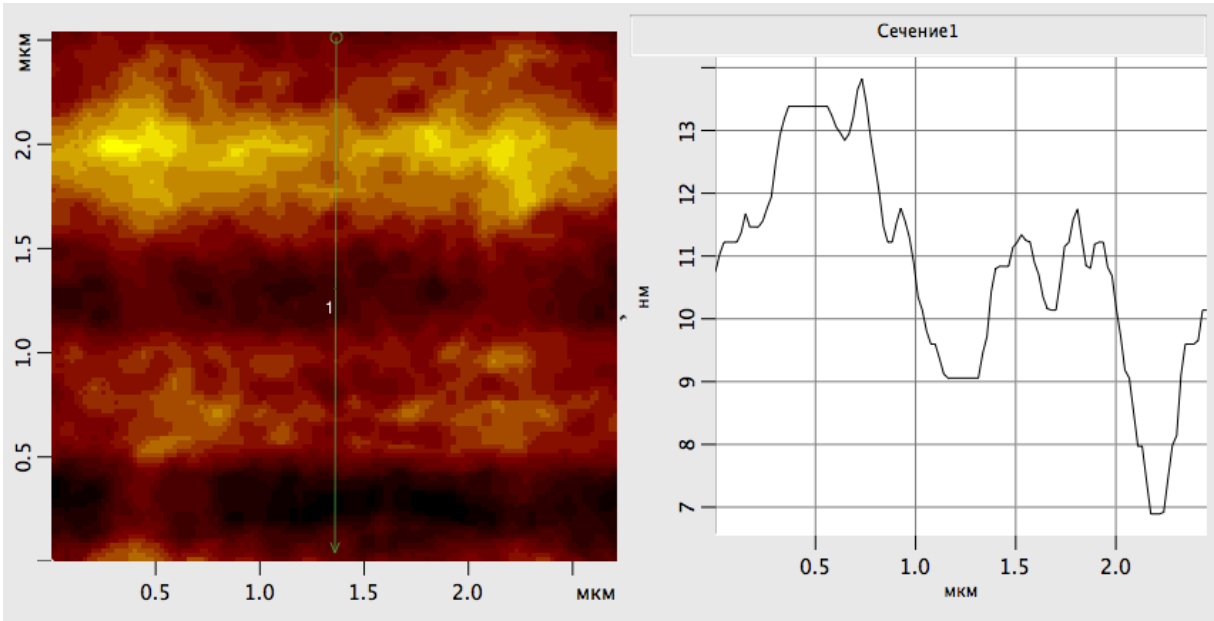


c)

Şək. 5.6. TIInS₂ laylı kristalının Van der Vals səthinin atom qüvvə mikroskop obrazı a) 3D formatda b) 2D formatda c) 2D formatında səthin obrazının seçilmiş fragmentləri və profiloqramması. Şəkil c- də xətt uzununa göstərilib.



a)



b)

c)

Şək 5.7. TIInS₂ <0.1%V>laylı kristalının Van der Vals səthlərinin təsviri. a) 3D formatında b) 2D formatında c) 2D formatında səthin obrazının seçilmiş fragmentləri və profiloqramması. Şəkil c- də xətt uzununa göstərilib.

TlInS₂ və TlInS₂ <0.1%V> kristallarının otaq temperaturunda 3D miqyasında alınmış AQM səkilində ayrı viskerli nanoəmələlər müşahidə olunurdu, hansılarki, konusvari formalar almışdır. (bax.şək.5.6 avəşək.5.7 a). TlInS₂ və TlInS₂ <0.1%V>kristallarının səthlərinin 2D-şəkilləri 5.6 b və 5.7 b şəkillərində verilmişdir.

Seçilmiş səthin (001) istiqamətindəki hündürlüklərin maksimal fərqi 40 nm təşkil edir və görüldüyü kimi, TlInS₂ səthinin özünü təşkil etmə prosesinin baş verdiyi büzməli formaya malik olur.

Şək. 5.6 - 5.7-dən görüldüyü kimi, özündəntəşkil olunmuş, büzmələnmiş strukturlar, bir neçə nanometr hündürlük fərinə sahib fraktal profiloqrammalara sahib olur.

Şəkil 5.6 b və 5.7 b də bölünmə istiqamətinin oxuyla çəkilmiş, skan metodu ilə AQM sahəsinin səthi 30x90 nm² 2D təsviri və profiloqrama görsədilib. Şək 5.6 b və 5.7 b görüldüyü kimi, profil hündürlüyü 4-7 nm arasında dəyişir, vəyan(lateral) ölçülər 10 nm çata bilir. TlInS₂<0.1% V kristalının səthinin bir hissəsinin onlarla mikronun sırası ilə skanlaması, səthin strukturunu və onun morfologiyasını dəyişdirməmişdir. Büzmələnmiş strukturların baş verməsini səth boyunca atomların istiqamətli daşınması ilə izah etmək olar ki, bu da yarımkeçirici kristallarda dalgavarı və pilləli strukturların inkişafına səbəb olur.

Nanoplastik deformasiyanın laylı TlInS₂ və TlInS₂ <0.1% V> kristallarının səthlərində əsas fiziki qanunauygunlugun müəyyənələdirilməsi və onların nanosəviyyədə səthlərin strukturlaşmasına təsir edən ümumi kinetika proseslərinin araşdırılması məsələsi qoyulub. Aşağıda büzmələnmiş və dislokasiya olunmuş strukturların səthlayındadəyişmə və formalaşma xassəsinin qanunauygunluğu və onların fərqli mərhələlərdə səthi strukturların kinetikasının təsirinə baxılır.

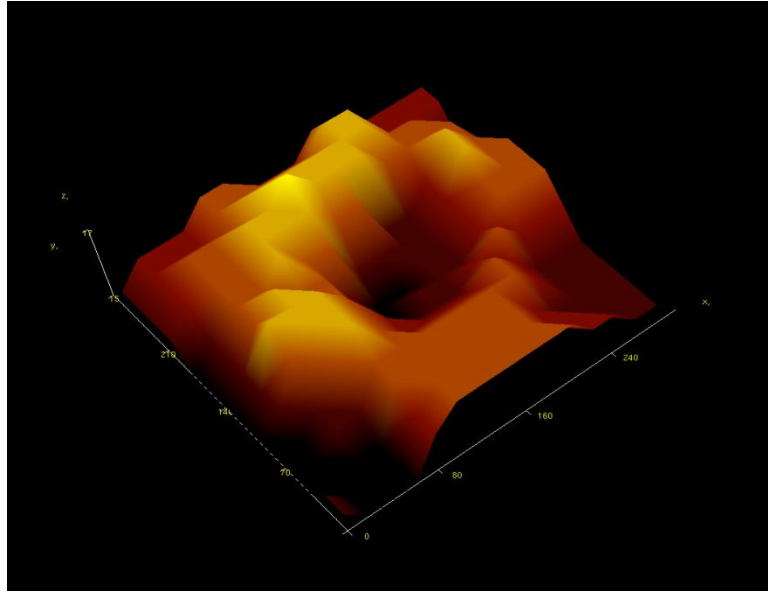
Visser və büzmələnmə elementlərin formalaşma təbiətinə görə, təbii məişəli oksidləşmə prosesi ilə yanaşı gedən həm başlanğıc həm də sonuncu deformasiya mərhələsindəlaylarınsəthlərin deformasiyasının olması müşahidə olunur. Plastik axının xüsusiyyətlərinə cavab verən amillərin təhlili aparılıb. Bu baxımdan laylı TlInS₂ kristalının Van der Waals səthində nanoölçülü boşluqların meydana gəlməsinin tədqiqatları maraqlı olur. Təyin olunubki, TlInS₂-nin Van der Vals səthində plastik

deformasiya nəticəsində müxtəlif formada xətti defektlər və nanölçülü oyuqlar yaranır. Hesab etmək olarki, TlInS_2 kristalında nanoobyektlərin özunün təşkil etməsi, superstexiometrik S diffuz atomlarının və S-S aşqar layları arasında olan qarşılıqlı təsir sayəsində və bu qarşılıqlı əlaqənin integrasiyasına və yeni nanofazaların yaranmasına gətirib çıxardır. Prinsipcə tədqiq olunan kristalların matrisin götürərək, formalaşan nanoobyektləri idarə etmək və uyğun nanostruktur fragmentlər yaratmaq olar. Bu vəziyyətdə layarası nanostrukturların xüsusiyyətləri, səthin morfoloqiyasını, aşqar atomların tədqiqatıyla və artım sərti ilə aydınlaşdırılır [74, s.125-132][64, s.3-12] [65, s. 34-44] [182, s.78-80]. TlInS_2 kristalının Van der Vals səthini meydana gətirən S atomları təbiətdə qeyri-metaldır və səthinin çətin oksidləşməsinin əsas səbəbidir [40, s. 190] [69, s. 25-31] [68, s. 6-10] [72, s.] [62, s.] [66, s. 131-132].

Tədqiq olunan səthin əsl strukturunu təqdim edərkən nümunənin havada [37, s.423-430] [68, s.6-10] [71, s.342-343][63, s.] [61, s.175-176]ekspozisiya olunmasından bir neçə dəqiqədən sonra baş verən Van der Vals səthində nazik oksid təbəqənin olması nəzərə alınmalıdır [62, s.] [66, s. 131-132] [67, s. 167-169].

Atom güc mikroskoputədqiqatlarında oksidləşmə səthlərində kontaktsiz rejimdə zondun uclugu və səthin arasında olan qarşılıqlı əlaqə, oksid səthindəki elektrostatik yükləmələrlə və Van der Vals gücü ilə təyin olunur. TlInS_2 və $\text{TlInS}_2 < 0,1 \% \text{V}$ kristallarında atomlararası qarşılıqlı əlaqəsinin gücü üç parametrlərlə xarakterizə edilir:

- hərəkət radiusu r' , hansıdakı cəlbedici qüvvələr yox olacaq səviyyəsində azdır.
- əlaqə enerjisinin həcminə görə
- elektron sıxlığının və valent elektronların fəzada bölüşdürmə xüsusiyyətlərinə görə.



Sək.5.8. $\text{TlInS}_2 <0.1\% \text{V}>$ yuxarı layındakı çox bucaqlı vəziyyətdə olan nanoölçülü oyuq.

TlInS_2 və $\text{TlInS}_2 <0,1 \% \text{V}>$ kristallarının yuxarı layında, çoxbucaq formasında əmələ gələn nanoölçülü oyuqlar müşahidə olunur. Nanoölçülü oyuqların formalaşması, səthin yuxarılayının içində kovalent əlaqələrin qırılması nəticəsində baş verir. Bu defekt vanadium atomlarının yeridilməsi zamanı baş verir. Nanoklasterlərin formalaşması TlInS_2 və $\text{TlInS}_2 <0,1 \% \text{V}>$ kristallarının yuxarı layının içində kovalent əlaqələrin qırılması nəticəsində baş verir.

TlInS_2 və $\text{TlInS}_2 <0,1 \% \text{V}>$ üst təbəqəsində kovalent əlaqəsinin qırılmasından sonra nanoölçülü oyuqların yarandığıda In atomları damcıya yığılaraq layarasına sahəyə tökülür. Bu səthin növbəti aşağı layının səthinə molekulyar qüvvələr ilə bağlanırlar. TlInS_2 kristalının belə bir kiçik səthinin meydana gəlməsi [64, s.3-12][182, s.78-80][69, s.25-31][218, s.3817] ədəbiyyat məlumatlarından müşahidə edilmişdir.

Nanoölçülü oyuqlara düşən vanadium atomları, dəfələrlə nanoölçülü oyuqların divarından əks olunaraq, bir biri ilə toqquşur. Bu çür təsir nəticəsində nanoölçülü oyuqların doyma dərəcəsi artır, molekulların dissosiasiya və kritik rüşeymlərin əmələ gəlmə imkanı güclənir. Çoxlu sayda rüşeymlərin sürətli əmələ gəlməsi, birləşməsi və

artımı metalın kataliz təsiri vaxtı baş verir. Konusvari klasterlərin artımı, TlInS_2 kristalının (001) səthi boyunca daxil olan vanadium atomların sayəsində baş verir. TlInS_2 kristalının laylara perpendikular təsir edən qüvvə mövcudluğu və plastik deformasiya, dislokasiyaların sürtünmə yolu ilə həyata keçirilir. Bu sahələr, bazis sahələri (001) bucağında yerləşir [69, s.25-31]. Apardığımız təcrübələrin nəticələrinə əsasən, çox güman ki TlInS_2 laylarında parçalanan deformasiya təsiri altında, cəmlənmiş yüklənmə şəklində əyilməyə səbəb olur. TlInS_2 -nin aşağı səthində maksimum deformasiya meydana gəlir və laylı kristalların elastik sabitlərinin dəyişməsi səbəbindən xarici yükləmənin artması ilə artır [7, s.623-629]. Nanoölçülü oyuqların hündürlük ölçüləri 6-12 nm çatırdı. Növbəti skanlama hündürlük ölçüsünü artırmadan, nanoölçülü oyuqların sıxlığını artırırdı. Struktur səthi defektlər bazis sahəsində (001) formalaşır. Defektlərin bu sahədə üstünlük təşkil etməsi S vakansiyaların kiçik enerji yaranışı ilə əlaqədardır [65, s. 34-44] [61, s.175-176] [66, s. 131-132] [67, s. 167-169] [64, s.3-12]. Laylı kristalların konusvari piramidal sürtünmə sahəsində baş verən plastik axın (001) istiqamətində TlInS_2 kristalının aşağı səthinin 5nm qədər yayılmasına uyğun ayrı layların sütüşməsinə səbəb olur və $\sim 8\div 9$ lay əhatə edir [7, s.623-629].

Horizontal layarası yarıqların bu cür NQ konusvari divarlarında olması NQ yaranması və tez əmələ qəlməsinə imkan vermir. Təsvir olunan nanofraqment çox güman ki S elementlərindən formalaşır. $\text{TlInS}_2 <0.1\%V>$ səthindəki nanoadalar əsasən V_2S_3 klasterləridir. $\text{TlInS}_2 <0.1\%V>$ yuxarı layındakı çox bucaqlı vəziyyətdə olan nanoölçülü oyuqlar şəkil 5.8 –də verilmişdir.

Nanoölçülü oyuqlardan skanlama xətti əsasən uzununa yerləşdirilib. Buna əsasən, istifadə olunan proqramı tənzimləyərək nanoelektronik elementlərin alınmasına gəlib çıxmaq olar. Xüsusən vanadiumla aşkarlanmış TlInS_2 kristalından nanoölçülü oyuqların iynəvari formalı sahəsi, yarımkeçirici cihazların katod emiteri üçün istifadəsini cəlbədicə edir [64, s.3-12] [212, s.13703-13710] [50, s.1392]. Van der Vals səthinin tədqiqat üçün hazırlanması zamanı lezviyanın istifadəsi, bölünmüş VDV səthində qırılmış əlaqə və digər struktur elementlərin meydana gəlməsinə gətirib çıxardır. Bu struktur elementlər qəlpələnmə zamanı deformasiyanın

nəticəsində baş verir. Struktur tipinin formalaşması, təkcə xarici güc nəticəsində yox, həmçinin onların bir biri ilə qarşılıqlı təsirzamanı yenidən paylanması nəticəsində həyata keçir. Laylı kristallarda mexaniki xüsusiyyətlərin krisstalloqrafik istiqamətlərdən güclü asılılığına səbəb olan müxtəlif şərait yaradır.

Kristalların plastik deformasiya prosesi zamanı, eyni zamanda bir neçə mexanizm reallaşır. Mexanizmin konkret töhvəsi çoxlu faktorlarla təyin olunur, həmçinin kristallik qəfəslə, fazalı və kimyəvi tərkiblə, kristalın strukturu, istiqamətiylə, deformasiya temperaturuyla və s. AQM araşdırmaları nəticələrinin analizi atom dərəcəsinin, nümunənin alınma üsulundan, səthin hazırlanması, saxlanma müddətindən, araşdırma mühitindən və temperatur qiymətindən asılılığın göstərir [70, s.413-416]. Kristallar adətən sahə sistemə uyğun parçalanır, hansılarki, yerləri ideal kristalın qəfəslərinin zəif zonalarıyla yox, təhrifin xüsusiyyətləriylə müəyyən olunur, ona görə də $TlInS_2$ səthi, həmişə defekt strukturlarda (dislokasiya, blok sərhədləri) əyrilik-qəlpələnmə addımları olur.

Anizotropik laylı kristalların strukturlarında zəif əlaqə istiqamətində atomların rəqs amplitudaları güclü əlaqə istiqamətlərindən daha yüksəkdir. Atomların zəif əlaqə istiqamətində yerdəyişməsi, lay daxilində atomlararası məsafənin bu yerdəyişmənin kvadratına bərabər kəmiyyətlə artmasına səbəb olur və bunun nəticəsində layda sıxılma qüvvəsi yaranır, buda büzmələnmiş səthin meydana çıxmasına səbəb olur. [68, s. 6-10] [63,] [61, s.175-176][62,] [66, s.131-132] [93, 20-26] [3, s.98] [210, s3144-3146][80, s.584].

Seçilən ərazinin skanlanması nəticəsində $TlInS_2$ səthinin büzmələr şəklində 3D ölçülü AQM obrazı əldə edilmişdir. Büzməli şəklində səthin yaranması, energetik tarazlıq vəziyyətinə səbəb olan bir neçə mexanizmin (fiziki, kimyavi, struktur, mexaniki) eyni vaxtda həyata keçirilməsinin nəticəsində baş verir.

Van der Vals səthinin kristalının deformasiya strukturunun hərəkətverici qüvvəsinin yenidən qurması, dislokasiya sisteminin tam enerjisinin minimuma meyl etməsidir.

Ümumi enerji fərdi dislokasiyaların enerjisindən və onların qarışıqlı təsir enerjisindən ibarətdir. Dislokasiyanın sayı artdıqca aralarındakı məsafə azalır, qarışıqlı təsir qüvvələri artar və bu cür sistemlərdə özünü təşkil etməyə yol açan kollektiv hadisənin rolu artar. Dislokasiyanın böyük həcmdə strukturla birləşməsiylə enerji azalır. Dislokasiyalar birləşməmişdən əvvəl daha çox enerji əldə edir nəinki birləşmədən sonra. Van der Vals səthinin qofri olunmasına (büzmələnməsinə) səbəb olan dislokasiya struktur sistemlərində müvafiq (özünə təşkil) ardıcıl hərəkət müşahidə olunur. Büzmələnmiş VDV səthlər nanotexnologiyada geniş istifadə edilməli olan bir monoatomlu qrafit təbəqəsi (qrafen) kimi unikal xüsusiyyətlərə malik ola bilər. [66, s.131-132] [67, s.167-169] [73, s.4-6]. $TlInS_2$ kristalının qəlpələnməsi vaxtı, ilkin deformasiyaya gətirən və sonra kristalın layarası Van der Vals sahəsinin əsasən $TlInS_2$ kristalının mexaniki xüsusiyyətlərindən və buna xarakterik olan sahələr nəticəsində təsir baş verir. [66, s.131-132] [67, s.167-169] [73, s.4-6].

Kristalların mexaniki xüsusiyyətlərinə növbəti faktorlar təsir edir: kristallik qəfəsin tipi, aşqarın olması, kristalın deformasiya gücünə əsasən istiqamətliyi, temperaturu və sürəti, ölçüsü, forması və kristalın səth vəziyyəti [102, s.496].

Laylı $TlInS_2$ yarımkəçirici kristalın teraqers elektronikasına üçün perspektiv material sayılır [206, s.341-348], hansı ki kondensator və elektrik enerjisinin toplayıcı istehsalına təkan verir. Hamar-atomlu səthə malik materialın nazik layı, kremniy səthində molekulyar elektron-şua epitaksiya (VDV epitaksiyası) metoduyla yetişdirilə bilər. Deformasiyaya olmamış $TlInS_2$ (001) istiqamətində səth halında aşağı sıxlıq ($\leq 10^{10} \text{ sm}^{-2}$) və ~ 0.05 nm, ortaqvadratik qiyməti ilə xarakterizə olunan nahamarlıq, baryerli hibrid strukturların formalaşması nəticəsində bu materialın bufer qatı kimi istifadəsi marağını müəyyən edir [25, s.180]. $TlInS_2$ səthinin yuxarı Van der Vals səthində nanooyuqların forması, lateral ölçüsü və bölüşdürülməsi, materialın texnoloji çökmə şərtlərindən, interkalant tipindən (elektromənilik, atom ölçüsü), ölçülərdən səthi gərginlik paylanmasından asılıdır. Müasir nanoelektronika yeni nəsillə qurguların, işıq və termoelektrik enerjisi çeviricilərindən yaradılmasını tələb edir. [47, s.385] [52, s. 295] [53, s. 1566-1570] [79, s. 5] [115, s.2141-2144].

§ 5.3. γ -kvantlarla şüalanmış $TlGa_{1-x}In_xSe_2(x=0;0.1;0.2)$ bərk məhlullarının atom qüvvə mikroskopu ilə səth proseslərinin tədqiqi.

İdarə edilən ölçülərə və xassələrə sahib nanostrukturaların yaradılması və öyrənilməsi ən mühüm texnoloji problemlərdən biridir. Bunun əsas səbəbi, bu problemin həcmnin nanoelektronika, materialşünaslıq və s. sahələrdə inqilabi dəyişikliklərlə bağlıdır. Nanaostruktur elementlərinin ölçülərinin azaldılması, mikroelektron cihazların işlənməsində əsas rol oynayan bir çox xassələrin öyrənilməsində əsas rol oynayır.

Hazırki işdə nanoplastik deformasiyanın şüalanmış $TlGa_{1-x}In_xSe_2(x=0; 0,1; 0,2)$ bərk məhlullarının səthlərində əsas fiziki qanunauyğunluğun müəyyən edilməsi və onların nanosəviyyələrdə səth strukturlaşmasına təsir edən ümumi kinetika araşdırılıb.

Zond metodu, nanosəviyyələrin struktur quruluşunun formasını aydın təsvir edəcək, onların yaranması və inkişafının mexanizmlərini və şərtlərini müəyyən etməyə imkan verir. Nanoölçülü struktur elementlər, səthin xüsusiyyətlərini dəyişir və səthin bir çox elektrik, fiziki və mexaniki parametrlərində dəyişikliklərə səbəb olan aşağı ölçülü kvant effektləri göstərir.

Laylı kristallar güc baxımından müxtəlif tip əlaqəlidirlər. Bölünmə müstəvisi boyunca güclü kovalent və ya ion-kovalent əlaqələr və laya perpendikulyar zəif molekulyar Van-der-Vals əlaqələri reallaşır. Laylı yarımkeçirici kristallar elektrik, mexaniki, optik və digər xassələri anizotropik xüsusiyyətlərinə malik olur.

Sadalanan xüsusiyyətlərlə əlaqəli olaraq, laylı-zəncirvari yarımkeçirici kristallar $TlGaSe_2$, $TlInSe_2$ və onlar əsasında alınmış bərk məhlullar tədqiqat üçün aktualdır. Atomun nizamlılığı baxımından kristal səthlərinin dağılması asan deyil. Əmələ gələn səth gərginliyi atomların səth təbəqəsində dayanıqsız bir vəziyyət yaradır [74, s.125-132] [75, s.25-31]. Xarici atom təbəqəsinin relaksasiyası səthdən sonra gələn atom layının yerdəyiş-məsinə gətirib çıxarır. Xüsusən, qələvi metal xalkogenid kristalların tədqiqatları kristal quruluşun, ən az beş laydan daha çox dərinlikdə həcmə yaxınlaşır, bəzi kristallar üçün bu dərinliyi onlarca atom təbəqəsi-ni

keçə biləcəyini göstərir [75, s.25-31 *Ошибка! Источник ссылки не найден.*]. Təmiz səthlərdə (düzgün şəkillənmiş səthə sahib, oksidlərdən və s. təmiz-lənmiş) olan prosesləri öyrənmək üçün ən uyğun obyektlər mükəmməl laylara sahib olan kristallardır, məsələn, slyuda və ya laylı kristallar.

Bu baxımdan $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ ($x=0; 0,1; 0,2$) bərk məhlullarının Van-der-Vals səthində nanoölçülü boşluqların meydana gəlməsinin tədqiqi böyük maraq kəsb edir. $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ ($x=0; 0,1; 0,2$) bərk məhlullarının Van-der-Vals səthini meydana gətirən In atomları təbiətdə qeyri-metaldır və laylı kristalların çətin oksidləşməsinin əsas səbəbidir [39, s.32]. Yüksək davamlılıq səthin kiçik nahamarlığı və qırılmış əlaqələrin yoxluğu, $TlGaSe_2$ - $TlInSe_2$ bərk məhlullarının səthinin qəlpə-lənmə morfologiyasını havada və otaq temperaturunda atom-qüvvə mikroskopiyası (AQM) metodu ilə tədqiq etməyə imkan verir.

İşin məqsədi otaq temperaturunda atom qüvvə mikroskopiya metodundan istifadə edərək parçalanma üsulu ilə əldə edilmiş $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ ($x=0; 0,1; 0,2$) bərk məhlullarının Van-der-Vals səthində olan morfologiyayı tədqiq etməkdir.

$TlGaSe_2$ - $TlInSe_2$ bərk məhlullarının laydaxili və layarasında olan kimyəvi birləşmələrin anizotropiyası ilə hamar səthin kiçik sıxlıqlı səth vəziyyətini əldə etmək olur. Tədqiqatlar Solver-NEXT atom-qüvvə mikroskopunun istifadəsi ilə aparılmışdır. Alınmış nümunədən qoparılmış hissə atom qüvvə mikroskopunun skan masasına yerləşdirilmişdir.

Skanlama, 3mkm/s düz və əks yerişi, 3 bərabər artan əks əlaqə və seçilmiş 0,6 iş nöqtəsi ilə keçirilirdi. Ölçmələr otaq temperaturunda həyata keçirilmişdir.

Atom qüvvə mikroskopunun skan masasında araşdırılacaq Van der Vals səthinin sonrakı quruluşunun uzunluğu və ölçülməsi aparılmışdır. Scan olunan sahə mikroskop interfeysinə (səthyanı oblastına) quraşdırılmış yüz ölçülü böyütmə ilə bir video kamera ilə təyin olunmuş $\sim 5 \times 5$ mkm² seçilmişdir.

Araşdırmaların atom qüvvə mikroskopiya görünüşlərindən təmiz bir $TlGaSe_2$ - $TlInSe_2$ bərk məhlullarının alt təbəqəsi nahamar orta-kvadratik dəyəri $\sim 0,053$ nm idi, yəni bu səthi hamar-atomlu hesab etmək olar. Səthin üstündə adsorbsiya olunmuş molekullar, nizamlı bir şəkildə səthdə yerləşmiş nanoölçülü klasterlər formalaşdırır.

Bu sahədə tədqiqat marağı 100 nm-dək olan müxtəlif nanostrukturların əldə edilməsi ilə bağlıdır. Nanostrukturların aşqarlarının spontan nizamlanması şəraitində laylı yarımkəçiricilərin Van-der-Vals səthində törəmə əldə etmək və bununla da cərəyan daşıyıcıları üçün lokalizə olunmuş potensial yaratmaq imkanı olsun. Bu cür əlavələr periodik strukturların optoelektron və termoelektrik cihazların bazasını təşkil edən nanoteldən və kvant nöqtələrindən ibarət olan yüksəkqəfəslər yaranır.

Tədqiq olunan nümunələrin səth xüsusiyyətləri haqqında az məlumat olduğundan, skanlanma $\sim 14 \text{ mkm}^2$ ölçülərindən başlamışdır. Skanlama nəticələri əsasında skanlamanın optimal sürəti götürülmüşdür. Sonra skanlama sahəsi ən kiçik tərəfə dəyişdirildi. Skanlama nəticələrinə görə skanlama parametrləri aşkar edildi. Bu parametrlərə ilkin olaraq zondun rezonans tezliyinin tərpəniş seçimi aiddir və ölçülən səthin zondla olan minimal məsafəsini təyin edir. Həmçinin skanlama sürəti (2-3 mkm/s ərzində), skanlama addımı və əks əlaqə artımı götürülürdü. Araşdırmalar otaq temperaturunda keçirilmişdir.

$\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2$ ($x=0; 0,1; 0,2$) bərk məhlullarının (şəkil 5.11, 5.12 və 5.13 a və b), atom qüvvə mikroskopunda kontaktsiz rejimdə hava atmosferində alınmış 3D miqyasında şəkillərində viskerli konusvari formalı nanosəviyələr müşahidə olunmuşdur.

Seçilmiş səth istiqamətində hündürlüklərin maksimal fərqi 40nm təşkil edir və büzmələnməmiş üzünü alır, $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2$ bərk məhlullarının səthinin özünü təşkil etmə prosesi baş verir. Bu laylar arasında əlaqələrin mexaniki davamlılığına və anizotropiya səbəb olur. Şəkil 5.10, 5.11 və 5.12 a və b-dən görünürki, nahamar strukturların, bir neçə nanometr hündürlük fərqi ilə fraktal profiloqrammaları var.

Skan metodu ilə səthin 2D təsviri bölünmə istiqamətində çəkilmiş profiloqrama göstərilmişdir (şəkil 5.10, 5.11 a və b). Şəkillərdən görünür ki, profil hündürlüyü 4-7 nm arasında fərqlənir, lakin lateral ölçülər 10 nm çata bilir.

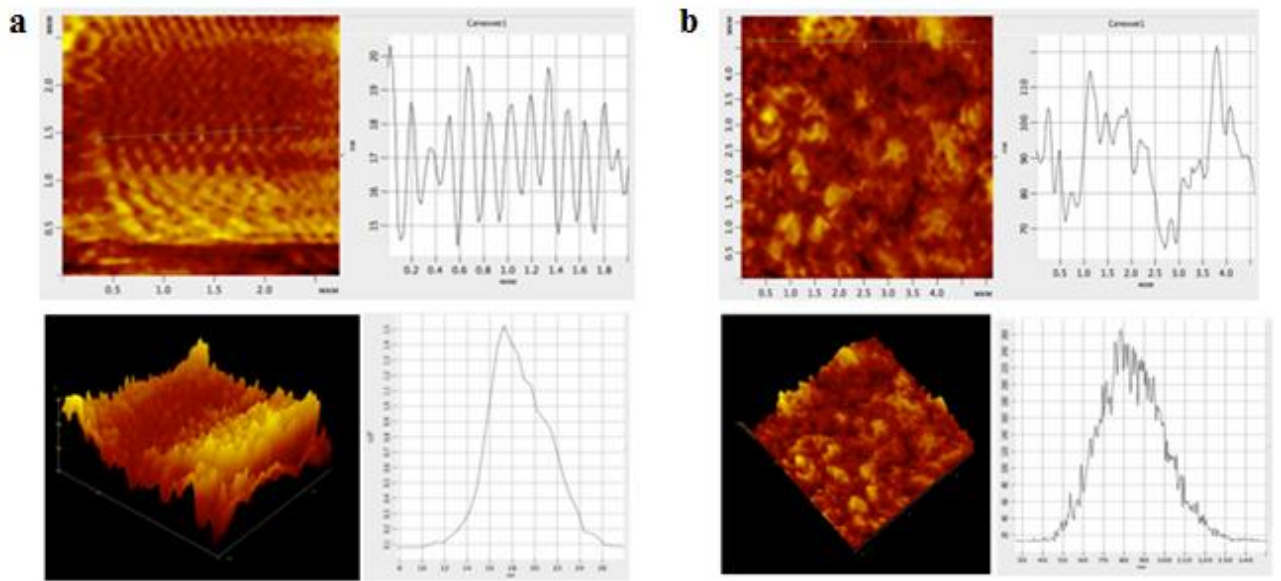
$\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2$ ($x=0; 0,1; 0,2$) bərk məhlullarının səthinin bir hissəsinin atom qüvvə mikroskopu tərəfindən onlarla mikronun sırası ilə skanlama, səthin strukturunu və onun morfoloqiyasını dəyişdirməmişdir. Nahamar strukturların baş verməsinə səth

boyunca atomların istiqamətli köçməsi ilə izah etmək olar ki, səthdə yarımkeçirici dalğavari və pilləli strukturların inkişafına səbəb olur.

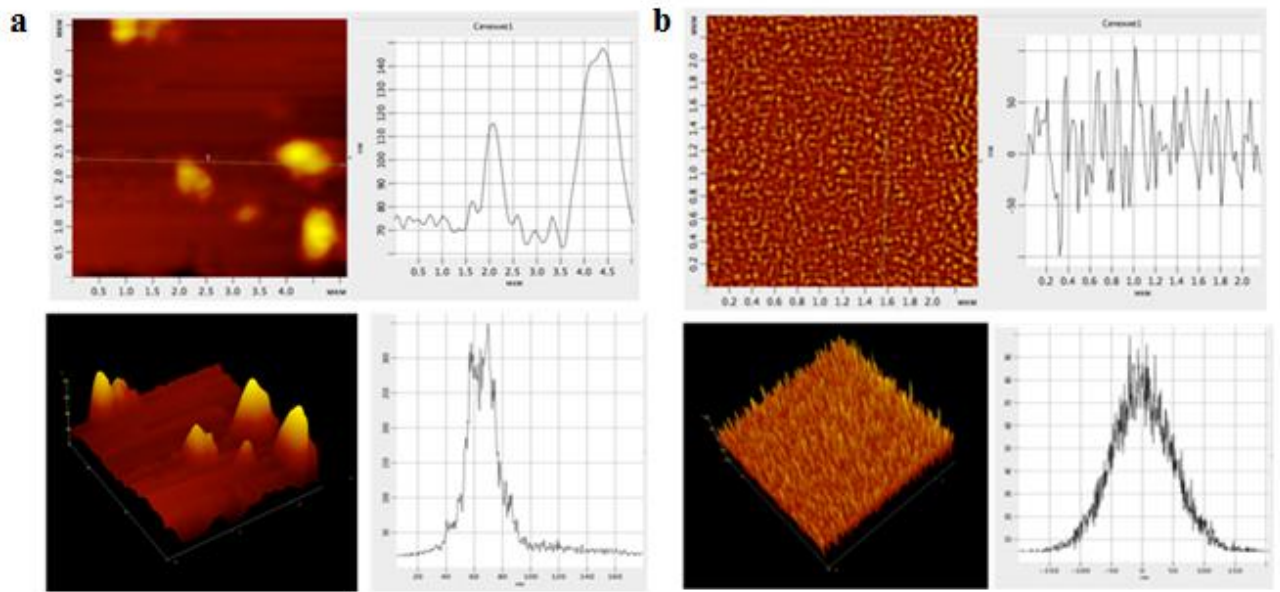
$TlGa_{1-x}In_xSe_2$ ($x=0; 0,1; 0,2$) bərk məhlullarının yuxarı layında, (001) sahədə çoxbu-caq formasını almış nanoölçülü klasterlər müşahidə olunur.

Nanoölçülü klasterlərin formalaşması, laylı kristalların yuxarı qatın kovalent əlaqələrin qırılması nəticəsində baş verir. Bu defektlər radiasiya təsiri zamanı yaranır. Nanoklasterlərin formalaşması $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ ($x=0; 0,1; 0,2$) bərk məhlullarında laylarında kovalent əlaqələrinin qırılması nəticəsində baş verir.

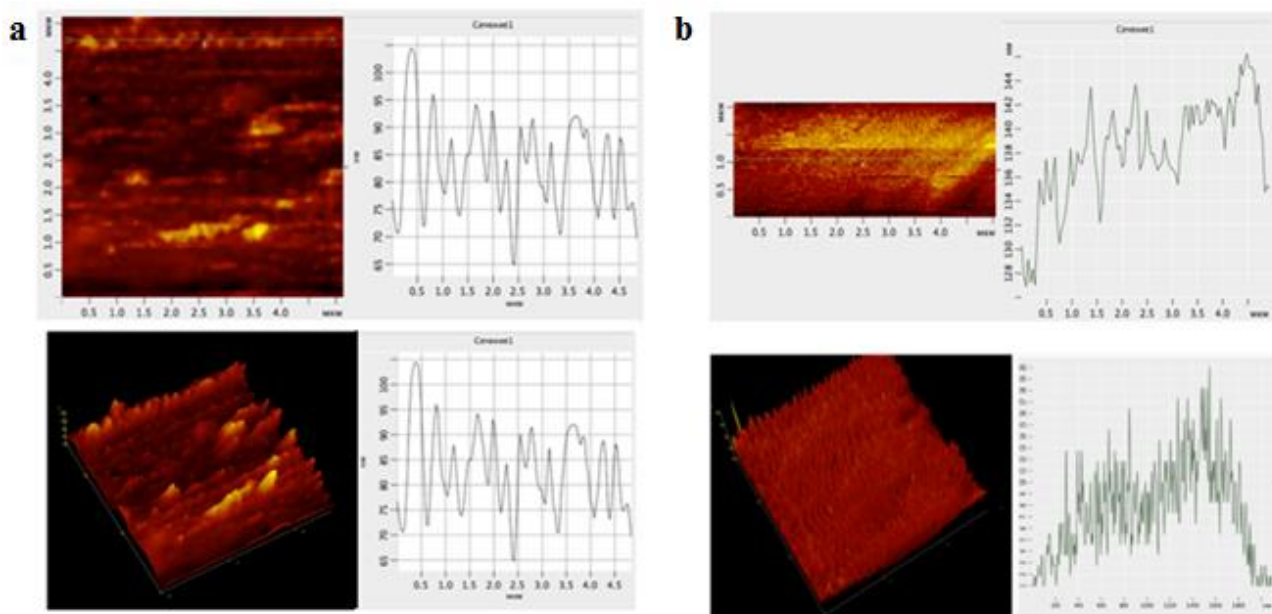
Nanoölçülü klasterlər yaranan zaman yuxarı layda kovalent əlaqəsinin qırılmasından sonra In atomları damcıya yığılaraq layarası sahəyə tökülür.



Şəkil 5.10. $TlGaSe_2$ kristalının profiloqramması, b-3D, histoqramması. a-0 MQR, b-0,25 MQR



Şək. 5.11. $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2$ ($x=0.1$) profiloqramması, 3D, histoqramması. a- 0 MQR, b-0,25 MQR.



Şək. 5.12. $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ ($x=0.2$) profiloqramması, 3D, histoqramması. a- 0 MQR, b-0,25 MQR.

Onlar səthin növbəti aşağı layı ilə molekulyar qüvvələr ilə bağlanır. $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ ($x=0; 0,1; 0,2$) bərk məhlullarının belə bir kiçik səthinin meydana gəlməsi [187, s. 1597] ədəbiyyat məlumatlarında müşahidə edilmişdir.

Radiasiyanın təsiri nanoölçülü klasterlərin doyma dərəcəsini artır, molekulların dissosiasiya imkanı güclənir və kritik rüşeymlərin əmələ gəlməsinə səbəb olur. Çox sayda nanoölçülü klasterlər rüşeymlərin tez əmələ gəlməsi və artımı metalın kataliz təsiri vaxtı baş verir. Radiasiya təsiri nəticəsində konusvari klasterlərin artımı baş verir. $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ ($x=0; 0,1; 0,2$) bərk məhlullarının laylara perpendikular təsir edən qüvvənin mövcudluğu və plastik deformasiya, dislokasiyaların sürtünmə yolu ilə həyata keçirilir. Təcrübəmizdə $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ ($x=0; 0,1; 0,2$) bərk məhlulların deformasiya təsiri altında parçalanması, cəmlənmiş yüklənmə şəklində əyilməyə səbəb olur. Tədqiq olunan bərk məhlulların aşağı səthində maksimum deformasiya meydana gəlir və elastik səthlərində dəyişikliklər səbəbindən artan xarici yükləmə ilə mövcud olur.

Nanoölçülü oyuqların hündürlük ölçüləri 7-14 nm çatır. Növbəti skanlama hündürlük ölçüsünü artırmadan, nanoölçülü klasterlərin sıxlığını artırmışdı. Struktur səthi defektlər bazis sahəsində (001) formalaşır. Vakansiyaların kiçik enerjili yaranışı radiasiya defektlərin bu sahədə üstünlük təşkil etməsi ilə əlaqədardır. Laylı-zəncirvari kristalların konusvari piramidal sürtünmə sahəsində baş verən plastik axın $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ ($x=0; 0,1; 0,2$) bərk məhlullarının səthinin 6 nm qədər yayılmasına uyğun digər layların tərpənişinə səbəb olur və $\sim 7\div 8$ lay əhatə edir. Üfüqi layarası yarıqların bu cür nanoölçülü oyuqların konusvari divarlarında olması buoyuqların yaranması və tez əmələ gəlməsinə imkan vermir.

$TlGa_{1-x}In_xSe_2$ ($x=0; 0,1; 0,2$) bərk məhlullarının səthində yaranan nanoobyektlərin tərkibinin müəyyən olunması səbəbilə onların rentqenodifraktometrik refleksləri öyrənilmişdir. Şəkil 5.10, 5.11 və 5.12 a və b-də təsvir olunan nanofraqmentlərə əsasən çox güman ki həmin nanoobyektlərin In elementləri ilə (radiasiya təsirindən sonra) formalaşdığı müəyyən olunmuşdur. $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ ($x=0; 0,1; 0,2$) bərk məhlullarının səthindəki obyektlər əsasən In klasterləri hesabınadır.

Nanoölçülü klasterlər əsasən skanlama xətti boyunca yerləşdirilib. Xüsusən radiasiya təsiri olmadan təmiz $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ ($x=0; 0,1; 0,2$) bərk məhlullarının

nanoölçülü klasterlərin iynəvari forması, katod emitterlərin yarımkeçirici sahə cihazları üçün istifadəsi cəlbədicidir.

Şəkil 5.13, 5.14 və 5.15 a və b-də atom qüvvə mikroskopiyaya təsvirlərində $TiGa_{1-x}In_xSe_2$ ($x=0; 0,1; 0,2$) bərk məhlullarının nanoobyektləri verilib, hansıdakı nanoölçülü klasterlərin ölçüləri görsənir $\approx 10 - 15nm$. $TiGa_{1-x}In_xSe_2$ ($x=0; 0,1; 0,2$) bərk məhlullarının Van-der-Vals səthində morfologiyası araşdırılıb. Qəlpələnmə üsulu ilə əldə olunan $TiGa_{1-x}In_xSe_2$ ($x=0; 0,1; 0,2$) bərk məhlullarının Van-der-Vals səthində kiçik səth sıxlığının yerləşməsi ilə nanofraqmentlər müşahidə olunur[4, s.6-11].

Bu cür AQM təsvirləri çoxlu sayda laylı kristallara xasdır. Atomlararası əlaqələrin içində və lay arasında olan fərqlər, laylı kristalın fiziki xüsusiyyətlərinin anizotropiyasına səbəb olur. Tədqiq olunan bərk məhlullarda layları arasında və içində olan kimyəvi əlaqələrin anizotropiyasına əsasən qəlpələnmə üsulu ilə, hamar atomlu səthi əldə etmək olur.

Atom qüvvə mikroskopiyaya obrazında piramidal formaya malik olan ayrı nanoölçülü klasterləri müşahidə etmək olar. Atom qüvvə mikroskopiyaya təsvirində laylı kristal səthi ilə zond arasında olan qarşılıqlı təsir və atmosferin ətrafdakı digər təsirlərin nümunəyə təsirini nəzərə almaq lazımdır. Van-der-Vals səthindəki defektlərin və absorbsiyalı hissəciklərin qeyri-bərabər sistemi özünü təşkil edərək balansın minimum enerji ilə bir səth yaratması ilə nəticələnir. Bu cür proseslər Van-der-Vals səthində nahamar səkində strukturlar formalaşdırır.

Laylı-zəncirvari kristalın nahamar səthinin yuxarı hissələrində bazis və piramidal kristaloqrafik sahələrdə kooperativ dislokasiya prosesləri nəticəsində özünü təşkil etməklə formalaşması ehtimal olunmalıdır. Minimum amplitud qiymətlər və böyük dövr qiymətləri ilə xarakterizə edilən maksimumda, periodik dəyişmə ilə sadə bir nahamar səth müşahidə olunmuşdur. Onlar özünə məxsus defektlərin formalaşması və laylı kristalın dərinliyində oksid nanoölçülü klasterlərin mövcud olmasına görə məsuliyyətliyərlər.

Bu cür çoxüzüzlü formada bazis səthində olan səthi defektlər (nöqtəli defektlərin klasterləri) atom qüvvə mikroskopu metodu ilə aşkar olunmuşdur.

Kristalların mexaniki xüsusiyyətlərinə göstərilən faktorlar təsir edir: kristallik qəfəsin tipi, aşqarın olması, radiasiyanın təsiri, kristalın deformasiya gücünə əsasən istiqamətliliyi deformasiyanın temperaturu və sürəti, ölçüsü, forması və kristalın səth vəziyyəti [103, s.496].

$TlGa_{1-x}In_xSe_2$ ($x=0; 0,1; 0,2$) bərk məhlullarının səthində Van-der-Vals səthinin yuxarı layında nanoölçülü oyuqlar forması, lateral ölçüsü və bölüşdürülməsi, materialın texnoloji çökmə şərtlərindən, interkalant klasterlərin tipindən (elektromənfilik, atom ölçüsü), ölçülərdən səthi gərginlik paylanmasından asılıdır. Müasir nanoelektronika yeni nəsil qurğuların, işıq və termoelektrik enerjisi çeviricilərin yaradılmasını tələb edir [46, s.385]. Bu məqsədə nail olmaq üçün işıq enerjisindən elektrik enerjisinə çeviricilər və elektrik enerjisini güclü anizotropik yarımkəçirici birləşmələri əsasında polarizə işıq halına gətirirlər.

VI FƏSİL

TIGa_{1-x}In_xSe₂(1-x)S_{2x}və TIGa_{1-x}In_xSe₂SİSTEMLİ BƏRK MƏHLULLARIN OPTİK SPEKTRLƏRİNƏ γ – ŞÜALARIN TƏSİRİ

TIGaSe₂ və TlInS₂ xüsusən elektronika və optoelektronikada tətbiqləri üçün perspektivli optik və elektrik xüsusiyyətləri olan şəffaf bir yarımkəçiricilər olduğunu qeyd etmişdik. TlInS₂ və TIGaSe₂ kristalları (və onların bərk məhlulları) spektrin görünən oblastında böyük fəthəssaslığı, şəffaflığın geniş spektral diapazonu, seqnetoelektrik və piroelektrik xassələrinə malik olduğundan optoelektron cihazların alınmasında cəlb edici edir. Yüksək kütlə sıxlığı səbəbindən, tallium tərkibli halkogenidlər radiasiyanın aşkarlanması üçün perspektivli materiallar sayılır. Laylı halkogenid birləşmələri, qadağan olunmuş zonasını geniş bir enerji intervalında idarə olunan (0,6-2,4 eV) fotokeçiricilikdə istifadə olunan mürəkkəb kristallik quruluşlarda hazırlana bilər.

§6.1 Optik sabitinin təcrübi üsulla təyin edilməsi

Əsas n sınıma indeksi və k udma əmsalı (və ya α udma əmsalı) kristalın mikroskopik parametrləri ilə birbaşa əlaqəlidir, buna görə bir maddənin optik quruluşunu öyrənmək üçün əvvəlcə kristal müxtəlif temperaturunda və dalğa uzunluqlarında n və k ayrılıqlarını və ya geniş diapazonda $n^2 - k^2$ və $2nk$ müəyyən etmək lazımdır. Optik sabiti müxtəlif üsullarla müəyyənləşdirilmək üçün iki qrupa bölmək olar: birinci n və k əks etmə əmsalı ilə, ikincisində, şəffaflıqla hesablanır. Sındırma əmsalı $n_1 = 1$ və $n_2 = n$ müxtəlif olan iki mühit arasında, dalğaların əks olunması və sınıma hadisəsi baş verir. Düşən E və əks olunan E' dalğaların amplitudları Frenel dusturunda düşmə φ və əks olunma φ'' bucağı ilə əlaqəlidir:

$$E_S'' = -\frac{\sin(\varphi - \varphi'')}{\sin(\varphi + \varphi'')} E_S, E_P'' = -\frac{\operatorname{tg}(\varphi - \varphi'')}{\operatorname{tg}(\varphi + \varphi'')} E_P \quad (6.1)$$

Burada P və S ona perpendikulyar olan düşmə sıxlığı və səthi bildirir.

Bu tənliklərin çıxarılmasında ehtimal olunurdu ki, mühitlərinin maqnit keçiriciliyi $\mu_1 = \mu_2 = 1$. $n = \frac{\sin \phi}{\sin \phi'}$ olduqda, Frenelin düsturları sınımanın kompleks göstəricisi halında da doğrudur, həm də bu vəziyyətdə ϕ' sınma bucağı kəmiyyət kompleksdir.

Frenel düsturlarından görüldüyü kimi $R_s = \left| \frac{E_s}{E_s} \right|^2$, $R_p = \left| \frac{E_p}{E_p} \right|^2$ əksətdirmə əmsalları düşmə bucağından, E (P və S müstəvilərinə nisbətən), n və κ optik konstantalardan mürəkkəb bir şəkildə asılıdır. ($\phi = \phi' = 0$) normal düşmə zamanı əksətdirmə əmsalının optik konstantalarla əlaqəsi asanlaşır:

$$R = R_s = R_p = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2} \quad (6.2)$$

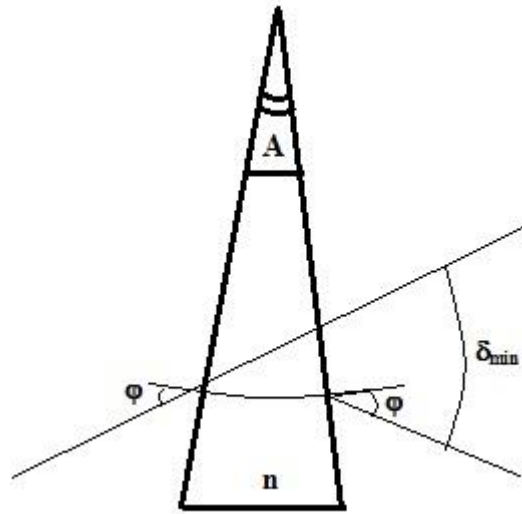
lakin hər iki n və k konstantanı bu tənlikdən müəyyən etmək mümkün deyil.

Əksölünmə və şəffaflıqdan n və k müəyyən edilməsi. Əgər $n^2 \gg k^2$, yəni, spektr sahələri üçün, harada udulmanın göstəricisi əsas sınma göstəricisi ilə müqayisədə kiçikdir, tənlik (6.2) şəklini alır.

$$R = \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2 \quad (6.3)$$

onu əsas sınma göstəricisinin müəyyən olunması üçün yalnız təbii şüanın düşmə bucağında, normala yaxın əksətdirmə əmsalının bir miqdarını əsas ölçmə üçün qəbul edib istifadə etmək olar. $n^2 \gg k^2$ nisbəti yarımkeçirici kristalların çox hissəsi üçün, hətta onlarda yükdaşıyıcıların əhəmiyyətli miqdarı ilə $\lambda > \lambda_g$ (harada $\lambda_g = hc/E_g$, E_g isə-birbaşa icazə verilmiş zonalar arası keçidlər üçün qadağa edilmiş zonanın eni) dalğa uzunluğunun kifayət qədər geniş bir nöqtəsində yerinə yetirilir, buna görə (6.3) düsturu üzrə təbii şüanın əksətdirməsi ilə n müəyyən etmək olar. Yarımşəffaf güzgülərin dalğa uzunluğunun infraqırmızı sahəsində istifadəsi qeyri mümkündür,

düşmə bucağı adətən sıfıra bərabər deyil, lakin $5-7^\circ$ -dir. Ancaq düşmə bucağının sahəsindəki əksətdirmə əmsalının kəmiyyəti 0-dan $10-15^\circ$ qədərdir və düşmə bucağından zəif asılıdır, buna görə adətən hesab edilir ki, 7° -də R-nin 0° -də R-ə bərabərdir. Kristalın zəif udma ilə dalğa uzunluğu sahəsində sınma göstəricisini həm də Bryüster ϕ_B bucağına əsasən R_p və ya R_p/R_s bucaq asılılığında tapmaq olar ki, şəkil 6.1. –də göstərildiyi kimi R_p və R_p/R_s minimal qiymətə çatırlar. Bu halda $n = \text{tg}\phi_B$.



Şəkil 6.1. Kristalın zəif udma ilə dalğa uzunluğu sahəsində sınma göstəricisi

Əgər sahədə udulma tamamilə yoxdursa, tədqiq edilən materialın paralel nümunəsinin şəffaflığının ölçüsünə əsasən normal düşmədə ($f=0$) sınma göstəricisi təcrübədən təyin oluna bilər.

Əgər n sınma göstəricisiylə tədqiq edilən cisimdən olan nümunə hava ilə ($n_0 = 1$) əhatə olunmuşdursa, onda t (hesaba alınmayan interferensiyalar və udmalar) nümunəsinin şəffaflığı

$$t = \frac{1}{I_0} \sum_i^{\infty} I_i = (1 - R)^2 (1 + R^2 + R^4 + \dots) = \frac{1-R}{1+R} = \frac{2n}{n^2+1} \quad (6.4)$$

Beləliklə, şəffaflıq əsasında R əksətdirmə əmsalını alırıq və sonra (6.3) nəzərə alaraq,

$$n = \frac{1+\sqrt{R}}{1-\sqrt{R}} = \frac{1+[(1-t)/(1+t)]^{\frac{1}{2}}}{1-[(1-t)/(1+t)]^{\frac{1}{2}}} \quad (6.5)$$

sınma göstəricisini tapırıq.

Eyni zamanda qeyd edək ki, bu halda nümunədəki tam əksətdirmə (interferensiya və udulma nəzərə alınmadan)

$$R_{cəm} = \frac{1}{I_0} \sum_j^{\infty} I_{jəks} = R \{1 + ((1 - R)^2 [1 + R^2 + R^4 + \dots])\} = \frac{2R}{1+R} = \frac{(n-1)^2}{n^2+1} \quad (6.6)$$

enerjinin saxlanması qanunu ilə tam uyğundur.

$$R_{cəm} + t = 1$$

Materialın yüksək şəffaflığı sahəsində sınma göstəricisinin müəyyənləşdirilməsində ən doğru üsul prizma üsuludur, tədqiq olunan nümunə A sınma bucağı ilə prizma şəklində hazırlanır. Dalğa uzunluğu λ olan paralel şüa dəstəsi prizma arasından keçdikdən sonra δ bucağına əyilir və ölçmənin ən böyük

dəqiqliyi n , prizmanın girişindəki $\varphi_{\text{düş}}$ düşmə bucağı və prizmanın çıxışındakı φ_{sin} sinma bucağı bərabər olduqda alınır: $\varphi_{\text{düş}} = \varphi_{\text{sin}} = \varphi$.

Bu vəziyyətdə δ bucaq minimaldır və prizma üsulu bəzən ən az əyilmə üsulu adlanır və sinma göstəricisi düstur ilə müəyyən edilir

$$n = \frac{\sin \frac{A+\delta_{\text{min}}}{2}}{\sin \frac{A}{2}} \quad (6.7)$$

Bu üsulla ən çox yayılmış yarımkeçirici kristalların əksəriyyəti üçün sinma göstəricisi 0.01% -ə qədər dəqiqliklə ölçülə bilər [97, s. 63-68].

Real yarımkeçirici kristallarda, dalğa uzunluğu sahəsi əksər hallarda kiçikdir, lakin $n^2 \gg k^2$ şərti daha böyük dalğa uzunluğu sahəsində yerinə yetirilir, buna görə də polyarlaşmamış şüalanmanın (normal yaxın düşmə bucağında) əksətdirmə əmsali əsasında sinma göstəricisinin müəyyən edilməsi (6.7) düsturu ilə çox vaxt foton enerjisinin geniş intervalda n sinma göstəricisinin kifayət qədər etibarlı qiymət verir (hər halda $h\omega < E_g$ üçün). k udulma əmsali (və ya α udulma əmsali) bu şərtlə $n^2 \gg k^2$ tədqiq edilən materialın t lövhəsinin (nazik təbəqə) şəffaflığın ölçməsi əsasında düstur üzrə tapıla bilər

$$t = \frac{(1-R)^2 \left[1 + \left(\frac{\lambda \alpha}{4\pi n} \right)^2 \right]}{(e^\beta - R e^{-\beta})^2 + 4R \sin^2(\xi + \zeta)} \quad (6.8)$$

hansı ki, $\beta = \alpha d/2$, d - nümunənin qalınlığı, $\xi = 2\pi n d/\lambda$ - fazaların hərəkəti (interferensiya şüaların normal düşməsində): ζ bucağı aşağıda verilən şərtə uyğun olaraq hesablanır

$$\text{tg } \zeta = \alpha \lambda \left\{ 2\pi \left[n^2 + \frac{\lambda^2 \alpha^2}{16\pi^2} - 1 \right] \right\}^{-1} \quad (6.9)$$

İnterferensiya üzrə n və k təyin edilmə üsulları aşağıda təsvir ediləcək.

Əgər interferensiya müşahidə olunmursa (nümunənin səthindəki defektlərə və ya şüalar dəstəsində dalğa uzunluğunun böyük intervalına görə), bu zaman t , R və α arasındakı əlaqə sadələşir:

$$t = \frac{(1-R)^2 \left[1 + \left(\frac{2\alpha}{4\pi n} \right)^2 \right]}{e^{\alpha d} - R^2 e^{-\alpha d}} \quad (6.10)$$

Bir halda ki, $n^2 \gg k^2$, yəni $(\alpha\lambda/4\pi n) < 1$, onda $(1 - R)/(1 + R)$ şəffaflığın dəyişmə sahəsindən 10% -dək udulma əmsalı düsturdan hesablanı bilər

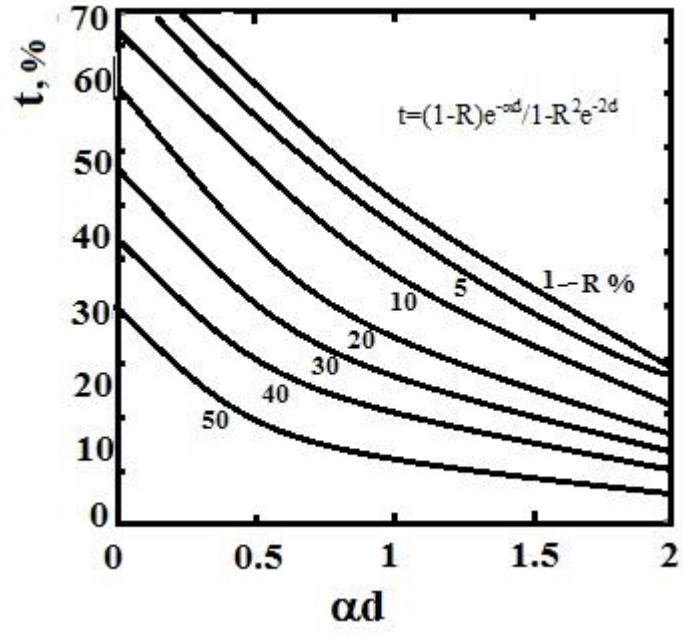
$$t = \frac{(1-R)^2 e^{-\alpha d}}{1 - R^2 e^{-2\alpha d}} \quad (6.11)$$

Hətta bu sadələşmiş düstur böyük hesablamalar tələb edir, buna görə adətən α təyin olunması üçün cədvəllər tərtib olunur və ya t şəffaflığından R müxtəlif əksətdirmə əmsalları üçün αd asıllı nomogramlar qurulur.

(6.11) ifadəsinə uyğun olaraq hesablanmış $R = 1, 5, 10, 20, 30, 40$ və 50% qiymətləri üçün şəkil 6.2-də $\alpha d = f(t)$ nomogramları göstərilib. $t < 10\%$ ($n^2 \gg k^2$) şəffaflığı α udulma əmsalının hesablanması üçün düstur (6.12) şəkil alır.

$$\alpha = \frac{1}{d} \ln \frac{(1-R)^2}{t} \quad (6.12)$$

Alt qata çəkilmiş α udulma əmsalının nazik təbəqəsi hesablanmasında, sınma göstəricisinə malik olan material, nazik təbəqə və vakuum maddəsinin sınma göstəricisindən fərqlidir, nəzərə almaq lazımdır ki, sərhədlərdən əksətdirmə-nazik təbəqə-alt qat, alt qat-vakuum.



Şəkil 6.2 $\alpha d = f(t)$ nomogramları

Nazik laylı materiallarda udulma düsturu aşağıda verilmiş ifadə ilə tətbiq edilir

$$\alpha = \frac{1}{d} \ln \frac{(1-R_1)(1-R_2)(1-R_{12})}{t} \quad (6.13)$$

R_{12}, R_2, R_1 – əksətdirmə əmsalının sərhədləri nazik təbəqə-alt qat, alt qat-vakuum, nazik təbəqə-vakuum.

α udulma əmsalının ölçülməsinin eksperimental metodu əks etdirmənin və şəffaflığın məlumatına görə adətən aşağıdakılardan ibarətdir. Başlanğıcda nümunənin yalnız bir düz səthini cilalayır, həm də $\alpha d \gg 1$ şərti yerinə yetirilir və dalğa uzunluğunun bütün mümkün aralığında R əksətdirmə əmsalı ölçülür (xarici sahələrin müxtəlif temperaturunda və parametrlərində). Sonra nümunə kifayət qədər incə şəkildə ($\alpha d \leq 1$ və ya $\frac{1-R}{1+R} > t > 10\%$ ən böyük şəffaflıq sahəsində) hazırlanır ki, dalğa uzunluğunun maraqlandıran sahəsində onun arasından keçdiyi şüa dəstələrinin intensivliyini etibarlı şəkildə ölçmək mümkün olsun. α udulma əmsalı $t > 100\%$ (6.11) düsturu ilə və ya $t < 10\%$ (6.13) düsturu ilə müəyyən edilir.

Udulma əmsalını müəyyən etmək üçün yalnız şəffaflığı ölçməklə məhdudlaşmaq olar, lakin eyni materialdan d_1 və d_2 müxtəlif qalınlıqlarda iki nümunə hazırlamaq lazımdır. Əgər $\alpha d_1 > 1$ və $\alpha d_2 > 1$, yəni t_1 və $t_2 < 10\%$ bu və digər nümunənin şəffaflığı, tədqiq olunan materialın α udulma əmsalı düsturla hesablanıla bilər

$$\alpha = \frac{1}{d_2 - d_1} \ln \frac{t_1}{t_2} = \frac{1}{d_2 - d_1} \ln \frac{I_1}{I_2} \quad (6.14)$$

burada I_1 və I_2 , müvafiq olaraq d_1 və d_2 qalınlığı nümunələrindən keçən dəstənin intensivliyi.

Kiçik bir ölçüyə görə iki nümunə hazırlamaq mümkün olmayan halda, müəyyən bir tərkibdən olan nümunə təcrübəçinin ixtiyarında olan zaman, eyni

nümunənin şəffaflığını cilalandıraraq müəyyən bir qalınlığa d_1 və d_2 ölçmək olar. Bəzən, j dəyişkənlik sahəsində (j -dalğa uzunluğu, temperatur və s.) α_j udulma əmsalının təxmini müəyyənləşdirmə üsulu tətbiq olunur ki, $R = \text{const}$ əksətdirmə əmsalıdır və ya şəffaflığın dəyişməsi ilə müqayisədə zəif dəyişir.

$$\alpha_j - \alpha_0 \approx \frac{1}{d} \ln \frac{t_0}{t_j} \quad (6.15)$$

əgər $\left(\frac{1-R_j}{1-R_0}\right)^2 \ll \frac{t_0}{t_j}$. Bu halda $\alpha_j \gg \alpha_0$ olduqda

$$\alpha_j \approx \frac{1}{d} \ln \frac{t_0}{t_j} \quad (6.16)$$

$R(j)$ asılılığı zəiflədikcə, bu düstur α_j udulma əmsalını daha dəqiq müəyyənləşdirir.

Əgər $\alpha_j \gg \alpha_0$ və ya $\alpha_j \ll \alpha_0$, o zaman (6.15) ifadəsi $\alpha_j - \alpha_0 = \Delta\alpha(j)$ fərqi təyin etmək üçün tətbiq edilə bilər ki, α_0 udulma əmsalı ilkin şərtlərdə əvvəlcədən ölçüldüsə, α_j hesablamaya imkan verir. Bu üsul $R \approx \text{const}$ olduğu dalğa uzunluğu sahəsində $\alpha(j)$ asılılığını ölçmək üçün xüsusilə əlverişlidir. O zaman t_0/t_j şəffaflıq nisbəti yerinə (6.15) düsturuna ilkin və aralıq şərtlərdə nümunədən keçən şüaların I_0/I_j intensivliyinin nisbəti ilə əvəz olunur.

α_j kəmiyyətini α_0 və $\Delta\alpha_j$ cəmi və ya fərqi kimi təyin edilir. Bu üsulun əlverişliyi nümunənin hərəkətsizliyi ilə bağlıdır. $\alpha(T)$ udulmanın temperatur asılılığının tədqiqində buxar kəmərinə möhkəmlənmiş nümunə, örtük üzərində hərəkət edən nümunəyə nisbətən temperaturun daha sabit və etibarlı nəzarət olunmasına malikdir. α ($t \ll 10\%$) və $R = 35\%$ udulma əmsalının hesablanması üçün (6.13) ifadəsinin təhlili göstərir ki, 10^3 dəfə, şəffaflığın dəyişməsi α dəyişməsinə cəmi 6 dəfə uyğundur, buna görə də kəmiyyətin geniş intervalda udulmanın tədqiqi üçün (məsələn, Ge udulmasının əsas kənarındakı sahədə α kəmiyyəti 10^{-2} dən 10^{-4} sm qədər dəyişir) eyni materialdan müxtəlif d qalınlığında nümunələr toplusu

lazımdır. α_{\max} maksimal udulma əmsalı hər bir d qalınlığı üçün t_{\min} minimal şəffaflıq miqdarı ilə müəyyən edilir; α_{\min} kəmiyyəti mümkün maksimal xətanı nəzərə alaraq hesablanır, (6.13) ifadəsi üçün $\delta\alpha = \Delta\alpha / \alpha$ olan nisbi kəmiyyət şəklini alacaq

$$\delta\alpha = \delta d + \left(\frac{2R}{1-R} \delta R + \delta t\right) \left[\ln \frac{(1-R)^2}{t}\right]^{-1} \quad (6.17)$$

Buna görə əgər $(\delta R + \delta d + \delta t)$ kəmiyyətini təşkil edən xətalarının cəmindən çox olmayan xəta ilə α ölçmək nəzərdə tutulursa, onda $R = 35\%$ -də

$$\alpha_{\min} = \frac{1}{d} \quad (6.18)$$

$t_{\max} = 16\%$ -ə uyğundur. $\alpha < 1/d$ udulma əmsalı α_{\min} -dən daha az dəqiqliklə təyin olunacaq. Məsələn, $\alpha = 0.2 / d$ müəyyən etmə xətası $\alpha = \delta d + 5 (\delta R + \delta t)$ olacaq, şəffaflıq isə $t \approx 35\%$ -dir, buna görə udulma əmsalı (6.13) düsturu üzrə deyil, (6.12) düsturu üzrə hesablanır.

Beləliklə, tədqiq olunan sahədə udulma əmsalı $= 10 \text{ sm}^{-1}$ dən $\alpha = 10^4 \text{ sm}^{-1}$ -ə qədər dəyişirsə, ən pis vəziyyətdə d_1 və $d_2 > d_1$ qalınlığında iki nümunə lazımdır. d_1 qalınlığı (6.13) düsturundan müəyyən edilir, burada $\alpha_{\max} = 10^4 \text{ sm}^{-1}$ və t_{\min} kəmiyyəti əvəz edilir. Məsələn, $t_{\min} = 0,01\%$ və $R = 35\%$ $d_1 = 8,3 \text{ mkm}$. d_2 qalınlığını α_{\min} (6.18) əsasında və kəmiyyəti üzrə hesablanır; $\alpha_{\min} = 10 \text{ sm}^{-1}$ $d_2 = 1 \text{ mm}$ üçün. Bu nümunə, udulma sahəsini 10-dan 84 sm^{-1} -ə qədər, ilk nümunəni isə 240 -dan 10^4 sm^{-1} -ə qədər tədqiq etməyə imkan verəcəkdir. $84-240 \text{ sm}^{-1}$ intervalının örtülməsi üçün qalınlığı $d_3 = 200 \text{ mkm}$ ($\alpha_{\min} = 50 \text{ sm}^{-1}$, $\alpha_{\max} = 415 \text{ sm}^{-1}$) olan üçüncü nümunə lazımdır.

Kiçik udulma əmsallarını ölçərkən $\alpha d = 1$ udulma əmsalının ölçülməsində minimum xəta şərti böyük qalınlıqlarda (ışığın yayılması istiqamətində uzunluq) nümunələrinin istifadəsini tələb edir.

Müasir bərk cisim lazerlərdə udulma əmsalı $10^{-5} > \text{sm}^{-1}$ çatan materiallar tətbiq edilir ki, minimal xəta ilə bir kilometr qalınlığında nümunəni ölçmək üçün lazım olur. (6.17) düsturundan belə çıxır ki, hiperbolik qanuna görə $\delta\alpha$ udulma əmsalının ölçülməsi αd azalması ilə və $\alpha d \approx 10^{-2}$, $\delta\alpha \approx 140\delta I \approx 140\%$ malik olan nümunələr üçün nisbi xətalarda $\delta I \approx \delta I_0 \approx 1\%$ artır. Bu hal αd ölçmələrini $\approx 0,05$ qiymətləri ilə məhdudlaşdırır, bununla belə 5 sm-dən daha uzun nümunələrdə işıq dəstəsinin əhəmiyyətli dərəcədə təhrifinə görə $\alpha \geq 10^{-2} > \text{sm}^{-1}$ həqiqi ölçülə bilən kəmiyyətdir. Udulma əmsalının daha kiçik kəmiyyətlərin ölçülməsi üçün bir sıra üsullar təklif edilmişdir [125, s.2140] [220, s.72]. Qalantın və digərlərin elmi işində [32, s.636] 1,06 mkm dalğa uzunluğu ilə $10^{-3} > \text{sm}^{-1}$ -ə qədər udulma əmsalı 80 mm nümunə uzunluğunda neodimium ilə şüşədən hazırlanmış aktiv elementlər həssaslıq həddində 30% -dən çox olmayan nisbi orta kvadratik xəta üçün monoxromatik lazer şüasında ölçülməsi mümkün olan qurğu təsvir olunub. Bu qurğuda nisbi üsuldan istifadə edilmişdir, lakin ölçülə bilən kəmiyyətlər I_0 və I deyil, bu kəmiyyətlərin kombinasiyasıdır.

$$A_0 = I_0 - I \quad \text{və} \quad B_0 = I_0 + I \quad (6.19)$$

(6.14) ifadəsindən alınan α udulma əmsalı üçün hesablama düsturu bu halda şəkildə malikdir.

$$\alpha = \frac{1}{d} \ln \left[(1 - R)^2 \frac{B_0 + A_0}{B_0 - A_0} \right]. \quad (6.20)$$

Təsadüfi orta kvadratik nisbi xətanın qiymətləndirməsində udulma əmsalını təyin edərkən $\beta = I_0/I_0'$ bəzi kəmiyyət variasiyasını nəzərə almaq lazımdır ki, ölçmə kanalındakı işıq axınlarının kompensasiya dərəcəsini xarakterizə edən I_0' nümunəsi olmadıqda və 1o müqayisə kanalında kompensasiyanın son dəqiqliyi səbəbindən təsadüfi halda bir qədər fərqlənəcəkdir.

Onda (6.19) ifadəsinin əvəzinə daha düzgün yazmaq lazımdır

$$A = I_0[\beta - (1 - R)^2 e^{-\alpha d}], B = I_0[\beta + (1 - R)^2 e^{-\alpha d}], \quad (6.21)$$

və udulma əmsalının ölçülməsi təsadüfi orta kvadratik nisbi xətasının hesablanması üçün $\delta\alpha = D^{-1} \sqrt{C_1^2 sh^2 D + C_2^2}$ ifadəni əldə edirik.

Burada

$$D = \alpha d; C_1^2 = \delta A^2 + \delta B^2; C_2^2 = \delta\beta^2$$

$\delta\alpha_{(D)}$ funksiyasının təhlili göstərir ki, o shD ($D \ll D - sh D$) = C_2^2/C_1^2 ilə minimuma malikdir. Nə qədər C_2^2/C_1^2 azdırsa, o qədər D_{\min} azdır, yəni, optimal αd təyinetmə dəqiqliyi maksimaldır. $C_2/C_1, \approx 0,1, D_{\min} \approx 0.45$ və o zaman $\delta\alpha \approx C_1 \approx \sqrt{\delta A^2 + \delta B^2}$. Əgər $D = 0.01$ qiyməti verilsə (burada kompensasiya səviyyəsi 0,1% təşkil edən quruluşun həssaslıq həddinə [32, s.636] uyğundur), eyni nisbət üçün $C_2^2 / C_1^2 \approx 0,1$, kəmiyyəti $\delta\alpha \approx 10 C_1$, yəni $\delta A \approx \delta B \approx 1\%$ kəmiyyət $\delta\alpha \approx 20\%$.

Təkrarlanma tezliyi 0,5 Hs və şüalanma enerjisi ≈ 5 olan sərbəst generasiya impuls rejimində işləyən, neodimiumla aktivləşdirilmiş şüşədən hazırlanmış aktiv elementli lazer 1 şüalanma mənbəsi kimi tətbiq edilmişdir. Diafraqma 2-dən sonra, şəffaf güzgü 3 köməyi ilə şüa iki kanala ayrılır: nümunə 5 yerləşdirildiyi ölçü və müqayisə kanalı. Müqayisə kanalına işıq attenuatoru da yerləşdirilir. Güzgüdən əks olunmuş şüa, 7a fotoelementinin qoşulduğu 6a müqayisə kanalının fotometrik sferasına düşür. Ölçmə kanalında, güzgüdən ötürülən şüanın hissəsi nümunə 5-dən keçir və fotometrik sfera 6 və fotoelement 7-ə düşür. Ölçmə kanalında nümunə olmadıqda, attenuatorun köməyi ilə fotoelementlərə düşən işıq axınının bərabərliyinə nail olur. Nümunə ölçmə kanalına yerləşdirildikdə, 8, 9 gücləndiricinin çıxışında fotocərəyanların fərq siqnalı yaranır.

[125, s.301-304] işində udulma əmsalının daha kiçik kəmiyyətlərini ölçmək üçün boşluqların inteqrasiyası üsulu tətbiq edilmişdir. Bu üsulun mahiyyəti ondan ibarətdir ki, qəbuledici nümunənin arasından keçən şüanı deyil, nümunə ilə

inteqrasiya olunmuş boşluğa səpilməmiş şüanı qeyd edir. [97, s.63-68] işində 35 sm^3 həcmli nümunə üçün 20% dəqiqliklə $4 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ udulma əmsalını ölçülmüşdür. Udulma əmsalının ölçülməsi üçün ən həssas üsullar işığın istilik enerjisinin təsiri altında maddənin sınma əmsalının dəyişməsinə əsaslanan istilik üsullarıdır. [220, s.72] işində beş üsulun qısa məlumatı verilib və göstərilib ki, minimal udulma əmsalı $\alpha_{min} = 2,0 \cdot 10^{-7} \text{ sm}$, 500 mvt lazerin rezonator boşluğuna yerləşdirilən 5 sm qalınlığında istilik linza ilə yaradılan iki eninə TEM_{01} və TEM_{00} modlar arasındakı tezlik dəyişməsi ilə ölçülə bilər. Müəllifin [220] ixtiyarında bu qədər aşağı udulma əmsalı ilə olan bərk cisimlər olmadığından ölçülər mayelərdə yerinə yetirilib.

§ 6.2. $TlGa_{1-x}In_xSe_2(1-x)S_{2x}$ sistemi bərk məhlulların optik spektrlərinə γ – şüaların təsiri

Qadağan olunmuş zonanın düz və tərs yaxınlığına əsasən kristal tez-tez düz/tərs qadağan olunmuş zonalı yarımkeçiricilər adlanır. Təcrübi olaraq müəyyən edilmişdir ki, düz qadağan olunmuş optik keçidlər aşağı sabit osilyator gücünə görə biraz icazə verilir. $TlGaSe_2$ qadağan olunmuş zonanın nəzəri hesablamaları göstərir ki, valent zonanın üstü Se:4p və Tl:6s dalğa funksiyalarından, harada ki, keçirici zona əks qadağan olunmuş zonanın kiçik ayrılmasının göstərdiyi Tl:6p, Ga:4s and Se:4s hallarından ibarətdir [117, s.2367][176, s.8182]. Valent zonanın maksimumu Brilyen zona diaqramında əks keçirici zona çuxurlarının mübahisəli göstərildiyi hallarının Γ -nöqtəsində yerləşir. Keçirici zonanın əks minimumu nəzəri olaraq müxtəlif istiqamətlərdə (Γ – Y) və ya (L–Z) xətləri arasında hesablama yanaşmasından asılı olaraq tapılmışdır. [117, s.2367]-a görə, düz və tərs qadağan olunmuş zonalar yalnız 90 meV (Γ –Y) energetik olaraq ayrılır; [176, s.8182] -da 100 meV (Γ –Y) ayrılmasının qiyməti hesablanmışdır; [150, s. 2666] də – 50 meV (Γ –Y) və Kashida və başqalarının. [222, s.68] yalnız (L–Z) bölünmə (ayırma) tapılmışdır. Yalnız [117, s.2367] ədəbiyyatın metodunda spin-orbital əlaqəsi analize daxil edilmişdi. Buna baxmayaraq, (Γ –Y) və (L–Z) tərs keçirici çuxurların biri

digərinə energetik bağlıdır. Məlumdur ki, nəzəri hesablamalar təcrübi nəticələrlə müqayisədə E_g qadağan olunmuş zonanın qiymətini daha kiçik göstərir. Təcrübə ilə nəzəri uyğunsuzluq təxminən 200 - 300 meV təşkil edir.

Bir çox optik spektroskopiya işləri normal işıq istiqaməti altında təbəqə müstəvisinə perpendikulyar aparılmışdır. Tərs qadağan olunmuş zonanın kənarından yuxarıda optik keçidlərin üstünlük təşkil etməsi məlum olmuşdur. Fərqli sadələşdirilmiş yanaşmalar düzünə qadağan olunmuş zonanın $E_g^d=2.08-2.23$ eV və tərs qadağan olunmuş zonanın $E_g^i=1.83-2.13$ eV aralığında qadağan olunmuş zonanın qiymətlərini çıxartmaq üçün istifadə olunmuşdur. [117, s.2367][221,s.1754]. Qadağan olunmuş zonanın enerjisinin dəyişməsi TlGaSe₂ kristalının müxtəlif politiplərinin mövcudluğundan əlaqələndirilmişdir (qeydə alınmışdır) [21-23]. Bununla yanaşı, böyük ehtimalla, bu pozğunluq parametrinin iştirakı ilə və ya dar enerji aralığında sadələşdirilmiş qadağan olunmuş zonanın çıxarılması ilə bir şey etmək məcburiyyətindədir.

Hazırkı işdə, 0-0,25 MQR doza intervalında şüalandırılmış TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x} (x= 0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0) sistemli bərk məhlullarının otaq temperaturunda buraxma spektrlərinin tədqiq nəticələri verilmişdir. Bu tədqiqatın məqsədi γ -şüalanmadan sonra tədqiq olunan bərk məhlulların optik xassələri haqqında yeni məlumatlar əldə etməkdən ibarətdir.

Əks olunma spektrlərin ölçülməsi (001) müstəvisi üzrə kəsilmiş səthdə həyata keçirilmişdir. Normal bucaq altında düşən işığın ölçmələri “specord 210 plus” spektrofotometrinin köməyi ilə 400-1100 nm spektral diapazonda və E \perp C polarizasiyasında yerinə yetirilmişdir. Ölçmələr otaq temperaturunda yerinə yetirilmişdir. Spektrometrin ölçmə dəqiqliyi ± 3 nm-dir. Buna görə də $E_g \pm 0,0004$ eV qədər daha yaxşı dəqiqliklə hesablanır.

Araşdırmaların əsas məqsədi izomorf, eyni zamanda kation-anion yerdəyişməsi zamanı TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x} sistemi bərk məhlullarının fundamental udma oblastında optik xassələrin öyrənilməsindən ibarətdir.

TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x} (x= 0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0) sistemi bərk məhlulların 0 MQR, 0.01MQR, 0.02 MQR, 0.05 MQR və 0.25 MQR şüalanmaya məruz

qalmış nümunələrinin otaq temperaturalarda udma spektri öyrənilmişdir. Təcrübi nəticələrə əsasən 300K temperaturda udma əmsalı uyğun olaraq $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ ($x= 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0$) sistemi bərk məhlullarda 5 sm^{-1} və 110 sm^{-1} təşkil edir.

Şüalanmamış və şüalanmış $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ ($x= 0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0$) bərk məhlul nümunələri üçün $\alpha^2=0$ və $\alpha^{1/2}=0$ xətti və qeyri xətti aşağı və yuxarı hissəsindən qadağan olunmuş zonanın düzünə və çəpinə optik udma enerji keçidləri, müvafiq olaraq $(\alpha^{1/2}-\hbar\omega)$ və $(\alpha^2-\hbar\omega)$ asılılığından istifadə edərək düz xəttin aşağı qırıq-qırıq hissəsinin ekspolyasiyasından əldə edilir.

Ədəbiyyat məlumatlarından istifadə edərək udma əmsalını aşağıdakı kimi təyin olunur

$$\alpha = \frac{1}{d} \ln \left(\frac{(1-R)^2 + \left[(1-R)^4 + 4R^2T^2 \right]^{1/2}}{2T} \right) \quad (6.22)$$

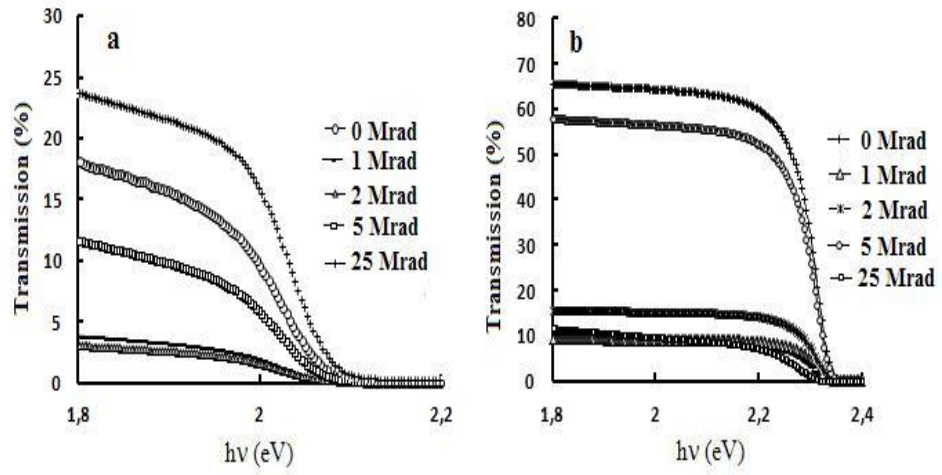
Burada R əksölünmə ($0,2605^{(22)}$), α - optik udma əmsalı və d isə nümunənin qalınlığıdır.

Əks olunma ölçüləri təbii laylardan qəlpələnmə yolu ilə alınan nümunələrdə aparılmışdır və nümunələrin qalınlığı $\alpha d \gg 1$. Təcrübədə istifadə olunan nümunələrin qalınlığı $d \approx 300 \text{ }\mu\text{m}$ civarında götürülmüşdür.

Yuxarıda qeyd olunan kimi, fundamental udma əmsalı əksər yarımkeçiricilərdə aşağıdakı qanunauyğunluqla təyin olunur:

$$\alpha \hbar \omega = B(\hbar \omega - E_g)^n \quad (6.23)$$

burada $\alpha \hbar \omega$ udma əmsalı, $\omega = 2\pi\nu$ -bucaq tezliyi, n -sabitdir və n indeksi $1/2, 3/2, 2$ və 3 qiymətləri ala bilər, asılılığın təbiəti elektron keçidinin udma spektrindən asılıdır. Spektrin yüksək enerji oblastında $n=1/2$ düzünə icazə verilmiş keçidi göstərir, $n=3/2$ qadağan olunmuş düzünə keçidi, spektrin aşağı enerji hissəsində $n=2$ çəpinə icazə verilmiş keçidi, $n=3$ qadağan olunmuş çəpinə keçidi göstərir.



**Şəkil 6.3. TlGaSe₂(a) və TlInS₂ (b) kristallarının T=300 K-də buraxma spektrləri.
1- 0 MQR, 2 – 0.01 MQR, 3 – 0.02 MQR, 4 – 0.05MQR və 5 – 0.25 MQR.**

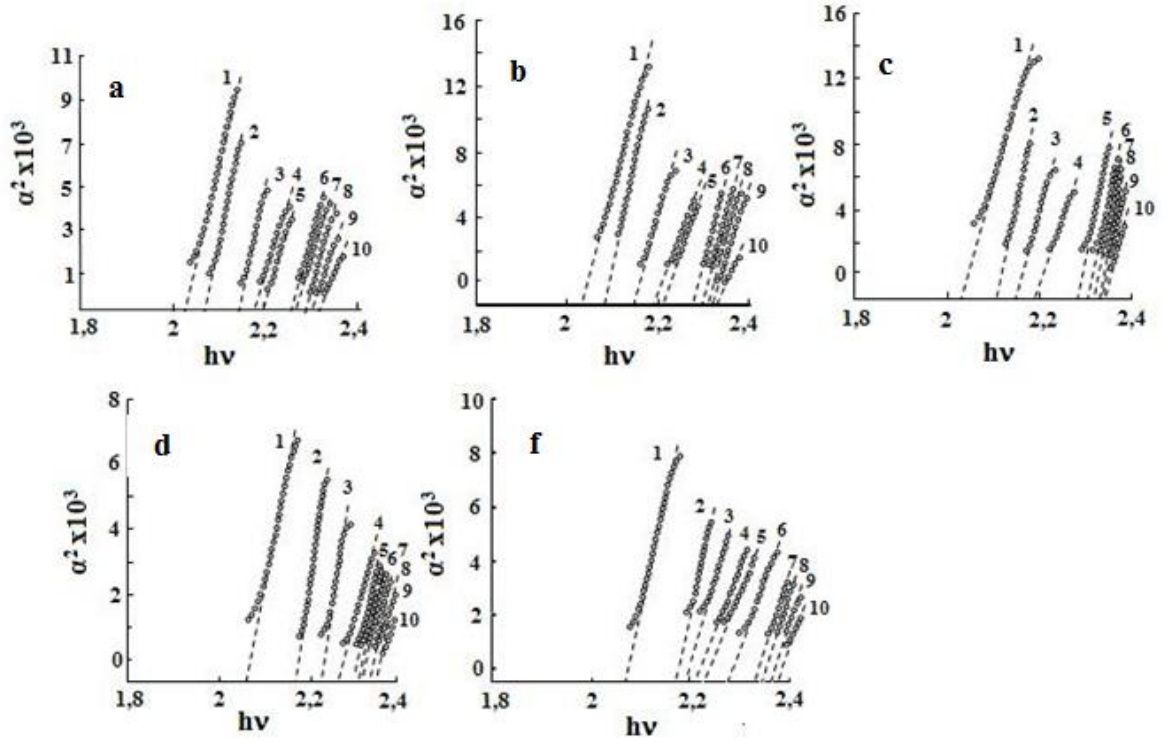
Şəkil 6.3-də otaq temperaturunda TlGaSe_2 və TlInS_2 kristalları üçün buraxma əmsalının fotonun enerjisindən asılılığı təsvir edilmişdir. Şəkildən də görüldüyü kimi buraxma spektrlərində hər iki kristalın şüalanmadan əvvəl və müxtəlif dozalarla şüalanmasının əyriləri təsvir edilmişdir. Şəkildən də görüldüyü kimi şüalanma dozası artıqca buraxma əmsalının qiyməti dəyişir.

Şəkil 6.4 və 6.5-də otaq temperaturunda şüalanmadan əvvəl və 0.01 MQR, 0.02 MQR, 0.05 MQR və 0.25 MQR şüalanmaya məruz qalmış $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ ($x=0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0$) bərk məhlulların nümunələrinin düzünə və çəpinə icazəli optik keçidlərin fotonun enerjisindən spektral asılılığı verilmişdir. Şəkil 6.4-də 0 MQR, 0.01 MQR, 0.02 MQR, 0.05 MQR və 0.25 MQR şüalanmaya məruz qalmış $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ ($x=0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0$) bərk məhlulların nümunələrinin düzünə və çəpinə qadağan olunmuş zolağın eninin konsentrasiyadan asılılıq əyrisi verilmişdir.

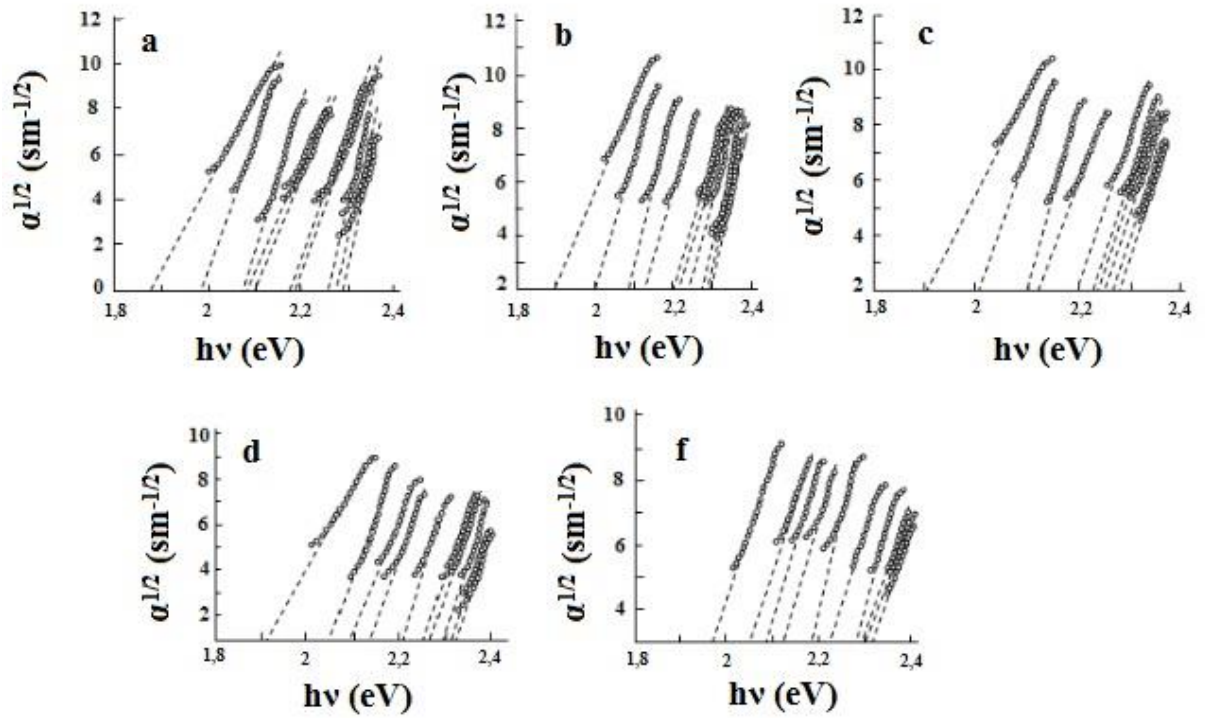
Şüalanmamış və şüalanmış $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ ($x=0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0$) bərk məhlul nümunələri üçün $\alpha^2=0$ və $\alpha^{1/2}=0$ xətti və qeyri xətti aşağı və yuxarı hissəsindən qadağan olunmuş zonanın düzünə və çəpinə optik udma enerji keçidləri, müvafiq olaraq $(\alpha^{1/2}-\hbar\omega)$ və $(\alpha^2-\hbar\omega)$ asılılığından istifadə edərək düz xəttin aşağı qırıq-qırıq hissəsinin ekspolyasiyasından əldə edilmişdir və şəkil 6.4 və 6.5-də göstərilmişdir. 0-0,25 MQR doza intervalında TlGaSe_2 üçün 1.90–1.98 və 2.06 - 2.11 TlInS_2 kristalı üçün isə 2.32 - 2.35 eV and 2.27- 2.32 eV qiymətləri arasında dəyişmə müşahidə olunmuşdur.

$\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ ($1-x=0; 2-x=0,1; 3-x=0,2; 4-x=0,3; 5-x=0,4; 6-x=0,6; 7-x=0,7; 8-x=0,8; 9-x=0,9; 10-x=1,0$) bərk məhlul nümunələrinin şüalanmadan əvvəl və şüalanmadan sonra düzünə və çəpinə qadağan olunmuş zolağın eninin konsentrasiyadan və şüalanma dozasından asılılıq əyrisi şəkil 6.6-da göstərilmişdir. 0-25 Mrad doza intervalında şüalanmış $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ ($1-x=0; 2-x=0,1; 3-x=0,2; 4-x=0,3; 5-x=0,4; 6-x=0,6; 7-x=0,7; 8-x=0,8; 9-x=0,9; 10-x=1,0$) sistemi bərk məhlullarında otaq temperaturunda əks olunma və buraxma spektrlərindən düzünə və çəpinə qadağan olunmuş zolağın eninin konsentrasiyadan və dozadan asılılığı təyin olunmuşdur. Müəyyən edilmişdir ki, $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ sistemi bərk məhlullarda

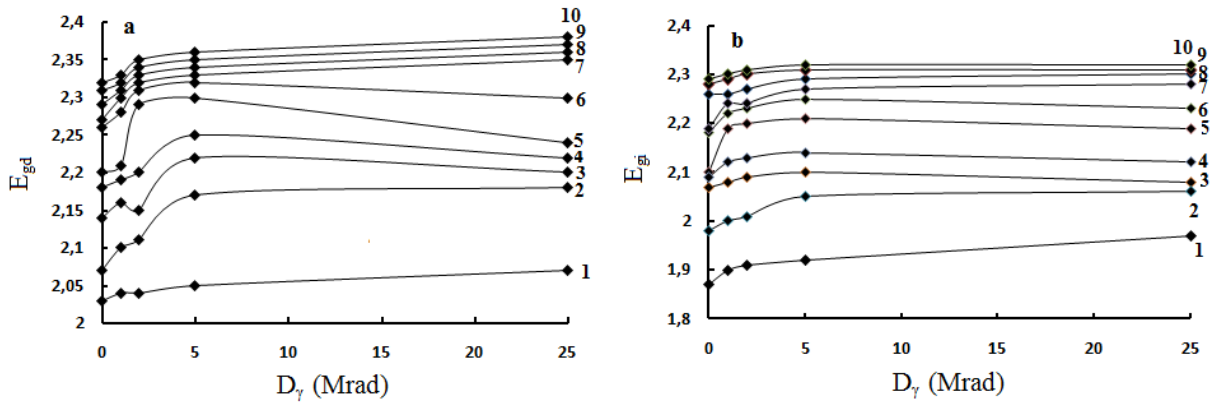
TlInS₂-nin konsentrasiyası və şüalanma dozası artdıqca qadağan olunmuş zonanın eni artır [81, s.143-148].



Şəkil 6.4. TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}(x= 0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0) sistemli bərk məhlulların otaq temperaturunda düzünə udma spektrinin fotonun enerjisindən asılılığı (a- 0 MQR, b- 0.01 MQR, c- 0.02 MQR, d-0.05 MQR, f- 0.25 MQR).



Şəkil. 6.5. $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ ($x= 0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0$) sistemli bərk məhlulların otaq temperaturunda çəpinə udma spektrinin fotonun enerjisindən asılılığı (a- 0 MQr, b- 0.01 MQr, c- 0.02 MQr, d- 0.05 MQr, f- 0.25 MQr).



Şəkil 6.6. $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ ($1-x=0; 2-x=0,1; 3-x=0,2; 4-x=0,3; 5-x=0,4; 6-x=0,6; 7-x=0,7; 8-x=0,8; 9-x=0,9; 10-x=1,0$) bərk məhlul nümunələrinin şüalanmadan əvvəl və şüalanmadan sonra düzünə və çəpinə qadağan olunmuş zolağın eninin konsentrasiyadan asılılıq əyrisi.

x	$\alpha_{1/2} 0$ MGy	$\alpha_{1/2} 0.01$ MGy	$\alpha_{1/2} 0.02$ MGy	$\alpha_{1/2} 0.05$ MGy	$\alpha_{1/2} 0.25$ MGy
0	1,88	1,89	1,895	1,895	1,95
0,1	2	2,01	2		
0,2	2,09	2,09	2,085	2,08	2,02
0,3	2,095	2,12	2,121	2,12	2,05
0,4	2,12	2,22	2,2	2,22	2,08
0,6	2,19	2,23	2,25	2,25	2,1
0,7	2,21	2,24	2,24	2,27	2,175
0,8	2,27	2,28	2,25	2,275	2,23
0,9	2,28	2,29	2,28	2,28	2,27
1	2,285	2,3	2,29	2,285	2,271

x	$\alpha_2 0$ MGy	α_2 0.01MGy	$\alpha_2 0.02$ MGy	$\alpha_2 0.05$ MGy	$\alpha_2 0.25$ MGy
0	2,04	2,01	2,01	2,04	2,02
0,1	2,09				
0,2	2,16	2,12	2,07	2,15	2,1
0,3	2,19	2,19	2,14	2,2	2,12
0,4	2,2	2,28	2,19	2,28	2,15
0,6	2,29	2,29	2,28	2,28	2,18
0,7	2,3	2,3	2,29	2,31	2,21
0,8	2,33	2,32	2,3	2,31	2,28
0,9	2,34	2,33	2,31	2,32	2,28
1	2,35	2,34	2,31	2,33	2,3

§ 6.3. $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2$ sistemli bərk məhlulların optik spektrlərinə γ – şüaların təsiri

Hazırkı iş $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2$ ($x= 0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0$) sistemli bərk məhlullarının fundamental udma oblastında optik xassələrin öyrənilməsindən ibarətdir.

Əks olunma ölçüləri təbii laylardan qəlpələnmə yolu ilə alınan nümunələrdə aparılmışdır və nümunələrin qalınlığı $\alpha d \gg 1$. Təcrübədə istifadə olunan nümunələrin qalınlığı $d \approx 400 \mu\text{m}$ civarında götürülmüşdür

TlGa_{1-x}In_xSe₂ (x= 0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0) sistemi bərk məhlulların 0 MQR və 0,05 MQR şüalanmaya məruz qalmış nümunələrinin otaq temperaturlarında udma spektri öyrənilmişdir. Təcrübi nəticələrə əsasən TlGa_{1-x}In_xSe₂ (x= 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0) sistemi bərk məhlullarda 300K temperaturda udma əmsalı uyğun olaraq şüalanmamış nümunələrdə 5 sm⁻¹ və 140 sm⁻¹, 0,05 MQR dozada şüalanmış nümunələrdə isə 10 sm⁻¹ və 70 sm⁻¹ təşkil edir.

Şüalanmamış və 0,05 MQR dozada şüalandırılmış TlGa_{1-x}In_xSe₂ (x= 0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0) bərk məhlul nümunələri üçün $\alpha^2=0$ və $\alpha^{1/2}=0$ xətti və qeyri xətti aşağı və yuxarı hissəsindən qadağan olunmuş zonanın düzünə və çəpinə optik udma enerji keçidləri şəkil 6.7 a və b-də göstərilmişdir. §6.2-də qeyd olunduğu kimi, udma əmsalını (6.22) ifadə ilə təyin olunur.

Şəkil 6.7 və 6.8-də otaq temperaturunda şüalanmadan əvvəl və 0,05 MQR şüalanmaya məruz qalmış TlGa_{1-x}In_xSe₂ (x= 0; 0,1; 0,2; 0,3,0,7; 0,8; 0,9; 1,0) bərk məhlulların nümunələrinin düzünə və çəpinə icazəli optik spektrlərinin fotonun enerjisindən asılılığı verilmişdir.

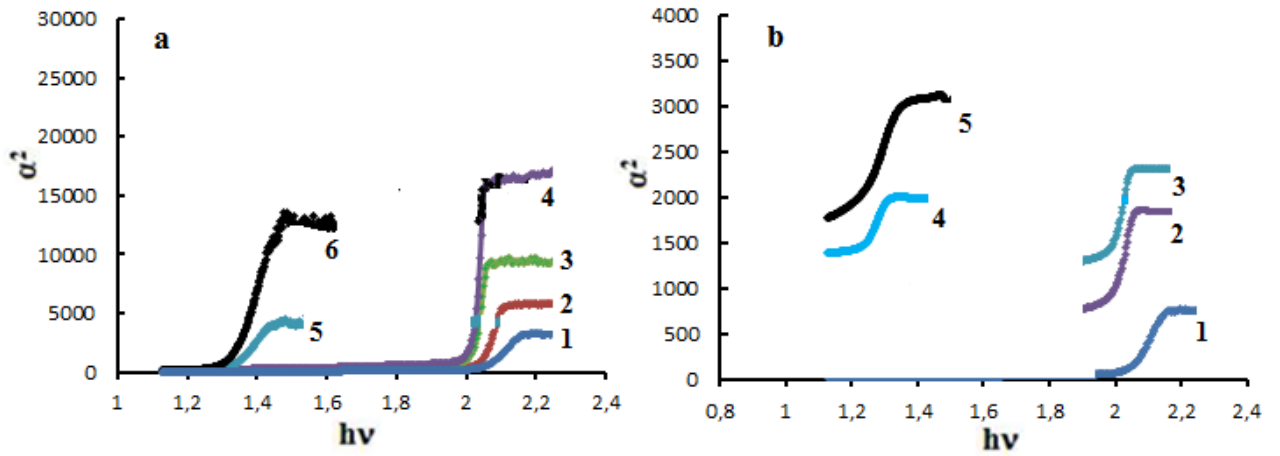
0 MQR və 0,05 MQR –da şüalanmaya məruz qalmış TlGa_{1-x}In_xSe₂ (x= 0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0) bərk məhlulların nümunələrinin düzünə və çəpinə qadağan olunmuş zolağın eninin qiymətlərinin konsentrasiyadan asılılığı cədvəl 6.1-də verilmişdir.

0 və 0,05 MQR doza intervalında şüalanmış TlGa_{1-x}In_xSe₂ sistemi bərk məhlullarında otaq temperaturunda əks olunma və buraxma spektrlərindən düzünə və çəpinə qadağan olunmuş zolağın eninin konsentrasiyadan və dozadan asılılığı təyin olunmuşdur. Müəyyən edilmişdir ki, TlGa_{1-x}In_xSe₂ sistemi bərk məhlullarda TlInSe₂ və TlGaSe₂ kristallarının konsentrasiyası artması ilə qadağan olunmuş zonanın eni artır, şüalanma dozəsindən aslı olaraq isə qadağan olunmuş zonanın eni azalır [82, s.420-424].

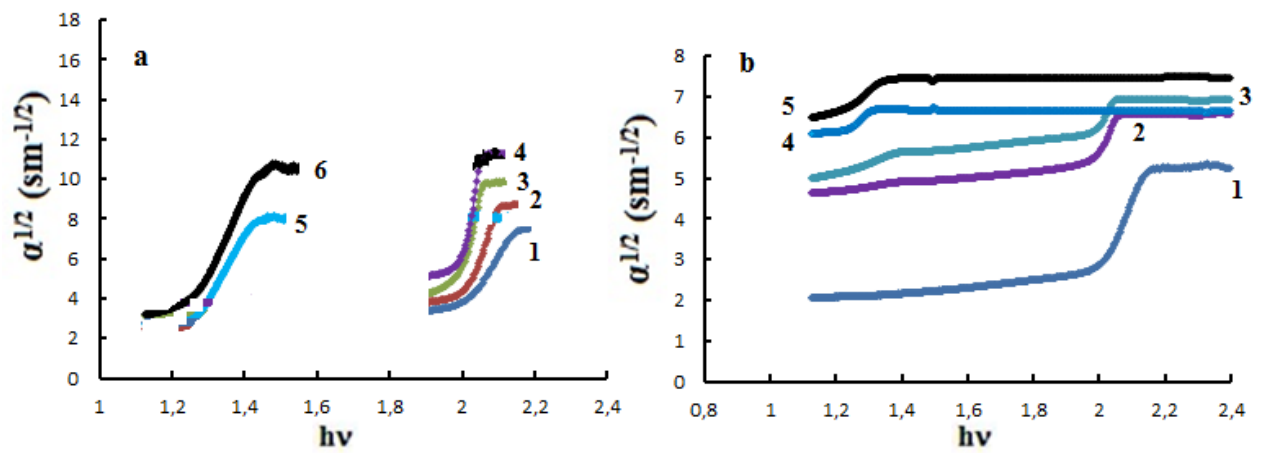
cədvəl 6.1.

TlGa_{1-x}In_xSe₂(x= 0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0) bərk məhlulların nümunələrinin düzünə və çəpinə qadağan olunmuş zolağın eninin hesablanmış qiymətləri.

Tərkib	E _{gd}	E _{gi}	E _{gd}	E _{gi}
	0 MQR		5 MQR	
TlGaSe ₂	2,05	1,98	2,15	1,9
TlGa _{1-x} In _x Se ₂ (x=0.1)	2,14	1,957	-	-
TlGa _{1-x} In _x Se ₂ (x=0.2)	2,0	1,95	1,95	1,74
TlGa _{1-x} In _x Se ₂ (x=0.3)	2,0	1,9	1,9	1,61
TlGa _{1-x} In _x Se ₂ (x=0.8)	1,32	1,21	1,16	0,8
TlInSe ₂	1,3	1,2	1,15	0,75



Şəkil6.7. $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ ($x= 0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,9; 1,0$) sistemli bərk məhlulların otaq temperaturunda düzünə udma spektrinin fotonun enerjisindən asılılığı (a- 0 MQR, b- 0.05 MQR).



Şəkil. 6.8. $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ ($x= 0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,9; 1,0$) sistemli bərk məhlulların otaq temperaturunda çəpinə udma spektrinin fotonun enerjisindən asılılığı (a- 0 MQR, b- 0.05 MQR).

ƏSAS NƏTİCƏLƏR

1. 0; 0,25, 0,75 MQR dozada şüalanmış $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ və $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2$ bərk məhlulları nümunələrinin elektrik keçiriciliyi tədqiq olunmuş və sıçrayışlı keçiriciliyin mövcudluğunun temperatur intervalları müəyyən edilmişdir. Mott yaxınlaşmasına əsasən sıçrayışlı keçiriciliyin parametrlərinin qiymətləri tərkibdən və γ -şüalanmadan əhəmiyyətli dərəcədə dəyişir: $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ bərk məhlulu üçün Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokallaşmış halların sıxlığının $0 - 0,75 \text{ MQR } N_F - 3,71 \cdot 10^{17} - 3,79 \cdot 10^{18} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{sm}^{-3}$, tələlərinin konsentrasiyasının $N_t - 0 - 0,75 \text{ MQR } 3,04 \cdot 10^{16} - 1,66 \cdot 10^{17} \text{ sm}^{-3}$ qiymətlərinin tərkibdən və şüalanma dozasından aslı olaraq artması, sıçrayışların orta uzunluğunun $R - 0 \text{ MQR } - 1,72 \cdot 10^{-6} - 1,5 \cdot 10^{-6} \text{ sm}$; $0,25 \text{ MQR } - 1,51 \cdot 10^{-6} - 1,04 \cdot 10^{-6} \text{ sm}$; $0,75 \text{ MQR } - 1,34 \cdot 10^{-6} - 9,77 \cdot 10^{-7} \text{ sm}$ və lokallaşmış halların enerji fərqinin $\Delta E - 0 \text{ MQR } - 0,082 - 0,07 \text{ eV}$; $0,25 \text{ MQR } - 0,077 - 0,05 \text{ eV}$; $0,75 \text{ MQR } - 0,059 - 0,044 \text{ eV}$ qiymətlərinin isə azalması müəyyən edilmişdir.

2. Müəyyən edilmişdir ki, şüalanmamış və γ -kvantlarla şüalanmış $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ sistemli bərk məhlullarının Pul-Frenkelin istilik-sahə nəzəriyyəsi çərçivəsində izah edilmişdir. Tərkibdən və şüalanma dozasından aslı olaraq Pul-Frenkel effekti çərçivəsində parametrlərin qiymətləri hesablanmışdır. Göstərilmişdir ki, şüalanma dozasının artması ilə tələlərin konsentrasiyasının (N_t) qiymət artır, sərbəst qaçış yolunun uzunluğu (λ), Frenkel əmsalı (β) və tələlərdən potensial çəpərin maksimumuna qədər olan məsafənin (x_m) qiymətləri isə azalır.

3. Müəyyən edilmişdir ki, γ -kvantlarla şüalanmış $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ və $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2$ sistemli bərk məhlullarının elektrik keçiriciliyinin temperatur asılılığında ($\sigma(T)$) otaq temperaturlarından yuxarı temperaturlarda müşahidə olunan xüsusiyyətlər kristalın superior halına keçidi ilə bağlıdır. Keçiriciliyin müşahidə edilən xarakterini izah edən mexanizm təklif edilmiş və göstərilmişdir ki, müşahidə edilən ion keçiriciliyi Tl^+ ionlarının tallium altqəfəsində vakansiyalar üzrə diffuziyası ilə əlaqədardır.

4. Şüalanmamış və γ -kvantla şüalanmış $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_{2(1-x)}\text{S}_{2x}$ və $\text{TlGa}_{1-x}\text{In}_x\text{Se}_2$ sistemli bərk məhlullarının dielektrik nüfuzluğunun tezlik dispersiyası və

dielektrik itgi bucağının relaksor xassələri müəyyən edilmişdir. γ - şüalanmadan əvvəl və sonra keçiriciliyin verilmiş mexanizminin parametrləri qiymətləndirilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, tezliyin 10^6 Hz qiymətində keçiriciliyin sıçrayıla artması sistemin superior halına keçməsi ilə əlaqədardır.

5. Şüalanmamış və γ -kvantla şüalanmış $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ və $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ sistemli bərk məhlullarında kompleks impedans spektrlərinin öyrənilmişdir. γ -şüalanmadan sonra alınan impedans qodoqraf əyrilərindən Varburqun diffuziya impedansının yarandığı müəyyən edilmişdir. İmpedans diaqramındakı şüalar, Varburqun diffuz impedansı ilə bağlıdır və bunun da əsasında verilmiş ion daşıyıcılarının sinusoidal siqnalının tezlik diapazonunda diffuziya layı sərhədinə çata bilməməsi dayanır.

6. Şüalanmamış və γ -kvantla şüalanmış $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ və $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ sistemli bərk məhlullarında otaq temperaturunda 400 -1100 nm spektral diapazonunda əks olunma və buraxma spektrlərindən düzünə və çəpinə qadağan olunmuş zolağın eninin qiymətləri təyin olunmuşdur. Müəyyən edilmişdir ki, $TlGa_{1-x}In_xSe_{2(1-x)}S_{2x}$ bərk məhlullarda konsentrasianın və şüalanma dozasının artması ilə qadağan olunmuş zonanın eni artır: uyğun olaraq x-in artması ilə 0 MQR - $E_{gd}=2,04-2,35$ eV; $E_{gi}=1,88-2,285$ eV; 0,01 MQR - $E_{gd}=2,01-2,34$ eV; $E_{gi}=1,89-2,3$ eV; 0,02 MQR- $E_{gd}=2,01-2,31$ eV; $E_{gi}=1,895-2,29$ eV; 0,05MQR - $E_{gd}=2,02-2,3$ eV; $E_{gi}=1,95-2,27$ eV: $TlGa_{1-x}In_xSe_2$ bərk məhlulunda isə şüalanmadan sonra qadağan olunmuş zonanın eni azalır: 0 MQR $E_{gd}=2,05-1,3$ eV; $E_{gi}=1,98-1,2$ eV; 0,05 MQR $E_{gd}=2,15-1,15$ eV; $E_{gi}=1,9-0,75$ eV müşahidə olunmuşdur.

7. Şüalanmamış və γ -kvantlarla şüalanmış $TlInS_2<V>$ kristalının dəyişən elektrik sahəsinin təsiri altında elektrik keçiriciliyinin tədqiqi nəticəsində müəyyən edilmişdir ki, sistem relaksor halında (nizamsız fazada) olduqda yəni, Berns (T_d) temperaturu ilə Foqel-Fulçer temperaturu intervalında keçiricilik sıçrayışlı xarakter daşıyır. Sıçrayışlı keçiriciliyin parametrlərinin qiymətləri hesablanmış: lokallaşmış halların sıxlığının (N_F), tələlərinin konsentrasiyasının (N_t) qiymətlərinin aşqardan və şüalanma dozasından aslı olaraq artması, sıçrayışların orta uzunluğunun (R) və lokallaşmış halların enerji fərqi (ΔE) qiymətlərinin isə azalması müəyyən edilmişdir.

8. TlInS_2 , TlInS_2 <0.1%V> kristallarının və $(\text{TlGaSe}_2)_{1-x}(\text{TlInSe}_2)_x$ bərk məhlullarının Atom Qüvvə Mikroskopu metodu ilə tətqiq nəticəsində müəyyən edilmişdir ki, radiasiyanın təsiri nanoölçülü klasterlərin doyma dərəcəsini artır, molekulların dissosiasiya imkanı güclənir və kritik rüşeymlərin əmələ gəlməsinə səbəb olur.

**DİSSERTASIYANIN ƏSAS NƏTİCƏLƏRİ AŞAĞIDAKI MƏQALƏ VƏ
TEZİSLƏRDƏ DƏRC EDİLMİŞDİR**

1. Сардарлы Р.М. Поляризация, вызванная объемными зарядами и ионная проводимость в кристаллах TlInSe_2 / Р.М. Сардарлы, О.А. Самедов, Н.А. Алиева, А.П. Абдуллаев, Э.К. Гусейнов, И.С. Асланов, Ф.Т. Салманов // Физика и техника полупроводников, - 2014, 48 (4), -с.442-447
2. Salmanov F.T. / Optical properties of solid solutions of $(\text{TlGaSe}_2)_{1-x}(\text{TlInS}_2)_x$ system in fundamental absorption region / F.T. Salmanov, N.A. Aliyeva, A.J. Mikayilova // Материалы второй международной научно-практической конференции «Роль молодых ученых в развитии науки, инноваций и технологий», -Душанбе Таджикистан: -11-12 may, -2017, -с.326-327.
3. Salmanov F.T. Vanadium atomları ilə aşqarlanmış TlInS_2 kristallarının elektrik və dielektrik xassələrinə γ -şüaların təsiri / F.T. Salmanov, N.Ə. Əliyeva // AMEA Gənc Alim və Mütəxəssislər Şurası Gənc Tədqiqatçı elmi praktik jurnal, -2017, III cild, №2, -s.20-26.
4. Сардарлы Р.М. Влияние интеркаляции $\langle V \rangle$ на релаксорные свойства кристаллов TlInS_2 / Р.М. Сардарлы, О.А.Самедов, Ф.Т. Салманов // Azərbaycan Respublikası Təhsil Nazirliyi Azərbaycan Texniki Universitetinin Elmi əsərləri, -2017, №3, -s.53-56
5. Salmanov F.T. Influence of γ -radiation on direct and indirect optical transitions in $(\text{TlGaSe}_2)_{1-x}(\text{TlInS}_2)_x$ mixed crystal // Journal of Radiation Research, - 2018, v 5, №2, -s.457-464
6. Salmanov F.T. TlInS_2 və $\text{TlInS}_2 \langle V \rangle$ kristallarının Van-Der-Vals səthinin atom qüvvə mikroskopu ilə tədqiqi // Azərbaycan Respublikası Təhsil Nazirliyi Azərbaycan Texniki Universitetinin Elmi əsərləri, -2018, №1, -s.26-32.
7. Sardarly Rauf. Phase Transition in TlS , TlSe and TlInS_2 Crystals Caused by Nanoscale Defects / Rauf Sardarly, Arzu Sardarli, Famin Salmanov, Nurana Aliyeva, Samira Gahramanova, Mahammed Yusifov // International Journal of Theoretical and Applied Nanoscience and Nanotechnology. - 2018.v.6, - p.5-10.

8. Salmanov F.T. γ -kvantlarla şüalanmış $(\text{TlGaSe}_2)_{1-x}(\text{TlInSe}_2)_x$ ($x=0; 0,1; 0,2$) bərk məhlullarının atom qüvvə mikroskopu ilə səth proseslərinin tədqiqi / F.T. Salmanov, N.Ə.Əliyeva, C.H.Cabbarov, G.E.Məmmədova, R.A.Məmmədov, İ.A.Abdullayeva, S.D.Dadaşova // Gənc Tədqiqatçı, Fizika-riyaziyyat və Texniki elmləri, - 2018, IV cild, №2, -s.6-11.
9. Salmanov F.T., Aliyeva N.A., Mikayilova A.J., Abdullayeva I.A. Dielectric relaxation in gamma-irradiated of $(\text{TlGaSe}_2)_{1-x}(\text{TlInS}_2)_x$ solid solution // Международный форум молодых ученых «BURABAY FORUM: приграничное сотрудничество Казахстана», -Qazaxıstan, Astana: -06-13 avqust, - 2018,
- 10.Salmanov F.T. Influence of γ -radiation on direct and indirect optical transitions in $(\text{TlGaSe}_2)_{1-x}(\text{TlInS}_2)_x$ mixed crystal //Journal of Radiation Researches, - 2018, vol 5, №2, -s.457-464
- 11.Sardarly R.M. Impact of γ -irradiation on dielectric and electric properties of TlInS_2 <V> crystals / R.M., O.A.Samedov, F.T.Salmanov, N.A.Aliyeva // ISSN (VANT), -2019, 120, 2, -p.30-33.
- 12.Sərdarlı R.M. γ -kvantlarla şüalanmış $(\text{TlGaSe}_2)_{1-x}(\text{TlInS}_2)_x$ bərk məhlullarının impedans xarakteristikaları / R.M. Sərdarlı, F.T. Salmanov, N.Ə. Əliyeva // AJP Fizika, -2019, vol. XXV, №2,-s.34-39.
- 13.Салманов Ф.Т.. Влияние γ -облучения на прямые и непрямые межзонные оптические переходы в кристаллах TlGaSe_2 и TlInS_2 // Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyasının xəbərləri Fizika-texnika və riyaziyyat elmləri seriyası, fizika və astronomiya. – 2019, №2, -s143-148.
14. Salmanov F.T. Influence of γ -irradiation on superionic conductivity of $(\text{TlGaSe}_2)_{1-x}(\text{TlInS}_2)_x$ solid solutions // Journal of Radiation Researches, -2019, vol.6 , №1,- s.5-10.
15. Салманов Ф.Т. АС-проводимость твердых растворов $(\text{TlGaSe}_2)_{1-x}(\text{TlInS}_2)_x$ // Gənc Tədqiqatçı, Fizika-riyaziyyat və Texniki elmləri, -2019, V, №1, -s.26-30.
- 16.Сардарлы Р.М., Салманов Ф.Т., Алиева Н.А., Маммадов Р.А. Тип оптических переходов на краю фундаментальново поглощения кристаллов

- TlGaSe₂ и TlInS₂, подвергнутых γ -облучению // Международный научный форум «Ядерная наука и технологии», - Алматы, Казахстан, -24-27 June, -2019, -с.129-131.
- 17.Сардарлы Р.М. Прыжковая проводимость твердых растворов (TlGaSe₂)_{1-x}(TlInS₂)_x / Р.М. Сардарлы, Ф.Т. Салманов, Н.А. Алиева // Azərbaycan Texniki Universiteti, -2019, №1, -s.11-18.
- 18.Сардарлы Р.М., Салманов Ф.Т., Алиева Н.А. Проводимости по локализованным состояниям твердых растворов TlGa_{1-x}In_xSe₂ // Релаксационные явления в твердых телах. Материалы XXIV международной конференции, -Воронеж, -24-27 сентября, -2019, -с. 206-207
- 19.Sardarli R.M., Salmanov F.T., Aliyeva N.A., Mammadov R.A. Superionic conductivity of (TlGaSe₂)_{1-x}(TlInS₂)_x mixed crystals induced by γ -irradiation // Международный научный форум «Ядерная наука и технологии», -Алматы, Казахстан, -24-27 June, -2019, -s.70-71
- 20.Салманов Ф.Т., Алиева Н.А., Микаилова А.Дж., Маммадов Р.А. Импедансные характеристики γ -облученных твердых растворов (TlGaSe₂)_{1-x}(TlInS₂)_x в радиочастотном диапазоне // «Пятый междисциплинарный молодежный научный форум с международным участием «Новые материалы», -Москва: -2019, -с 274-275.
- 21.Сардарлы Р.М. Импеданс Твердых Растворов (TlGaSe₂)_{1-x}(TlInSe₂)_x / Р.М.Сардарлы, Ф.Т.Салманов, Н.А.Алиева // Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyasının xəbərləri, Fizika-texnika və riyaziyyat elmləri seriyası, fizika və astronomiya, - 2019, №5, -s.56-64
- 22.Сардарлы Р.М. Тип оптических переходов на краю фундаментального поглощения кристаллов TlGaSe₂ и TlInS₂, подвергнутых γ -облучению / Р.М.Сардарлы, Ф.Т. Салманов, Н.А.Алиева // Оптика и спектроскопия, -2019, т. 127, в. 3, -с.420-424
- 23.Sardarly R.M. Impedance Spectroscopy Of (TlGaSe₂)_{1-x}(TlInSe₂)_x Solid Solutions In Radio Frequency Range / R.M. Sardarly, F.T. Salmanov, N.A. Aliyeva, R.M.Abbasova // Modern physics letters b, -2020, V.34, n.11, -p.2050113

24. Sardarly R.M. Импедансные характеристики γ -облученных твердых растворов $(\text{TlGaSe}_2)_{1-x}(\text{TlInS}_2)_x$ / R.M. Sardarly, F.T. Salmanov, N.A. Aliyeva, R.M. Abbasova // Физика и техника полупроводников, -2020, т. 54, в. 6, -с.511-518.

İSTİFADƏ EDİLMİŞ ƏDƏBİYYAT

1. Kərimova E.M. $(\text{TlGaS}_2)_{1-x}(\text{InSe}_2)_x$ bərk məhlulların fotoelektrik, dielektrik və optik xassələri / S.N.Mustafayeva, N.Z.Həsənov, S.Q.Cəfərova [və b.] // Fizika, - 2013, cild XIX, №2, - s.
2. Orucova A.A. $(\text{TlGaSe}_2)_{1-x}(\text{TlInS}_2)_x$ bərk məhlulunda dielektrik və elektrik relaksasiya proseslərinin tədqiqi və bu proseslərə γ – şüaların təsiri: / Fizika üzrə fəlsəfə doktoru dis./- Bakı, 2018. - 165 s.
3. Zond mikroskopiyası: dərslik / A. M. Paşayev, X. İ. Addullaev, R. Ə. İbrahimov [və b.] – Bakı: AMilli aviasiya Akademiyası, - 2011, -98 s.
4. Salmanov F.T. γ -kvantlarla şüalanmış $(\text{TlGaSe}_2)_{1-x}(\text{TlInSe}_2)_x$ ($x=0; 0,1; 0,2$) bərk məhlullarının atom qüvvə mikroskopu ilə səth proseslərinin tədqiqi / N.Ə. Əliyeva, C.H. Cabbarov, G.E. Məmmədova [və b.] // Gənc Tədqiqatçı, Fizika-riyaziyyat və Texniki elmləri,-Bakı, -2018. №2, - s.6-11.
5. Salmanov F.T. Vanadium atomları ilə aşqarlanmış TlInS_2 kristallarının elektrik və dielektrik xassələrinə γ -şüaların təsiri //AMEA Gənc Alim və Mütəxəsislər Şurası Gənc Tədqiqatçı elmi praktik jurnal, -Bakı, -2017, №2.- s.20-26.
6. Salmanov F.T. TlInS_2 və $\text{TlInS}_2 <V>$ kristallarının Van-Der-Vals səthinin atom qüvvə mikroskopu ilə tədqiqi // Azərbaycan Respublikası Təhsil Nazirliyi Azərbaycan Texniki Universitetinin Elmi əsərləri, -Bakı, -2018, №1.- s.26-32.
7. Абдуллаев Н. А. Особенности упругих свойств слоистых кристаллов // ФТТ, -2006, 48 (4), -с. 623 -629.
8. Аллахвердиев К.Р. Правило Урбаха и фазовые превращения в β - TlInS_2 / Н.А. Бахышов, Т.Г. Мамедов, А.И. Наджафов. //ФТТ, -1986, 28 (7), - с. 2243-2245.
9. Абдуллаев Ф.Н. Анизотропия проводимости и локализации носителей заряда в монокристаллах TlInTe_2 / Т.Г. Керимова, Н.А. Абдуллаев //ФТТ, -2005. 47, -с. 1180-1183.
10. Абуталыбов Г.И. Спектры отражения монокристалла TlInS_2 / А.А. Алиев, Л.С.Ларионкина , И.К.Нейман-заде [и др.] // ФТТ, -1984, 26 (3). - с.846-848.

11. Абуталыбов Г.И. Экситоны в поглощении и фотопроводимости монокристалла $TlGaSe_2$ / Л.С. Лорионкина, Н.А Рагимова // ФТТ, -1989. 31 (11), -с. 312-313
12. Агеев О. А. Формирование наноразмерных структур в пленке титана методом фотонностимулированного локального анодного окисления // Материалы IV МНК «Молодые ученые-2006». М.: Изд-во МИРЭА, -2006, 2, -с. 219-222.
13. Алекперов О.З. Радиационно-стимулированное структурное превращение моноклинного $TlInS_2$ в гексагональную фазу / А.И. Наджафов, А.Р. Аль-Факих. // АМЕА-нын хәбәрләри, -2009, 2. -с.157-162.
14. Алекперов О.З. Структурные изменения и аморфизация в моноклинном $TlInS_2$ при отжиге в парах серы / И.А. Ахундов, А.И. Наджафов, А.Р. Факих. // Fizika, -2007, XIII, №4, -с.224-229.
15. Алексеев И.В., Детектор ядерного излучения. Патент № 80070 // Розов С.В. -2009.
16. Алиев В.А. Зеркальная структура, фотоэлектрические явления и фазовые превращения в кристаллах $TlA^3B^2_6$: /Автореф. Дис. ..докт. физ.-мат. Наук. / - Баку, 1997, -37с
17. Алиев Р.А., Аллахвердиев К.Р., Баранов А.И., Иванов Н.Р., Сардарлы Р.М. Сегнетоэлектричество и структурные фазовые переходы в кристаллах семейства $TlInS_2$ //ФТТ, 1984, т.26, в.5, с.1272-1276.
18. Алиев Э.З. Пироэлектрические свойства $TlInS_2$ / Э.З Алиев, А.Э. Бахышов, Б.А. Натиг [и др.] // Кристаллография, -1988, 33 (4), -с. 1038-1039.
19. Алиев Э.З., Бахышов А.Э., Натиг Б.А., Мамедов Т.Г., Тагиров В.И. Пироэлектрические свойства $TlInS_2$ // Кристаллография, 1988, т. 33, №4, с. 1038-1039.
20. Аллахвердиев К.Р. Аномалия температурного поведения электронных спектров $TlInS_2$ вблизи края их фундаментального поглощения. / К.Р. Аллахвердиев, С.С. Бабаев, Н.А. Бахышов [и др.] // ФТП, -1984, 18 (7), -с. 1307-1309.

21. Аллахвердиев К.Р. Температурная зависимость диэлектрической восприимчивости и спонтанной поляризации TlInS_2 -несобственного сегнетоэлектрика с несоразмерной фазой / К.Р. Аллахвердиев, А.А. Бабирова, Б. Гаджиев [и др.] // ФТТ, -1989. 31 (4), - с. 220-222.
22. Аллахвердиев К.Р. Слабое сегнетоэлектричество слоистых сегнетоэлектриков-полупроводников $\text{A}^3\text{B}^3\text{C}_2^6$ / К.Р. Аллахвердиев, Ф.М. Салаев, Ф.А. Микаилов [и др.] // Письма в ЖЭТФ, -1992. 56 (3), - с. 153-155.
23. Аллахвердиев К.Р. Низкотемпературный фазовый переход в слоистых сегнетоэлектриках-полупроводниках TlInS_2 и TlGaSe_2 / К.Р. Аллахвердиев, Ф.М. Салаев, Ф.А. Микаилов [и др.] // ФТТ, -1992, 34 (11), - с. 3615-3617.
24. Бактрамеюнас Р. Люминесценция монокристаллов TlInS_2 при лазерных уровнях возбуждения / Р. Бактрамеюнас, А. Жукаускас, Н.М. Зейналов [и др.] // ФТП, -1983, 17 (10), -с. 1989-1900.
25. Бахтинов А.П., Водопьянов В.Н., Ковалюк З.Д., Нетяга В.В., Литвин О.С. ФТП, 2010, т. 44, 180 с.
26. Бахтинов А.П. Морфология наноструктур, сформированных на ван-дер-ваальсовой поверхности слоистых кристаллов GaSe , отожженных в парах серы / А.П. Бахтинов, З.Р. Кудринский, О.С. Литвин // ФТТ, -2011, 53 (10), -с. 2045-2050.
27. Брок А.Я. Экспериментальные исследования обобщенного закона Кюри-Вейсса в системах твердых растворов со структурой типа перовскита / А.Я. Брок, В.Я. Фрицберг, З.А. Такере // Ученые записки ЛГУ им. П.Стучки, -1974, 189, -с. 5-46.
28. Виноградов Е.А. Мягкое взаимодействие мода, мод в соединении TlGaS_2 / Е.А. Виноградов, В.М. Бурлаков, М.Р. Яхьяев [и др.] // ФТТ, -1988, 30 (9), -с. 2847-2851.
29. Волков А.А. О фазовых переходах в кристаллах типа TlGaSe_2 / А.А. Волков, Ю.Г. Гончаров, Г.В. Козлов [и др.] // ФТТ, -1988, 30 (12), - с. 3621-3628
30. Волков А.А. Структурные фазовые переходы в кристалле, TlInS_2 / А.А. Волков, Ю.Г. Гончаров, Г.В. Козлов [и др.] // ФТТ, -1983, 25 (12), -с. 3583-3585.

31. Гаджиев Б. Несоизмеримонесо измеримый фазовый переход в последовательности структурных фазовых превращений в слоистом кристалле $TlInS_2$ / Б. Гаджиев, М. Ю. Сеидов, В.Р. Абдурахманов // ФТТ, -1996, 38 (1), -с. 1-13.
32. Галант Е.И. Установка для измерения малых коэффициентов неактивного поглощения $k_\lambda=1.06 \mu$ у активных элементов ОКГ из стекла, активированного N_d // Журнал прикладной спектроскопии, -1973, 18 (4), - с.636-639.
33. Годжаев Э.М. / Э.М. Годжаев, С.С. Османова, К.Д. Гюльмамедов // Неорганические материалы, -2009, 45 (6), -с.668-672.
34. Горбатенко В.В. Влияние дефектов на диэлектрическую релаксацию в сегнетоэлектрической фазе Rb_2ZnCl_4I // Известия РАН сер.физ., -2001, 65 (8), -с. 1127-1129.
35. Даринский Б.М. Аномалии физических свойств сегнетоэлектриков, содержащих заряженные примеси / Б.М. Даринский, В.Н. Нечаев. // ФТТ, -1980, 22 (10), -с.3129-3132
36. Деспотули А. Наноионные приборы в глубоко субвольтовой наноэлектронике / А. Деспотули, А. Андреева // Наноиндустрия. - 2008. 5(11), - с.12-16.
37. Драпак С. И. Собственный окисел, возникающий на поверхности скола селенида галлия в результате длительного хранения / С.И. Драпак, С. В. Гаврилюк, О. С. Литвин // ФТП, -2008, 42 (4), -с. 423-430.
38. Дубровский И.М. Фазовые переходы второго рода в кристаллах, содержащих дислокации / И.М. Дубровский, М.А. Кривоглаз // ЖЭТФ, -1979, 77 (3), -с. 1017- 1031.
39. Завражинов А. Ю. Конденсированные среды и межфазные границы / А. Ю. **Завражинов, В. И. Сидей, Д. Н. Турчен [и.др] 2007, 9(4), 32 с.**
40. Завражинов А.Ю., Турчен Д.Н.. Конденсированные среды и межфазные границы. 1999, 1 (2), 190 с.

41. Ибрагимов Т.Д. Влияние термоциклирования на оптические спектры кристаллов TlInS_2 , с несоизмерной фазой // Журнал прикладной спектроскопии, -2003, 70 (1), -с. 90-93.
42. Керимова Э.М., Гасанов Н.З., Исмаилов Д.И., Алджанов М.А., Байрамов С.Ф., Гасанов А.И. Fizika, 2007. Т. XIII. № 4. С.109–113
43. Лагута В.В. Закон Фогеля-Фулчера, характерная особенность сегнетостекольной фазы в танталате калия, допированном литием / В.В. Лагута, М.Д. Глинчук, И.В. Кондакова // ФТТ, -2004, 46 (7), -с. 1224-1230.
44. Лайнс М., Гласс А. Сегнетоэлектрики и родственные им материалы / Перевод с англ. В.В.Лемонова и Г.А. Смоленского. М.: Мир, -1981, -736 с.
45. Леванюк А.П. Изменения структуры дефектов и обусловленные ими аномалии свойств веществ вблизи точек фазовых переходов / А.П. Леванюк, В.В. Осипов, А.С. Сигов // ЖЭТФ, -1979, 76 (1), -с.345-368.
46. Леденцов Н. Н. Ге-тероструктуры с квантовыми точками: получение, свойства, лазеры, обзор / Н. Н. Леденцов, В. М. Устинов, В. А. Щукин [и.др] // Физика и техника полупроводников. -1998, 32 (4), -с. 385-389.
47. Леденцов Н.Н., Устинов В.М., Щукин В.А., Копьев П.С., Алферов Ж.И., Бимберг Д., Гетероструктуры с квантовыми точками: получение, свойства, лазеры, обзор. // Физика и техника полупроводников. 1998, т. 32, №4, 385 с.
48. Мадатов Р.С. Эффект переключения в монокристаллах TlInS_2 , облученных γ -квантами / Р.С. Мадатов, А.Н. Наджафов, В.С. Мамедов М.А. [и.др] // Известия НАН Азербайджана. –Баку, -2008. 27 (2), -с. 64–67
49. Мадатов Р.С. Анизотропия электропроводности в облученных кристаллах TlInS_2 / Р.С. Мадатов, А.И. Наджафов, В.С. Мамедов [и.др] //Электронная обработка материалов, -2010, № 2, -с.77-79
50. Малыгин Г. А. Моделирование деформационного рельефа поверхности пластически деформируемого кристалла // ФТТ, - 2007, 49 (8), -с.1392 -1396.
51. Мамедов Т.Г. Аномалии оптических свойств и фазовые переходы с давлением в слоистых кристаллах TlInS_2 , TlGaSe_2 , TlGaS_2 / Т.Г. Мамедов Р.А.

Сулейманов // Azərbaycan MEA Xəbərləri. Fiz.-riyaz. Və texnika elmləri ser., - 2003, № 2, -s. 19-26.

52. Медведкин Г. А., Рудь Ю. В., Таиров М. А. Полупроводниковые кристаллы фотоприемников линейно поляризованного излучения. Ташкент. 1992, 295 с.

53. Мехтиев Н. М. Фотоэлектрические анализаторы поляризации излучения в слоистых полупроводниках III-VI / Н. М. Мехтиев, Ю. В. Рудь, Э. Ю. Салаев // Физика и техника полупроводников. -1978, 12 (8), -с. 1566-1570.

54. Миронов В. Л. Основы сканирующей зондовой микроскопии. РАН 2004

55. Мотт Н.Ф. Электронные процессы в некристаллических веществах / Н.Ф. Мотт, Э.А. Девисю - Мир, - 1974, - 472 с.

56. Мустафаева С.Н., Алиев В.А., Асадов М.М. Анизотропия прыжковой проводимости в монокристаллах $TlGaSe_2$. ФТТ, 1998, т40, №1, с. 48-51

57. Мустафаева С.Н., Алиев В.А., Асадов М.М. Прыжковая проводимость на постоянном токе в монокристаллах $TlGaS_2$ и $TlInS_2$. ФТТ, 1998, 40, с. 612-615.

58. Мустафаева С.Н., Асадов М.М., Исмаилов А.А. Радиационные эффекты в монокристаллах $TlGaSe_2$ // Прикладная физика, 2012, №3, с.19-23

59. Мустафаева С.Н., Асадов М.М., Исмаилов А.А. Влияние гамма-облучения на диэлектрические свойства и проводимость монокристалла $TlInS_2$ ФТТ **51,11**, 2140 (2009).

60. Мустафаева С.Н. Безактивационная прыжковая проводимость в слоистых монокристаллах $TlInS_2$. AMEA-nın Xəbərləri Fizika-riyaziyyat və texnika elmləri seriyası, fizika və astronomiya 2004, 5, 106-108

61. Пашаев А. М., Тагиев Б. Г., Сафарзаде А. А. “Атомно-силовая микроскопия слоистого кристалла $GaSe<Sn>$ ”. Вторая международная научно-практическая конференция «Образование для сферы нанотехнологий: современные подходы и перспективы». Москва, 25-27 май 2011, с. 175-176.

62. Пашаев А. М., Тагиев Б. Г., Сафарзаде А. А., Ибрагимов Р. А. . “I(Z)-спектроскопия сколотой поверхности слоистых кристаллов $GaSe$ и Bi_2Te_3 ” «Нанотехнологии и наноматериалы» Третья международная научно-техническая конференция. Москва, 28-30 ноября 2011.

63. Пашаев А. М., Тагиев Б. Г., Сафарзаде А. А., Ибрагимов Р. А. “Особенности структуры Ван-дер-Ваальсовой поверхности GaSe<Sn>”. “Актуальные проблемы химии и физики поверхности” на Всеукраинской конференции с международным участием, посвящённой 25-летию Института химии поверхности им. А.А. Чуйко НАН Украины. Киев, 11-13 мая 2011.
64. Пашаев А. М., Тагиев Б. Г., Алескеров Ф. К., Кахраманов К. Ш., Сафарзаде А. А. «Процессы самоорганизации наноструктурированных межслоевых фрактальных систем» “Azərbaycan hava yolları” QSC, Milli Aviasiya Akademiyası, “Elmi məcmuələr”, 2011, т. 13, №1, с. 3-12.
65. Пашаев А. М., Тагиев Б. Г., Алескеров Ф. К., Кахраманов К. Ш., Сафарзаде А. А. «Наноструктурированные гибридные структуры на основе $A^V_2B^{VI}_3$ <примесь>» “Термоэлектричество”. Украина, 11-13 мая 2011, Международный журнал №2, с. 34-44.
66. Пашаев А. М., Тагиев Б. Г., Ибрагимов Р. А., Сафарзаде А. А. “Кластерные нанообразования на поверхности слоистого кристалла GaSe<Sn>”. Сборник трудов VIII Международной конференции «Аморфные и микрокристаллические полупроводники». Физико-технический институт имени А.Ф.Иоффе РАН Санкт-Петербург, 2 июля 2012, с. 131-132.
67. Пашаев А. М., Тагиев Б. Г., Ибрагимов Р. А., Сафарзаде А. А. “Механизм образования межслоевой сколотой поверхности слоистых кристаллов типа $A_{III}B_{VI}$ ”. V Международная конференция “Деформация и разрушение материалов и наноматериалов”. DFMN-2013. Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН, Москва 26-29 ноября 2013, с. 167-159.
68. Пашаев А. М., Тагиев Б. Г., Кахраманов К. Ш., Ибрагимов Р. А., Сафарзаде А. А. “Самоорганизация nanoостровков примесей цинка на Ван-дер-Ваальсовой поверхности GaSe”. “Fizikanın müasir problemləri” VI respublika konfransı“, BDU, Fizika problemləri İnstitutu,, Bakı, 24-25 dekabr 2010, с. 6-10.
69. Пашаев А. М., Тагиев Б. Г., Мехтиев Р. Ф., Сафарзаде А.А.. «О механизмах формирования Ван-дер-Ваальсовой поверхности слоистых кристаллов типа GaSe

и GaSe<примесь>». ”Journal of Qafqaz university, Physics. 2014, volume 2, number 1, p.p. 25-31.

70.Пашаев А. М., Тагиев Б. Г., Сафарзаде А. А. “Особенности структуры поверхностей слоистых кристаллов GaSe «Sn»” «Химия, физика и технология поверхности» Киев: 2011, т. 2, №4, с. 413-416.

71.Пашаев А. М., Тагиев Б. Г., Сафарзаде А. А., Ибрагимов Р. А. “Особенности структуры Ван-дер-Ваальсовой поверхности GaSe<Sn>. III международная конференция “Актуальные проблемы химии и физики поверхности”. Киев, 11-13 июня 2011, с. 342-343.

72.Пашаев А. М., Тагиев Б. Г., Сафарзаде А. А., Ибрагимов Р. А.. “Особенности структуры Ван-дер-Ваальсовой поверхности GaSe<Sn>”. ATU, “Nanotexnologiyalar və onların texnikada tətbiqi” mövzusunda I Beynəlxalq Konfransı. Bakı, dekabr 2011.

73.Пашаев А. М., Тагиев Б. Г.,Ибрагимов Р. А, Сафарзаде А. А. “Механизм образования межслоевой сколотой поверхности слоистых кристаллов типа $A^{III}B^{VI}$ ”. BDU Fizika fakültəsi, akadeik В. М. Əsgərovun 80illik yubileyinə həsr olunmuş “Fizikanın aktual problemləri” beynəlxalq elmi konfransın materialları. Bakı, 6 dekabr 2013, s. 4-6.

74.ПашаевА. М., ТагиевБ. Г., МехтиевР. Ф., ИбрагимовР. А., СафарзадеА. А. “Процесссамоорганизациисколотойповерхностислоистыхкристалловтипа $A^{III}B^{VI}$ ”. Bakı UniversitetinXəbərləri, Fizika-riyaziyyəetemelmləriseriyası. Bakı,2014, №1, s. 125-132.

75.Пашаев А.М., Тагиев Б.Г., Мехтиев Р.Ф., Сафарзаде А.А.. «О механизмах формирования Ван-дер-Ваалсовой поверхности слоистых кристаллов типа GaSe и GaSe<примесь>». ”Journal of Qafqaz university, Physics. 2014, volume 2, number 1, p.p. 25-31.

76.Пашаев А.М., Тагиев Б.Г., Сафарзаде А.А., Ибрагимов Р. А. “Особенности структуры Ван-дер-Ваальсовой поверхности GaSe<Sn>”. ATU, “Nanotexnologiyalarvə onlarıntexnikadatətbiqi” mövzusundaI Beynəlxalq Konfransı. Bakı, dekabr 2011.

77. Пашаев А.М., Тагиев Б.Г., Кахраманов К.Ш., Ибрагимов Р.А., Сафарзаде А.А. “Наноструктурированная межслоевая поверхность в слоистом кристалле типа GaSe”. Материалы I Международной научной конференции «Нанотехнологии и применение их в технике». Азербайджанский Технический Университет. Баку, 15-16 декабря 2010, с. 11-13.
78. Пешиков Е.В.. Радиационные эффекты в сегнетоэлектриках. Фан, Ташкент (1986). 138 с.
79. Плесков Ю. В. Строение двойного слоя на полупроводниковых электродах // Итоги науки и техники. Т. 8. Электрохимия. М.: ВИНТИ АН СССР, 1972, с. 5.
80. Полухин П. И. Физические основы пластической деформации / Полухин П.И., Горелик С.С., Воронцов В.К. М.: Металлургия, 1982, 584 с.
81. Салманов Ф.Т.. Влияние γ -облучения на прямые и непрямые межзонные оптические переходы в кристаллах $TlGaSe_2$ и $TlInS_2$. *Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyasının xəbərləri Fizika-texnika və riyaziyyat elmləri seriyası, fizika və astronomiya* 2019 №2, s143-148.
82. Сардарлы Р.М., Салманов Ф.Т., Алиева Н.А.. Тип оптических переходов на краю фундаментально поглощения кристаллов $TlGaSe_2$ и $TlInS_2$, подвергнутых γ -облучению. *Оптика и спектроскопия*, т.127, в3, 2019 с, 420-424
83. Сардарлы Р.М., Абдуллаев А.П., Алиева Н.А., Салманов Ф.Т., М.Ю. Юсифов, А.А. Оруджева. Суперионная проводимость твердых растворов $(TlGaSe_2)_{1-x}(TlInS_2)_x$. *Физика и техника полупроводников*, 2018, том 52, вып. 10, с.1111-1114.
84. Сардарлы Р.М., Салманов Ф.Т., Алиева Н.А. Импеданс Твердых Растворов $(TlGaSe_2)_{1-x}(TlInSe_2)_x$ *Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyasının xəbərləri, Fizika-texnika və riyaziyyat elmləri seriyası, fizika və astronomiya* 2019 №5, s.56-64
85. Сардарлы Р.М., Самедов О.А., Абдуллаев А.П. и др. Особенности проводимости γ -облученных кристаллов $TlGaTe_2$ с наночастичной структурой // ФТП, 2010, т. 44, в. 5, с. 610-614.

- 86.Сардарлы Р.М., Самедов О.А., Абдуллаев А.П. и др. Суперинная проводимости кристаллов $TlGaTe_2$ / Релаксационные явления в твердых телах. XXII Международные научная конференция. Воронеж, Россия,2010, с. 52.
- 87.Сардарлы Р.М., Самедов О.А., Абдуллаев А.П. и др. Электропроводимость γ -облученных кристаллов $TlGaTe_2$ // АМЕА-нын Хəбərləri.Fizika-riyaziyyat və texnika elmləri seriyası, 2009, № 2, s. 25-31.
- 88.Сардарлы Р.М., Самедов О.А., Абдуллаев А.П., Гусейнов Э.К., Годжаев Э.М., Салманов Ф.Т Суперинная проводимость в кристаллах $TlGaTe_2$ ФТП, 45 (2011) 1009-1013..
- 89.Сардарлы Р.М., Самедов О.А., Абдуллаев А.П., Гусейнов Э.К., Салманов Ф.Т., Сафарова Г.Р Особенности проводимости гамма-облученных кристаллов $TlGaTe_2$ с наночечной структуройФТП, 44, 610 (2010).
- 90.Сардарлы Р.М., Самедов О.А., Абдуллаев А.П., Гусейнов Э.К., Салманов Ф.Т., Алиева Н.А., Агаева Р.Ш. Ионная проводимость и диэлектрическая релаксация в кристаллах $TlGaTe_2$ облученных γ - квантами // ФТП, 2013, 47, с. 696-701.
- 91.Сардарлы Р.М., Самедов О.А., Абдуллаев А.П., Салманов Ф.Т., Алекперов О.З., Гусейнов Э.К., Алиева Н.А. Суперинная проводимость, эффекты переключения и памяти в кристаллах $TlInSe_2$ и $TlInTe_2$ // ФТП, 2011, 45, с. 1441-1445.
- 92.Сардарлы Р.М., Самедов О.А., Салманов Ф.Т.. Влияние интеркаляции $\langle V \rangle$ на релаксорные свойства кристаллов $TlInS_2$. **Azərbaycan Respublikası Təhsil Nazirliyi Azərbaycan Texniki Universitetinin Elmi əsərləri**,№3, 2017, s.53-56.
- 93.Сафарзаде А. А. “I(Z)- спектроскопия сколотой поверхности слоистых кристаллов GaSe и Bi_2Te_3 ”. “Azərbaycan hava yolları” QSC, Milli Aviasiya Akademiyası, “Elmi məcmuələr”, 2011, с. 13, №3, s. 20-26.
- 94.Тареев Б.М. Физика диэлектрических материалов. Энергоиздат, 1982, 320с.
- 95.Терехова С.Ф., Омищенко Н.А., Гусейнов Г.Д. Силы осциляторов экситонных переходов монокристаллов $TlInS_2$, $TlGaSe_2$, $TlGaS_2$, // Украинский Физический журнал, 1983, т. 28,№ 10, с. 1557-1560.

96. Товстюк К.Д. Полупроводниковое материаловедение. Киев: Наукова Думка, 1984, 264 с.
97. Уханов И.Ю. Оптические свойства полупроводников. Наука. Москва 1977, с.363, с. 63-68
98. Шелег А.У., Гуртовой В.Г., Шевцова В.В., Мустафаева С.Н., Керимова Э.М. Влияние ионизирующего излучения на диэлектрические характеристики монокристаллов TlInS_2 и TlGaS_2 . Физика твердого тела, 2012, т.54, в.9, с. 1754-1757
99. Шелег А.У., Иодковская К.В., Курилович Н.Ф. Влияние гамма-облучения на диэлектрическую проницаемость и электропроводность кристаллов TlGaS_2 ФТТ **45**, 1,68 (2003).
100. Шелег А.У., Иодковская К.В., Родин С.В., Алиев В.А. Влияние γ -облучения на электропроводность и диэлектрические свойства кристаллов β - TlInS_2 в области существования несоизмерной фазы // ФТТ. 1997. Т. 39. № 6. С.1088–1090.
101. Шкловский Б. И., Эфрос А. Л., Электронные свойства легированных полупроводников, М.. 1979.с. 416.
102. Шувалов Л. А., Урусовская А. А., Желудев И. С. и др. Современная кристаллография. Физические свойства кристаллов / М.:Наука,1981, том IV, 496с.
103. Шувалов Л. А., Урусов-ская А. А., Желудев И. С. и др. Современная кристаллография. Физические свойства кристаллов / М.:Наука,1981, том IV, 496с.
104. Abadal G., P´erez-Murano F., Barniol N., Aymerich X. Field induced oxidation of silicon by SPM: study of the mechanism at negative sample voltage by STM, ESTM and AFM / J. Appl. Phys. Lett. A 66, 1998, p.p. 791-795.,
105. Abay B., Guder H.S., Efeoglu H. and Yogurtcu Y.K. “Urbach-Martienssen Tails in the Absorption Spectra of Layered Ternary Semiconductor TlGaS_2 ” 2001 *Phys. Status Solidi b* 227 469-476

106. Abdullaeva S. G. and Mamedov N. T., *Band structure of TlGaSe₂ ternary layered crystals*, Phys. Status Solidi B, **133**, 171 (1986)
107. Aliev E.Z., Bakhyshev A.E., Mamedov T.G. et al. Electrical and pyroelectric properties of TlInS₂ // *Ferroelectrics*, 1988, v. 83, p. 161-164.
108. Allahverdiev K.R., Mamedov T.G., Salaev E.Yu., Efendiev I.K. The fundamental absorption spectra of TlInSe₂ crystals under pressure. Phys. Stat.sol (b) 117,k109-k111, 1983
109. Allahverdiev K. R.. Behavior of the layered crystals TlInS₂ and TlGaSe₂ near phase transitions in a static electric field. *Low Temperature Physics* 26, 56 (2000); <https://doi.org/10.1063/1.593863>
110. Allahverdiev K.R., Baranov A.I., Mamedov T.G. et al. Phase transitions and polytypes in β -TlInS₂ ferroelectric semiconductor // *Ferroelectrics Lett. Sec.*, 1988, v. 8, No 5-6, p. 125-133.
111. Allahverdiev K.R., Mammadov T.G., Suleymanov R.A. and Gasanov N.Z. "Deformation effects in electronic spectra of the layered semiconductors TlGaS₂, TlGaSe₂ and TlInS₂" 2003 *J. Phys.: Condens. Matter* 15 1291-1298.
112. Ashraf I M, Abdel-Rahman M M and Badr A.M. "Photoconductivity of TlGaSe₂ layered single crystals" 2003 *J. Phys. D: Appl. Phys.* 36 109-113
113. Ashraf I.M. "Photophysical Properties of TlGaS₂ Layered Single Crystals" 2004 *J. Phys. Chem. B* 108 10765-10769.
114. Bakirov M.Ya., Zeinalov N.M., Abdullaeva S.G. et al. Electroabsorption in TlInS₂, // *Solid State Commun.*, 1982, v. 44, No 2, p. 205-207.
115. Bessho K., Hashimoto S. Fabricating Nanoscale Structures on Au Surface with Scanning Tunneling Microscope / *Appl. Phys. Lett.* 1994, v. 65, p.p. 2142-2144.,
116. Binnig G., Quate C.F. and Gerber C. Atomic force microscopy // *Phys. Rev. Lett.* 56930, 1986.
117. Borovoï N. A., Gololobov Y. P., Isaenko G. L., and Stepanishchev N. B., Influence of polytypism on structural phase transformations in TlGaSe₂ crystals, *Phys. Solid State*, **51**, 2367 (2009).

118. Bradtmöller S., Kremer R.K., Böttcher P. Z. Darstellung und kristallstruktur von SnTl_4Se_3 mit einer Anmerkung zu TlSe // *Anorg. Allg. Chem.*, 1994, v.620, i 6, 1073-1080.
119. Bryksin V.V., Dyakonov M.N., Muzhba V.M., Hanin S.D. *FTT*, 23. pp. 1516-1518,(1981)
120. Cavin, R.K.; Zhirnov V.V. (2006). "Generic device abstractions for information processing technologies". *Solid-State electronics***50**: 520–526.
121. Chattopadhyay T., Santandrea R.P., Schnering H.G. Temperature and pressure dependence of the crystal structure of InTe, a new high pressure phase of InTe // *J. Phys. Chem. Solids*. 1985, 46, pp. 351-356.
122. Delgado G.E., Mora A.J., Perez F.V., Gonzalez J. Crystal structure of the ternary semiconductor compound thallium gallium sulfide TlGaS_2 // *Physica B*, 2007, 391, p.385.
123. Despotuli, A.L.; Nikolaichic V.I. (1993). "A step towards nanoionics". *Solid State Ionics* 60: 275–278.
124. El-Nahass M. M., Youssef S. B., H. Ali A.M. and Hassan A. Electrical conductivity and dielectric properties of TlInS_2 single crystals. *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* 55, 10101 (2011) <https://doi.org/10.1051/epjap/2011100502> .
125. Elterman, Integrating Cavit Spectroscopy, *Appl Optics* 9, № 9, 2140 (1970)
126. Fedetov A.K., Tarasik M.Ī, Mammadov T.G., Svito Ī.A., Zhikowski P., Koltunowicz T.N., Seyidov M.Y., Suleymanov R.A., Grivickas V., Bichbaevas V. Electrical properties of the layered single crystals TlGaSe_2 and TlInS_2 . *Przeglad Elektrotechniczny (Electrical Review)*, ISSN, 0033-2097, R.88 NR 7a/2012, p.301-304
127. Gadjiev B.R. "On the Crystal Optics of TlInS_2 Crystals in Incommensurate Phase" 2003 *Ferroelectrics* 291 111-123
128. Gadzhiev B.R., Seidov M.Y. and Abdurakhmanov V.R. "Incommensurably incommensurable phase transition in series of structural transforms in TlInS_2 layered crystal" 1996 *Fiz. Tverd. Tela (S.-Peterburg)* 38, 1-6

129. Gasanly N.M. Tuning Optical Absorption Edge by Composition and Temperature in $\text{TlGaS}_{2x}\text{Se}_2(1-x)$ Layered Mixed Crystals ($0 < x < 1$) Vol. 122 (2012) ACTA PHYSICA POLONICA A No. 4, 728-731
130. Gasanly N.M., Dzhavadov B.M., Taqirov B.I., Vinogradov E.A. Long-wave lattice vibration of $\text{TlInS}_{2x}\text{Se}_2(1-x)$ and $\text{TlGaS}_{2x}\text{Se}_2(1-x)$ layer solutions // Phys. Stat. Sol., B, 1979, 95, pp. 27-30
131. Gasanly N.M., Marvin B.N., Sterin K.E., Tagirov V.I., Khalafov Z.D. Raman study of layer TlGaS_2 , $\beta\text{-TlInS}_2$ and TlGaSe_2 crystals // Phys. Status Solidi b, 1978, v. 86, i 1, K49-K53.
132. Gasanly R.M., Goncharov A.F., Dzhavadov B.M., Melnik N.M., Tagirov V.I., Vinogradov E.A. Phys. Stat. Sol. **97**, 367 (1980).
133. Godzhaev E.M., Kafarova D.M. Inorg. Mater., 2004, 40, 924.
134. GuRBULAK Bekir, YILDIRIM Muhammet, ATEŞ Aytunç, TüzEMEN Sehabattin, Yahya Kemal Yoğurtçu. The Absorption Properties of p-Type $\text{TlIn}_x\text{Ga}(1-x)\text{Se}_2$ and TlGaSe_2 Turk J Phy 24 (2000) , 49 - 61.
135. Guseinov G.D., Abdullaeva S.G., Godzhaev E.M. et al. Electroabsorption of TlInS_2 single crystals // Phys. Stat. Sol. B, 1977, v. 81, No 1, p. K47-K50.
136. Guseinov G.D., Mooser E., Kerimova E.M. et al. On some properties of TlInS_2 (Se_2 , Te_2) single crystals // Phys. Stat. Sol., 1969, v. 34, No 1, p. 33-44.
137. Guseinov G.D., Ramazanzade A.M., Kerimova E.M., Ismailov M.Z. About group of three-component components being analogous binary semiconductors of the $A'B^{\circ}$ type // Phys. Stat. Sol., 1967, v. 22, No 1, p. K117- to K122.
138. Hahn H., Kleingler W. Röntgenographische beiträge zu den systemen Thallium. /Schwefel, Thallium/ Selen and Thallium/ Tellur. Zeitseh. Anorg chem., 1949, Bd. 260, 1-3, p. 110-119.
139. Haniyas M.P., Anagnostopoulos A.N., Kambas K. and Spyridelis J.. Electrical and optical properties of as grown TlInS_2 , TlGaSe_2 and TlGaS_2 single crystals. Materials Research Bulletin, Vol. 27, pp. 25-38, 1992

140. Henkel W., Hochheimer H.D., Carlone C., Werner A., Ves S., and Schnering H. High-pressure Raman study of the ternary chalcogenides TlGaS₂, TlGaSe₂, TlInS₂, and TlInSe₂, *Phys. Rev. B* 26, 3211 (1982).
141. Henkel W., Hockheimer H.L., Carlone C. et al. Schuering. High pressure Raman study of the ternary chalcogenides TlGaS₂, TlGaSe₂, TlInS₂ and TlInSe₂ // *Phys. Rev. B*, 1982, v.26, №6, p.3211-3221.
142. Ibragimov T.D. “Influence of Thermal Cycling on the Optical Spectra of TlInS₂ Crystals Having an Incommensurate Phase” 2003 *J. Appl. Spectrosc.* 70 99-103
143. Ibragimov T.D. and Aslanov I.I. “Peculiarities of second-harmonic generation in TlInS₂ crystals” 2002 *Solid State Commun.* 123 339-341
144. Ibragimov T.D., Sardarly R.M. and Aslanov I.I “Second Harmonic Generation in TlInS₂ Crystals” 2001 *J. Appl. Spectrosc.* 68 711-714
145. Ivanov-Schitz A.K., Demianets L.N. Crystal growth of superionic conductors *Solid State Ionics: A. Science and Technology* / Eds. B.V.R. Chowdari, K.Lal, S.A. Agnihotry et al. Singapore, 1998, p. 47-57.
146. Kalkan N, Hantias M P and Anagnostopoulos A. “On the photoconductive properties of thallium-indium-sulfide single crystals” 1992 *Mater. Res. Bull.* 27 1329-1337
147. Kalomiros J A, Kalkan N, Hantias M, Anagnostopoulos A N and Kambas K. “Optical and photoelectric properties of TlGaSe₂ layered crystals” 1995 *Solid State Commun.* 96 601-607
148. Kashida S and Kobayashi Y. X-ray study of the incommensurate phase of TlInS₂// *J.Phys.:Condens. Matter*, 1999, 11, p. 1027-1035.
149. Kashida S., Nakamura K., Katayama S. Ferroelectric phase transition in monoclinic TlS // *Solid St. Commun.*, 1992, v.82, №2, p.127-130.
150. Kashida S., Yanadori Y., Otaki Y., Seki Y., and Panich A. M., Electronic structure of ternary thallium chalcogenide compounds, *Phys. Status Solidi A*, **203**, 2666 (2006).

151. Kasida S., Nakamura K. An X-Ray Study of the Polimorphism in Thallium Monosulfide: The structure of Two Tetraqonal Forms // *J. Solid State Chemistry*, 1994, v.110, p.264-269.
152. Ketelaar J.A.A., Gorter E.W. Die kristallstruktur von Thallosulfid (Tl_2S) // *Zeitsch fur kristallogr*, 1939, Bd., A101, p.367-375.
153. Lubensky T.C. Crystal properties of random-spin models from the E expansion // *Phys. Rev. B*, 1975, v. 11, No 9, p. 3573-3580.
154. Madatov R. S. , Nadzhafov A. I. , Tagiev T. B. , Gazanfarov M. R. , Mekhrabova M. A. . Effect of ionizing irradiation on the mechanism of current passage in $TlInSe_2$ single crystals. *Physicis of the Solid Dtate*. 2011, v.53, i. 11, p. 2205-2209
155. Maier, J. "Nanoionics: ion transport and electrochemical storage in confined systems". *Nature Materials* 2005, 805–815.
156. Mamedov K.K., Abdullaev A.M., Kerimova E.M. Heat capacities of $TlInS_2$ and $TlInSe_2$, crystals at low temperatures // *Phys. Stat. Sol. (a)*, 1986, v. 94, No 1, p. 115-119.
157. Mamedov N., Shim Y. and Yamamoto N. “Polarized Transmission Intensity Studies of Off-Zone-Center Incommensurate Semiconductors-Ferroelectrics $TlMeX_2$ ” 2002 *Japan. J. Appl. Phys.* 1 41 7254-7259
158. Manasson V. A., Kovalyuk Z. D., Drapak S. I., Katerinchuk V. N.. *Electron.Lett.*, 26 (10), 1990, 664 p.
159. Martin Y., Williams C. C. and Wickramasighe H. G. // *J. Appl. Phys.* 614723,1987
160. Mikailov F.A., Başaran E,Şentürk E, Tümbek L., Mammadov T.G., Aliev V.P. Phase transitions and metastable states in $TlGaSe_2$ *Journal Phase Transitions A Multinational Journal Volume 76, 2003 - Issue 12*
161. Mikailov F.A., Basaran E. andSenturk E. “Improper and proper ferroelectric phase transitions in $TlInS_2$ layered crystal with incommensurate structure” 2001 *J. Phys.: Condens. Matter* 13 727-733

162. Mikailov F.A., Basaran E. and Senturk E. "Time relaxation of metastable chaotic state in TlInS_2 " 2002 *Solid State Commun.* 122 161-164
163. Mikailov F.A., Basaran E., Mammadov T.G., Seyidov M.Y. and Senturk E. "Dielectric susceptibility behaviour in the incommensurate phase of TlInS_2 " 2003 *Physica B* 334 13-20
164. Mikailov F.A., Rameev B.Z., Kazan S., Yildiz F., Mammadov T.G. and Aktas B. "EPR study of Fe^{3+} centers in ternary layered TlInS_2 single crystal" 2004 *Phys. Status Solidi c* 1 3567-3570
165. Mikailov F.A., Rameev B.Z., Kulibekov A.M., Senturk E. And Aktas B. "EPR study of the structural phase transitions in chromium doped thallium indium disulphide" 2003 *J. Magn. Magn. Mater.* 258 419—422
166. Mott N.F., Davis E.A.. Electronic processes in non-crystalline substances (M., Mir, 1982) c. 368.
167. Muller D., Eulenberger G., Hahn H. Uber ternäre Thalliumchalkogenide mit Thallium selenidstruktur // *Z. anorg. Allg. Chem.*, 1973, v.398, p.207-220.
168. Muller D., Poltman F.E., Hahn, H. Zurstrukturternarechalcogenide des Thallium mit Aluminium, Gallium und Indium // *Z.Naturforsch*, 1974, v.29, p.117-118.
169. Muller V.D., Hahn H. Zur struktur des TlGaSe_2 // *Z. anorg. und allgem. Chem.*, 1978, v.438, №1, p.258-272.
170. Mustafaeva S., Asadov S. M. , Gojaev M. M. , Magerramov A. B. . Complex dielectric permittivity and electrical conductivity of $(\text{TlGaSe}_2)_{1-x}(\text{TlInS}_2)_x$ solid solutions in an AC electric field. 2016, 52, 11, 1096-1102
171. Mustafaeva S.N., Aliev V.A. and Asadov M.M. "Investigation of dc hopping conduction in TlGaS_2 and TlInS_2 single crystals" *Fiz. Tverd. Tela*, 1998, 40, 612-615
172. Mustafaeva S.N., Asadov M.M., Ismailov A.A. Effect of Gamma Irradiation on the Dielectric Properties and Electrical Conductivity of the TlInS_2 // *Single Crystal Physics of the Solid State*, 2009, v. 51, No. 11, pp. 2269–2273
173. Nakamura K., Kashida S. 1993, *J.Phys. Soc. Japan* 62, 3135.

174. Nakamura K., Kasida S. X-ray Study of the Room Temperature structure in monoclinic TlS // J. of the Phys Soc. Japan, 1993, v.62, №9, p.3135-3141.
175. Nowick A.S., Vaysleyb A.V., Kuskovsky I.. Phys. Rev. **58**, 8398 (1998).
176. Orudzhev G., Shim Y., Wakita K., Mamedov N., Jafarova S., and Hashimzade F., Linearized Augmented Plane Wave Band Structure Calculations and Dielectric Function of Layered TlGaSe₂, Jpn. J. Appl. Phys., **47**, 8182 (2008).
177. Ozdemir S. and Suleimanov R.A. “Effect of illumination on commensurate-incommensurate phase transition temperature in layered semiconductor TlInS₂” 1997 *SolidState Commun.* 101 309-312
178. Ozdemir S., Suleimanov R.A., Civan E. and Firat T. “Thermally stimulated current in layered semiconductor TlInS₂ with incommensurate phase” 1996 *SolidState Commun.* 98 385-390
179. Pal S. and Bose D.N. “Growth, characterisation and electrical anisotropy in layered chalcogenides GaTe and InTe” 1996 *Solid State Commun.* 97 725-729.
180. Panich A.M., Mogilyansky D. and Sardarly R.M. *J.Phys.: Condens. Matter* **24**,13, 135901 (2012).
181. Panich A.M., Sardarly R.M.. *Physical Properties of the Low Dimensional A³B⁶ and A³B³C₂ Compounds.* Nova Science Publishers, NY.(2010). 310 p.
182. Pashayev A. M., Tagiyev B. G., Safarzade A. A. “Nanostructured Van der Waals-like surface of GaSe.” *Azerbaijan Journal of Physics “Fizika”*. En march 2011, vol. XVII, number I, Section: En March, 2011 p.p. 78-80
183. Pollak M., Geballe T.H.. *Phys. Rev.*, 122, 1742 (1961)
184. Qasravi A F and Gasanly N.M. “Photoelectronic, optical and electrical properties of TlInS₂ single crystals” 2003 *Phys. Status Solidi a* 199 277-283
185. Qasrawi, AF, Gasanly, NM. Electrical conductivity and hall mobility in p-type TlGaSe₂ crystals. *materials research bulletin* Volume: 39 Issue: 9 Pages From: 1353 To: 1359
186. Rashia S, Kobayashi Y 1999, *J. Phys. Condes. Matter* 11, 1027
187. Reimann K. *Rep. Progr. Phys.*, 70, 2007, 1597 p.

188. **Salmanov F.T.** Influence of γ -irradiation on superionic conductivity of $(\text{TlGaSe}_2)_{1-x}(\text{TlInS}_2)_x$ solid solutions. *Journal of Radiation Researches*, vol.6 №1,2019, Baku. s.5-10.
189. Samedov S.R., Baykan O. "Photoconductivity in the Ternary Layered Semiconductors" 2003 *Int. J. Infrared Millim. Waves* 24 231-237
190. Sardarli R.M., Abdullayev A.P., Aliyeva N.A., Salmanov F.T., Yusifov M.Y., and Orudjeva A.A. "Superionic Conductivity of $(\text{TlGaSe}_2)_{1-x}(\text{TlInS}_2)_x$ Solid Solutions" *FTP, (Physica i TechnicaPoluprovodnicov), Semiconductors* 52, No.10, 1229-1232 (2018).
191. Sardarli R.M., Samedov O.A., Abdullayev A.P., Salmanov F.T. Giant dielectric relaxsation and conductivity in one-dimensional (1D) rodlike TlGaTe_2 // *Azerbaijan Journal of Physics*, 2010, v. XVI, № 2, p. 286-288.
192. Sardarly R. M. , Samedov O. A. , Alieva N. A. , Abdullayev A. P. , Huseynov E. K. , Hasanov I. S. , Salmanov F. T. . On the polarization caused by bulk charges and the ionic conductivity in TlInSe_2 crystals, *FTP, (Physica i Technical Poluprovodnicov), Semiconductors*48, No.4, 442-447 (2014)
193. Sardarly R.M., Samedov O.A., Aliyeva N.A., Huseynov E.K., Abdullayev A.P., Salmanov F.T., Kerimova E.M. "Conductivity on the localized states of $(\text{TlInSe}_2)_{1-x}(\text{TlGaTe}_2)_x$ solid solutions". *FTP, (Physica i TechnicaPoluprovodnicov), Semiconductors* 49, No.12, 1704-1709 (2015)
194. Sardarly R.M., Mamedov N.T., Wakita K. et al. Dielektric properties, conductions mechanism and possibility of nanodomain state with quantum dot formation in impurity-doped qamma-irradiated incommesurade TlInS_2 // *Phys. Stat. Sol.*, 2006, (a) 203, № 11, p. 2845-2851.
195. Sardarly R.M., Salmanov F.T., Aliyeva N.A., Abbasova R.M.. Impedance Spectroscopy Of $(\text{TlGaSe}_2)_{1-x}(\text{TlInSe}_2)_x$ Solid Solutions In Radio Frequency Range. **Modern physics letters b2020**
196. Sardarly R.M., Samedov O.A., Abdullaev A.P., Salmanov F.T., Urbanovic A., Garet F.. *Japanese Journal of Applied Physics* **50**, 1 (2011).

197. Sardarly R.M., Samedov O.A., Abdullayev A.P., Huseynov E.K., Salmanov F.T.. Semiconductors , 2010, 44, 5, 610-614 c.
198. Sardarly R.M., Samedov O.A., Salmanov F.T., Aliyeva N.A.. Impact of γ -irradiation on dielectric and electric properties of TlInS₂ <V> crystals. ISSN (VANT) 2019, 120, 2, p..30-33.
199. Sardarly Rauf, Sardarli Arzu, Salmanov Famin, Aliyeva Nurana, Gahramanova Samira, Yusifov Mahammed“Phase Transition in TlS, TlSe and TlInS₂ Crystals Caused by Nanoscale Defects” International Journal of Theoretical and Applied Nanotechnology (IJTAN) V.6, p. 5-10,(2018)
200. Sardarly P.M., Samedov O.A., Sardarli A., Aliyeva N.A., Aqayeva R.Sh., Musazade T.. International Journal of Theoretical and Applied Nanotechnology **1**, 20 (2012).
201. Schubert K., Dorre E., Kluge M. Zur kristallchemie des B–Metalle // Z. Metallkunde, 1955, №46, pp.216-224.
202. Seyidov M. Y., Suleymanov R. A. Negative thermal expansion due to negative area compressibility in TlGaSe₂ semiconductor with layered crystalline structure, J. Appl. Phys., 108, 063540 (2010).
203. Sheleg A. U. Hurtavy G. , Shautsova V. V., Aliev V. A. Dielectric Properties and Phase Transitions in Crystals of TlInS_xSe_{2-x} Solid Solutions. Physics of the Solid State 54, 3, 2012, p.
204. Sheleg A. U., Shautsova V. V., Hurtavy V. G., Mustafaeva S. N., Kerimova E. M. Low-Temperature X-Ray Studies of TlInS₂, TlGaS₂, and TlGaSe₂ single crystals. Journal of Surface Investigation. X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques, 2013, Vol. 7, No. 6, pp. 1052–1055
205. Sheleg A.U., Zub E.M., Yachkovskii A.Ya., Mustafaeva S.N. and Kerimova E.M.. Crystallography Reports **57**, 283 (2012).
206. Shigetomi S., Ikuri T., Nishimura N. // Phys. Stat. (a). 2001,v.185, N2, p.p. 341 – 348. 99
207. Shklovsky B.I., Efros A.L.. Electronic properties of doped semiconductors (M., 1979) c. 416

208. Stowe K. J. The phase transition of TlTe: crystal structure //Solid State Chem. 2000, v. 149,i.1, pp. 123-132.
209. Syrbu N.N., Zalamai V.V., Stamov I.G., Nemerenco L.N. The Band Structure of TlGaSe₂ Crystals. American Journal of Materials Science and Application 2015; 3(4): 54-58
210. Teuschler, T., Mahr, K., Miyazaki, S., Hundhausen, M.; Ley, L. Appl. Phys. Lett. 1995, 67, p.p. 3144–3146.
211. Toure A.A., Kra G., Eholie R., Olivier-Fourcade J., Jumas J.C. J. Mise au point sur le système binaire TlTe et affinement des structures de TlTe et Tl₅Te₃ // Solid State Chem., 1990, v 87, i 1, pp 229-236.
212. Tsong T. T. Effects of an Electric Field in Atomic Manipulations / Phys. Rev. 1991, B. 44, p.p. 13703-13710
213. Vakhrushev S.B., Zhdanova V.V., Kvyatkovskii B.E., Okuneva N.M., Allahverdiyev K.R., Aliev R.A. and Sardarly R.M. “ Incommensurate phase transition in a TlInS₂ crystal” 1983 *Pis. Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 39 245-247
214. Von D. Muller and H. Hahn, Untersuchungen über ternäre Chalkogenide. XXIV. Zur Struktur des TlGaSe₂, Z. Anorg. Allg. Chem. 438, 258 (1978).
215. Waser, R.; Aono, M. (2007). "Nanoionics-based resistive switching memories". Nature Materials 6: 833–840.
216. Watzke O., Schneider T. and Martienssen W. “Crisis induced intermittency in the electrical conductivity of TlInTe₂” 2000 *Chaos Solitons Fractals* 11, 1163-1170
217. Whitman L. J. Tunneling microscopy and spectroscopy / Whitman. The Encyclopedia of Applied Physics. 2007, 768 p.
218. Wisotski E., Klein A., Jaegermann W., Chevy A., Appl J. Phys. 80, 1996, 3817 p.
219. Yee K. A., Albright Th. A. Bonding and structure of gallium thallium selenide (GaTlSe₂), J. Amer. Chem. Soc. 113, 6474 (1991).
220. Hu Ch , Winnery D R., New Thermo-optical Measurement Method and a Comparison with other Methods, Appl Optics 12, № 1, 72 (1973)

221. Шелег А.У., Гуртовой В.Г., Шевцова В.В., Мустафаева С.Н., Керимова Э.М. Влияние ионизирующего излучения на диэлектрические характеристики монокристаллов TlInS_2 и TlGaS_2 ФТТ 54, 9, 1754 (2012).
222. Шелег А.У., Иодковская К.В., Курилович Н.Ф. Влияние гамма-облучения на диэлектрическую проницаемость и электропроводность кристаллов TlGaS_2 ФТТ 45, 1, 68 (2003).
223. Мустафаева С.Н.. Частотная дисперсия диэлектрических свойств монокристаллов $(\text{TlGaS}_2)_{1-x}(\text{TlInSe}_2)_x$. Fizika. XIV, №3, с.189-191
224. Вильке К.Т.. Методы выращивания кристаллов, изд-во «Недра», Ленинград, с.423, 1968.175. Н.Н.Шефтраль. Процессы реального кристаллообразования, М, «Наука», с.233, 1977.
225. Лодиз Р., Паркер Р.. **Рост монокристаллов, М, «Мир», с.540, 1974**
226. Шефер Г.. Химические транспортные реакции, М, «Мир», 1964.
227. Кременчукский Л.С. Сегнетоэлектрические приемники излучения. Киев: Наукова Думка, 1971, 234 с.

QISALDILMIŞ ADLAR VƏ ŞƏRTİ İŞARƏLƏR

VAX – Voltamper xarakteristikası

σ_{dc} – sabit sahədə keçiricilik

σ_{ac} – dəyişən sahədə keçiricilik

DTA – Differensial termik analiz

RFA – Rentgenquruluş analiz

MSA – Mikrostruktur analiz

R – lokal səviyyələr üzrə sıçrayışın uzunluğu, sm.

λ - sərbəst qaçış yolunun uzunluğu, sm.

ΔE – energetik səviyyələr arasında fərq

E_a – aktivasiya enerjisi

β - Frenkel əmsalı

ε - dielektrik nüfuzluğu

$\text{tg}\delta$ - dielektrik itgi bucağının tangensi

d – nümunənin qalınlığı

FK – faza keçidi

f – ölçmə sahəsinin tezliyi, Hs.

N_F – lokallaşmış hallar sıxlığı, $eV^{-1} \cdot \text{sm}^{-3}$

N_t – lokal səviyyələrin konsentrasiyası, sm^{-3}

R_{cp} – sıçrayışın orta uzunluğu, Å

σ_{\parallel} – «c» oxu istiqamətdə xüsusi keçiricilik, $\text{Om}^{-1} \cdot \text{sm}^{-1}$

σ_{\perp} – «c» oxuna perpendikulyar istiqamətdə xüsusi keçiricilik, $\text{Om}^{-1} \cdot \text{sm}^{-1}$

ε' – kompleks dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsi

ε'' – kompleks dielektrik nüfuzluğunun xəyali hissəsi

ν – ölçmə sahəsinin tezliyi, Hs

ω – ölçmə sahəsinin dairəvi tezliyi, Hs

τ – sıçrayışın orta zamanı, mks

φ - faza sürüşməsi

Z' - müqavimətin həqiqi hissəsi

Z'' - müqavimətin xəyalı hissəsi

AQM- Atom qüvvə mikroskopu

SZM- Skanedici zond mikroskopu

VdV- Van der Vals

EES- elektrokimyəvi ekvivalent sxem

NQ-nanoqovular

T_c -

T_m -

