

**AZƏRBAYCAN RESPUBLİKASI TƏHSİL NAZİRLİYİ
BAKİ DÖVLƏT UNİVERSİTETİ
FİZİKİ FAKÜLTƏSİ**

**GƏNC TƏDQİQATÇILARIN «FİZİKİ VƏ
ASTRONOMİYİ PROBLEMLƏRİ» XVIII
RESPUBLİKİ ELMİ KONFRANSININ
M A T E R İ A L L A R I**

19 may 2016-cı il

BAKİ – 2016

Konfransın təşkilat komitəsi:

Akademik A.M.Məhərrəmov
prof. A.H.Kazımlı
prof. M.Ə.Ramazanov
dos. K.İ.Alışeva

Sədr
Sədr müavini
Sədr müavini
Məsul katib

Üzvlər:

prof. Ə.Ş.Abdinov
prof. E.Ə.Məsimov
prof. V.M.Salmanov
prof. C.M.Quluzadə
prof. R.C.Qasımova
prof. M.N.Əliyev
prof. İ.M.Əliyev
dos. M.R.Rəcəbov
dos. E.Ş.Ələkbərov
dos. H.M.Məmmədov

PLENAR İCLAS

THE FUNCTIONALIZATION OF MAGNETITE NANOPARTICLES WITH ORGANIC LIGANDS, INVESTIGATION OF THEIR STRUCTURE AND PROPERTIES

Hajiyeva S.F.

Nano-research Center, Baku State University

sarvinazhajiyeva@gmail.com

In the recent decades nanotechnology develops quickly and finds its application in different areas of science. The possibilities of applying the nanostructures in medicine and the benefits of them in the contrast with traditional drugs attract the scientists, who see the solving of existed problems in nanotechnology. In turn, the functionalization of nanoparticles with different organic compounds gives them the new features, creating more advanced compounds. In particular, the supra-molecular compounds, which are able to mimic the features of natural compounds and also be used like strong ligands, sometimes with very high selectivity to certain ions, have already found their application in medicine. The organic ligands with certain functional groups, like hydroxyl groups, peptide bounds and etc. can create new opportunities in the development of new biologically active compounds and in the modification of the existed ones. The example of application of supramolecular compounds in medicine is valinomycin that acts like ionophore, which integrates into microbial cell membrane and destroys its selective permeability.

In this work is presented the nanofunctionalization of magnetite nanoparticles by chelating of its surface by the organic ligands, via non-covalent interaction. These ligands were synthesized by reaction of amines with derivatives of

salicylic acid. The presence of different functional groups in organic ligands leads to the increasing of their affinity to different ions and facilitates their chelation on the surface of nanomagnetite. Another advantage of this kind of ligands is that they are intermediate compounds in further synthesis of crown ethers. The most interesting thing is that crown ethers of this type can mimic the properties of so called siderophores, the natural compounds of Gram-negative bacteria that supply cell with sufficient amount of iron. The structure of synthesized ligands was confirmed by NMR analysis, IR-spectroscopy, XRD methods. The prepared nanostructures were investigated by UV-, IR-spectroscopy, SEM, XRD methods. Then the synthesized ligands and prepared nanostructures were tested on Gram-positive and Gram-negative bacteria by disc diffusion method, in order to identify their antimicrobial activity. The effect of tested substances was very interesting, demonstrating the effect on Gram-negative bacteria, in case of nanostructured by magnetite nanoparticles ligands, and the effect on Gram-positive strains, in case of non-nanostructured ligands. These results of microbiology tests give us a reason to suggest the involving of siderophoric system of Gram-negative bacteria in the emergence of the effect.

Supervisor: prof. U.A. Hasanova

$ZnS_{1-x}Te_x$ / $CdSe_{1-x}Te_x$ HETEROKEÇİDLƏRİNİN ELEKTRİK XASSƏLƏRİ

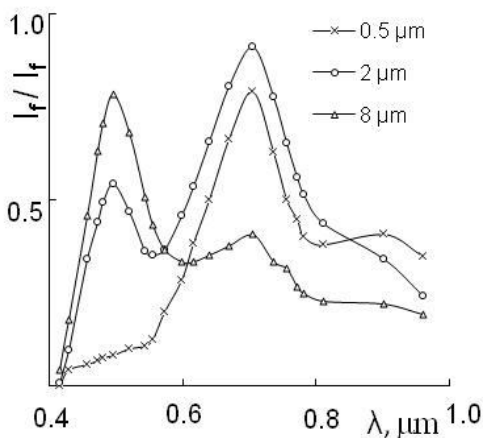
İsaxanlı S.A.

Bakı Dövlət Universiteti

isfbdu@gmail.com

$ZnS_{0,6}Te_{0,4}$ / $CdSe_{0,5}Te_{0,5}$ heterokeçidlərinin fətohəssaslıq spektrində 0.48-0.49 mkm və 0.72-0.75 mkm olan maksimumlar müşahidə olunmuşdur. Spektrin uzundağalı oblastında

fotohəssaslığın olması $\text{CdSe}_{0.5}\text{Te}_{0.5}$ təbəqəsinin səth oblastının sərhədində yüksəkomlu qatın yaranması ilə izah olunur (Şəkil 1).



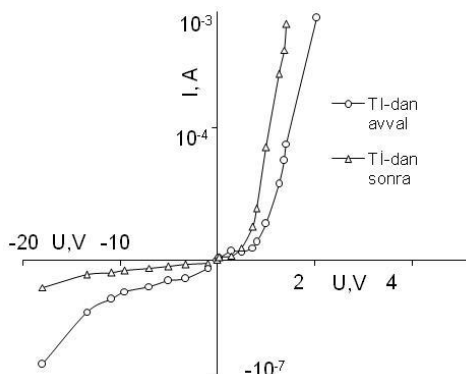
Şəkil 1. $\text{CdSe}_{0.5}\text{Te}_{0.5}$ nazik təbəqələrinin müxtəlif qalınlıqlarında (l) $\text{ZnS}_{0.6}\text{Te}_{0.4}/\text{CdSe}_{0.5}\text{Te}_{0.5}$ heterostrukturunun fotokeçiriciliyinin spektri

Fotohəssaslıq spektrindəki 0.5 mkm və 0.9 mkm olan maksimumlar məxsusi udulmanın sərhədinə uyğun gəlir. Cərəyanın spektral paylanması $\text{ZnS}_{0.6}\text{Te}_{0.4}/\text{CdSe}_{0.5}\text{Te}_{0.5}$ heteroqəçidlərinin alıma rejimindən və $\text{CdSe}_{0.5}\text{Te}_{0.5}$ təbəqəsinin qalınlığından asılılığı tədqiq edilmişdir. $\text{CdSe}_{0.5}\text{Te}_{0.5}$ təbəqəsinin qalınlığının artması spektrin uzundalğalı oblastında fotocərəyanın böyüməsinə gətirib çıxarır. Araşdırmalar göstərir ki, termik islənmə rejimi də $\text{ZnS}_{0.6}\text{Te}_{0.4}/\text{CdSe}_{0.5}\text{Te}_{0.5}$ heteroqəçidlərinin xassələrinə əhəmiyyətli təsir göstərir. əmsalını kiçildir. Yüksəkomlu layın mövcud olması işığın udulmasını artırır və beləliklə $\text{ZnS}_{0.6}\text{Te}_{0.4}/\text{CdSe}_{0.5}\text{Te}_{0.5}$ heteroqəçidlərinin effektivliyi böyüyür. $\text{ZnS}_{0.6}\text{Te}_{0.4}/\text{CdSe}_{0.5}\text{Te}_{0.5}$ heteroqəçidlərinin hamısında düzünə istiqamətdə nisbətən kiçik xarici gərginliklərdə heteroqəçidlərin VAX-ı aşağıdakı ifadəyə uyğun eksponensial qanuna tabedir:

$$I = I_0 \exp(eU / \beta kT) \quad (1)$$

Otaq temperaturunda β - qeyri ideallıq əmsalının sabitinin qiyməti (1) ifadəsini loqarifmləməklə $\ln I = f(U)$ qrafikindən hesablanmışdır. Müxtəlif tərkibli nümunələr üçün $\beta = 1 \div 3.5$ göstərir ki, heteroqəçidlərdə cərəyan mexanizmi rekombinasiya-tunel mexanizminə tabədir.

Bilavasitə çökdürmədən sonra izotip heteroqəçidlərin düzləndirmə əmsalı $k = 40 \div 300$ (təbəqələrin tərkibindən asılı olaraq) intervalında dəyişir. Sinkin miqdarının artması ilə heteroqəçidlərin düzləndirmə əmsalı kiçilir. Aşkar edilmişdir ki, $\text{ZnS}_{0.6}\text{Te}_{0.4}/\text{CdSe}_{0.5}\text{Te}_{0.5}$ izotip heteroqəçidlərinin VAX-nın forması, həmçinin k düzləndirmə əmsalının qiyməti açıq havada termik işlənmənin temperaturundan və davam etmə müddətindən kəskin asılıdır (şəkil 2).



Şəkil 2. $\text{ZnS}_{0.6}\text{Te}_{0.4}/\text{CdSe}_{0.5}\text{Te}_{0.5}$ izotip heterostrukturunun VAX-ı.
 $T = 450 \text{ K}$

Termik işlənmə müddətini və temperaturunu artırdıqca strukturların şunt müqaviməti kəskin kiçilir və düzləndirmə əmsalı isə böyüyür. Açıq havada 350°C -də və 7 dəq ərzində termik işlənmiş strukturlarda maksimal düzləndirmə ($k = 700$) müşahidə olunur.

Qeyd etmək lazımdır ki, termik işlənmə hetero keçidlərin VAX-nı nəinki formaca dəyişir, həm də əksinə istiqamətdə pilləli-tunel-rekombinasiya cərəyanlarının qiymətini azaldır.

Hetero keçidlərdə kiçik gərginliklərdə cərəyan

$$I = I_0(\exp \beta(U - IR) - 1) \quad (2)$$

eksponensial qanuna tabedir. Burada, IR – VAX-ın xətti hissəsindən hesablanı bilən və nümunələrin həcmi müqaviməti ilə təyin olunan gərginlik düşgüsüdür.

Elmi rəhbər: prof.M.Ə.Cəfərov

NƏZƏRİ FİZİKA VƏ ASTROFİZİKA BÖLMƏSİ

GÜNƏŞ ATMOSFERİNDƏ DALĞALARIN YAYILMASI ULDUZLARIN EFEKTİV TEMPERATURLARININ TƏYİNİ ÜSULLARI

Usubova A.M.
Bakı Dövlət Universiteti
monika_monika_1992@bk.ru

Ulduzların effektiv temperaturu (T_{eff}) onların işıqlılıqlarını səciyyələndirən kəmiyyətdir. Effektiv temperatur (T_{eff}), radius (R) və bolometrik işıqlılıq (L)

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{eff}}^4 \quad (1)$$

ifadəsi ilə əlaqəlidir. Burada $4\pi R^2$ ulduzun səthinin sahəsidir. Beləliklə, ulduzun *effektiv temperaturu*, vahid səthi bütün spektrdə, həmin ulduzun vahid səthinin bütün spektrdə şüalandırdığı qədər enerji şüalandıran mütləq qara cismin temperaturudur. (1) ifadəsinə görə effektiv temperaturu (T_{eff}) təyin etmək üçün L və R -i bilməliyik. Bu kəmiyyətlərin dəqiq qiymətləri yalnız az sayda ulduzlar üçün məlumdur. Bolometrik işıqlanması E olan ulduzun bolometrik işıqlılığı

$$L = 4\pi r^2 E \quad (2)$$

Burada r ulduza qədər olan məsafədir. (1), (2) ifadələrinin müqayisəsindən

$$\sigma T_{\text{eff}}^4 = \left(\frac{r}{R} \right)^2 E \quad (3)$$

R/r radianlarla ulduzun bucaq radiusudur. Ulduzun radianlarla bucaq diametri $2R/r = \theta$ nəzərə alsaq

$$\sigma T_{\text{eff}}^4 = \frac{4E}{\theta^2} \quad (4)$$

ifadəsini alırıq. $1 \text{ rad} = 206265''$ olduğunu nəzərə alsaq,

$$T_{\text{eff}} = 642,3 \sqrt[4]{\frac{E}{\theta^2 \sigma}} \quad (5)$$

(5) ifadəsində θ – bucaq saniyələri ilə ulduzun bucaq diametridir. Beləliklə, ulduzun bucaq diametrini və bolometrik işıqlanmasını bilməklə onların effektiv temperaturlarını tapmaq olar. Yalnız az sayda ulduzun bucaq diametrini ölçmək mümkün olmuşdur. Odur ki, əksər ulduzların effektiv temperaturu digər üsullarla təyin edilir. Cədvəldə baş ardıcılıq ulduzlarının effektiv temperaturları və rəng göstəriciləri verilmişdir.

Spektral sinif	Baş ardıcılıq	
	Rəng göstəricisi (B-V)	Effektiv temperatur (K)
O5	-0 ^m ,45	3500
B5	-0 ^m ,17	15500
A0	0 ^m ,00	11000
A5	0 ^m ,16	9800

Ulduzların fundamental parametrlərinin təyininin dəqiq üsulu model üsuludur. Bu üsul ulduzların bir sıra fotometrik və spektral parametrlərini müşahidə və nəzəri hesablanmış qiymətlərinin müqayisəsinə əsaslanır. Aşağıdakı kriteriyalardan istifadə edilir:

1. $[C_1]$ indeksinin müşahidə və nəzəri hesablanmış qiymətlərinin müqayisəsi: Bu indeks uvby orta zolaqlı fotometrik sistemində təyin olunur və $[C_1] = C_1 - 0.2(b-y)$ kimi hesablanır. $[C_1]$ indeksi ulduzlar arasındakı fəzada udulmanın təsirindən azaddır. Odur ki, fundamental parametrlərin təyində mühüm əhəmiyyət kəsb edir.

2. Q indeksinin müşahidə və nəzəri hesablanmış qiymətlərinin müqayisəsi: Q - indeksi geniş zolaqlı ubv fotometrik sistemində təyin olunur və $Q = (U-B) - 0.72 \cdot (B-V)$ kimi hesab-

lanır. $[C_1]$ indeksi kimi bu indeksdə ulduzlar arası fəzada udulmanın təsirindən azaddır. Deməli, fundamental parametrlərin təyinin də əhəmiyyətli parametrlərindən biridir.

3. β indeksinin müşahidə və nəzəri hesablanmış qiymətlərinin müqayisəsi. β indeksi Balmer seriyasının H_β xəttində intensivliyini təyin edir.

Elmi rəhbər: f.r.e.n. Əliyeva Z.F.

GÜNƏŞ ATMOSFERİNDƏ DALĞALARIN YAYILMASI

Ağazadə L.M.

Bakı Dövlət Universiteti

kamal_agali93bk@bk.ru

Günəşin tacında milyon dərəcə temperaturun mövcudluğu aşkar olunandan sonra onun izahı məqsədi ilə ilk dəfə 1946-1948-ci illərdə alman alimləri Birmann və Schwarzschild Günəş atmosferində dalğaların mövcudluğunun labüd olmasını irəli sürdülər. Fərz edilirdi ki, fotosfer qatının altında güclü turbulent hərəkəti akustik dalğaları generasiya edir və bu dalğalar yuxarı atmosfərə yayılaraq enerji daşıyırlar, dissipasiya edirlər və istiliyə çevrilərək atmosferi qızdırırlar. Sonralar ilk dəfə Leighton (1962) Günəş atmosferinin spektral xətlərinin doppler sürüşməsində həqiqətən rəqslərin mövcudluğunu aşkar etdi. Bu rəqslərin periodu təqribən 5 dəqiqə, horizontal dalğa uzunluğu 1-10 Mm, amplitudu fotosfer səviyyəsində 100-200 m/san, xromosferdə isə 1-2 km/san idi. Sonralar məlum oldu ki, 5-dəq rəqslərin spektri diskretdir. Bu isə o demək idi ki, konvektiv zonada yaranan akustik dalğalar üçün atmosferdə rezonator yaranır və bu rezonatorun məxsusi rəqsləri diskret tezliklərdə müşahidə olunurlar.

Məlumdur ki, Günəşin temperatur profilinin minimumu fotosfer qatlarında yerləşir. Səsin sürətinin bu qatdan aşağı və yuxarı istiqamətlərə çoxalması dalğanın həm aşağı qatlardan,

həm də yuxarı qatlardan tam əks olunmasına gətirir. Beləliklə dalğa müəyyən qalınlığa malik bir qatda tam tutulmuş olur və rezonator meydana gəlir. Rezonatorun ölçülərindən və onun içərisində plazmanın fiziki şəraitindən asılı olaraq bu rezonatorun məxsusi rəqslərinin parametrləri müxtəlif ola bilər. Əgər rəqslərin parametrlərini biz Günəş səthində böyük ayırdetmə ilə ölçə biliriksə, onda bu rəqslərin yarandıqları rezonator haqqında məlumat əldə etmiş oluruq. Əgər rezonatorun əksər hissəsi Günəşin daxilindədirsə, onda biz ölçülən rəqslərin parametrlərinə istinad edərək Günəş daxilində fiziki şəraiti öyrəne bilərik. Son 30 ildə Günəş fizikasının bu sahəsi sürətlə inkişaf etmişdir və bu sahəyə Helioseysmologiya deyirlər. Məsələn, eyni tezliyə və dalğa uzunluğuna malik dalğalar fırlanma istiqamətində və fırlanmaya əks istiqamətdə doppler effekti nəticəsində müxtəlif faza sürətlərinə malik olurlar. Digər sözlə, fırlanma nəticəsində məxsusi rəqslərin spektrləri haçalanmış olur. Bu haçalanmanın qiyməti fırlanma sürəti ilə birbaşa bağlıdır. Beləliklə, bu sürüşməni biz Günəş səthində ölçməklə onun daxili qatlarında fırlanmanın sürəti haqqında məlumat əldə etmiş oluruq. Müxtəlif tezliklər üçün rezonatorun dərinliyi müxtəlif olduğundan, nəticədə fırlanma sürətinin radius boyunca dəyişməsi qanunauyğunluğunu müəyyən etmək olur.

Günəş fizikasının həll olunmamış əsas problemi onun atmosferinin qızması, hissəciklərin sürətlənməsi və nəticədə Günəş küləyinin genersiyası problemidir. Müşahidələrdən məlumdur ki, bu problemin həlli tacdakı maqnit sahəsi və onun mürəkkəb topologiyası ilə birbaşa bağlıdır. Hesab olunur ki, tacda plazmanın qızması üçün arasıkəsilməz enerji mənbəyi konvektiv zonadan yayılan dalğalar olmalıdır. Bu məqsədlə Günəş atmosferi şəraitində dalğaların yayılması nəzəriyyəsi qurulur və enerjinin transport edilməsi mexanizmləri aydınlaşdırılır. Əgər maqnit sahəsinin mövcudluğu nəzərə alınmazsa *atmosfer* dalğaları akustik (p -modları), qravitasiya (g -modları) və fırlanma ilə bağlı inersiya dalğalarından (r -modları) ibarət olur. Lakin

atmosferdə maqnit sahəsi həmişə mövcuddur və bununla bağlı Lorens qüvvəsi atmosfer dalğalarının xassələrini bir qədər dəyişdirir, maqnit-atmosfer dalğaları meydana gəlir. Maqnit-atmosfer dalğaları plazma fizikasıdan yaxşı məlum olan maqnit-hidrodinamik (MHD) dalğaların atmosferdə ağırlıq qüvvəsinin təsiri altında modifikasiyasından ibarətdir. Maqnit-atmosfer dalğalarına aiddirlər: sürətli və yavaş maqnit-səs dalğaları, Alfven dalğası, fırlanma ilə bağlı Rossby tipli burulğanları.

Qeyd edək ki, maqnit sahəsinin mövcudluğu dalğa rezonatorlarının yerini sürüşdürür, onun daxili fiziki şəraitini dəyişdirir və ümumiyyətlə maqnit sahəsinin konfigurasiyasından asılı olaraq yeni rezonatorlar yarada bilər. Məsələn, güclü maqnit sahəsinə malik Günəş ləkələri atmosferində 3 dəqiqəlik rəqslər müşahidə olunurlar. Bu rəqslər də rezonans rəqslərdirlər. Tac geniş maqnit ilmələrindən ibarətdir. Müşahidələrdən məlum olmuşdur ki, bu ilmələr bütövlükdə rəqsi hərəkətdədirlər, maqnit borularında müxtəlif xarakterli dalğalar yayılır.

Bütün bu müşahidə olunan hadisələrin izahını vermək, Günəş tacının qızması və Günəş küləyinin yaranması problemini həll etmək və Günəşin daxilində gedən fiziki prosesləri Helioseysmik metodlarla öyrənmək üçün bütövlükdə dalğa nəzəriyyəsi inkişaf etdirilir. Dalğalar adiabatik və qeyri-adiabatik ola bilərlər. Məsələn, əgər dalğa (tipindən asılı olaraq) Günəş radiasiyası ilə qarşılıqlı təsirdə ola bilirsə, onda dalğa enerjisini şüalanmaya itirə bilər və sönər. Nəticədə biz şüa selində pulsasiya müşahidə edirik. Atmosferdəki hər hansı qeyri tarazlıq şəraiti, yəni sərbəst enerji mənbəyi (qradientli axınlar, difrensial fırlanma, zərrəciklər seli, istilik seli, maqnit sahəsi ilə bağlı qradientlər, anizotropluq və s.) lokal dalğaları da meydana gətirə bilərlər. Lakin müasir müşahidələr koherentlik xüsusiyyətlərinə görə global rəqsləri lokal rəqslərdən fərqləndirə bilirlər.

Elmi rəhbər: AMEA müxbir üzvü, Cəlilov N.S.

ELEKTRON-KVARK SƏPİLMƏSİNİN SPİRAL AMPLİTUDLARI

Kərimov S.İ.

Bakı Dövlət Universiteti

sahibkerimov022@gmail.com

Son illərdə yarıinklüziv $e^- + p \Rightarrow e^- + h + X$ proseslərinin öyrənilməsinə xüsusi diqqət ayrılmışdır, burada h – səpilən elektronla eyni zamanda qeydə alınan hadronudur (π^- , K^- və D^- mezonlar ola bilər). Proton üç valent kvarkından (uud) və dəniz kvark-antikvark cütlərindən ibarətdir. Kvark-parton modelinə görə, elektron-proton dərin qeyri-elastiki səpilmə prosesləri elektron-kvark və elektron-antikvark səpilmə proseslərinə gətirilir: $e^- + q \Rightarrow e^- + q$, $e^- + \bar{q} \Rightarrow e^- + q$.

Elastik elektron-kvark səpilməsi prosesi iki Feynman diaqramı ilə təsvir olunur (şəkil 1). Onlardan biri fotonla, digəri isə neytral Z^0 -bozonla mübadiləyə uyğundur. Prosesin matris elementi aşağıdakı şəkildə yazılır:

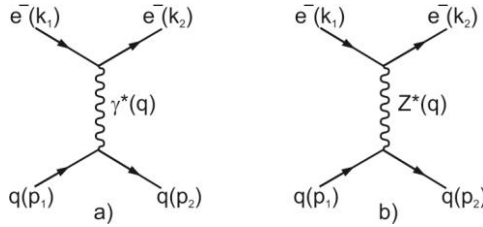
$$M = i \frac{e^2}{4} \{ F_{LL} [\bar{u}(k_2) \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u(k_1)] [\bar{u}(p_2) \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u(p_1)] + \\ + F_{LR} [\bar{u}(k_2) \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u(k_1)] [\bar{u}(p_2) \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) u(p_1)] + \\ + F_{RL} [\bar{u}(k_2) \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) u(k_1)] [\bar{u}(p_2) \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u(p_1)] + \\ + F_{RR} [\bar{u}(k_2) \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) u(k_1)] [\bar{u}(p_2) \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) u(p_1)] \}. \quad (1)$$

Burada

$$F_{ik} = \frac{Q_e Q_q}{q^2} + \frac{1}{q^2 - M_Z^2} \cdot \frac{g_i(e) \cdot g_k(q)}{x_W (1 - x_W)} \quad (i, k = L; R) \quad (2)$$

ifadəsi ilə verilən spiral amplitudlar, $g_L(e)$ və $g_R(e)$ ($g_L(q)$ və $g_R(q)$) – elektronun (kvarkın) Z^0 -bozonla sol və sağ rabitə

sabitləridir (zərrəciklərin 4-ölçülü impulsarı şəkildə göstərilmişdir).



Şəkil 1

(1) matris elementinin ifadəsindən görünür ki, elastik elektron-kvark səpilmə prosesinə dörd spiral amplitud uyğun gəlir: F_{LL}, F_{LR}, F_{RL} və F_{RR} (birinci indeks elektronun, ikinci indeks isə kvarkın spirallığını göstərir). Həmin amplitudlar uyğun olaraq

$$\begin{aligned} e_L^- + q_L &\Rightarrow e_L^- + q_L, & e_L^- + q_R &\Rightarrow e_L^- + q_R, \\ e_R^- + q_L &\Rightarrow e_R^- + q_L, & e_R^- + q_R &\Rightarrow e_R^- + q_R \end{aligned}$$

spiral prosesləri xarakterizə edir, burada $e_L^-(q_L)$ və $e_R^-(q_R)$ – sol və sağ polyarizə olunmuş elektrondur (kvarkdır).

Elementar $e_L^- + q_L \Rightarrow e_L^- + q_L$ spiral prosesin diferensial effektiv kəsiyini hesablayaq. Bunun üçün spiral prosesin matris elementini

$$M_{LL} = i \frac{e^2}{4} F_{LL} [\bar{u}(k_2) \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u(k_1)] [\bar{u}(p_2) \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u(p_1)] \quad (3)$$

kvadrata yüksəldək:

$$\begin{aligned} |M_{LL}|^2 &= \frac{e^4}{16} F_{LL}^2 [\bar{u}(k_2) \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u(k_1)] [\bar{u}(p_2) \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u(p_1)] \times \\ &\quad \times [\bar{u}(k_1) \gamma_\beta (1 + \gamma_5) u(k_2)] [u(p_1) \gamma_\beta (1 + \gamma_5) u(p_2)] = \\ &= \frac{e^4}{16} F_{LL}^2 T_{\alpha\beta}^{(e)} T_{\alpha\beta}^{(q)}. \end{aligned}$$

Burada $T_{\alpha\beta}^{(e)}$ və $T_{\alpha\beta}^{(q)}$ – müvafiq olaraq elektron və kvark tenzorlarıdır:

$$\begin{aligned} T_{\alpha\beta}^{(e)} &= 8[k_{1\alpha}k_{2\beta} + k_{2\alpha}k_{1\beta} - (k_1 \cdot k_2)g_{\alpha\beta} - i\varepsilon_{\alpha\beta\rho\sigma}k_{1\rho}k_{2\sigma}], \\ T_{\alpha\beta}^{(q)} &= 8[p_{1\alpha}p_{2\beta} + p_{2\alpha}p_{1\beta} - (p_1 \cdot p_2)g_{\alpha\beta} - i\varepsilon_{\alpha\beta\rho\sigma}p_{1\rho}p_{2\sigma}]. \end{aligned} \quad (4)$$

Tenzorların bir-birinə vurulması nəticəsində matris elementinin kvadratı üçün sadə bir ifadə alınır:

$$|M_{LL}|^2 = (4\pi\alpha)^2 F_{LL}^2 \cdot 16(p_1 \cdot k_1)(p_2 \cdot k_2) = (4\pi\alpha)^2 4F_{LL}^2 \hat{s}, \quad (5)$$

burada $\hat{s} = (k_1 + p_1)^2$ – kütlə mərkəzi sistemində elektronla kvarkın enerjiləri cəminin kvadratıdır.

Elastik $e_L^- + q_L \Rightarrow e_L^- + q_L$ səpilmə prosesinin effektiv kəsiyi matris elementinin kvadratı ilə mütənəsbdir:

$$\frac{d\sigma(e_L q_L \Rightarrow e_L q_L)}{dy} = \frac{1}{16\pi\hat{s}} |M|^2 = 4\pi\alpha^2 F_{LL}^2 \hat{s}, \quad (6)$$

burada $y = \frac{1}{2}(1 - \cos \theta)$, θ – kütlə mərkəzi sistemində elektronun səpilmə bucağıdır. Görünür ki, $e_L q_L \Rightarrow e_L q_L$ səpilmə prosesinin effektiv kəsiyi y dəyişənindən asılı deyildir, bucaqlara görə paylanması izotropdur.

Analoji şəkildə digər spiral proseslərin də effektiv kəsikləri hesablanır:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(e_L q_R \rightarrow e_L q_R)}{dy} &= 4\pi\alpha^2 F_{LR}^2 \hat{s}(1-y)^2, \\ \frac{d\sigma(e_R q_L \rightarrow e_R q_L)}{dy} &= 4\pi\alpha^2 F_{RL}^2 \hat{s}(1-y)^2, \\ \frac{d\sigma(e_R q_R \rightarrow e_R q_R)}{dy} &= 4\pi\alpha^2 F_{RR}^2 \hat{s}. \end{aligned} \quad (7)$$

Elmi rəhbər: b/m M.Ş. Qocayev

$e^- + e^+ \Rightarrow P + X$ PROSESİNDƏ NZC EFFEKTİLƏRİ

Sadiqov O.N.
Bakı Dövlət Universiteti
orxan_594@mail.ru

Göstərilən işdə

$$e^- + e^+ \Rightarrow (\gamma^*; Z^0) \Rightarrow p + X \quad (1)$$

prosesində neytral zəif cərəyan (NZC) effektlərinə baxılır, p – proton, X – qeydə alınmayan hadronlar sistemidir. Elektron-pozitron annihilyasiyasında 4-ölçülü p impulsuna malik protonun doğulmasının invariant amplitudu

$$M = \frac{e^2}{2} \sum_i \bar{v} \gamma_\mu [G_L^i(1 + \gamma_5) + G_R^i(1 - \gamma_5)] u \langle B(p)X | J_\mu^i | O \rangle$$

şəklində yazılır. Burada

$$G_{L(R)}^i = \frac{g_{L(R)e}^i}{s - M_i^2 + iM_i\Gamma_i}, \quad J_\mu^i \text{ – hadron cərəyanıdır və } i \Rightarrow p + X$$

keçidini xarakterizə edir (i aralıq foton və ya Z^0 -bozondur), g_{Le}^i və g_{Re}^i – elektronun fotonla və ya Z^0 -bozonla qarşılıqlı təsirinin sol və sağ rabitə sabitləridir. (1) prosesinin diferensial effektiv kəsiyi

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{16} x dx L_{\mu\nu}^{ik} \bar{H}_{\mu\nu}^{ik}$$

şəklindədir. Burada, $x = 2 \frac{E_B}{\sqrt{s}}$ – protonun enerjisinin elektronun enerjisinə nisbəti, $\Omega(\theta, \varphi)$ – protonun çıxış bucağı, $L_{\mu\nu}^{ik}$ və $\bar{H}_{\mu\nu}^{ik}$ – lepton və hadron tenzorlarıdır. Bu tenzorların ifadələri uyğun olaraq aşağıdakı kimidir:

$$\begin{aligned} L_{\mu\nu}^{ik} &= [g_1^{ik}(1 - \lambda_1\lambda_2) + g_2^{ik}(\lambda_2 - \lambda_1)] L_{\mu\nu}^{(1)} + \\ &+ [g_2^{ik}(1 - \lambda_1\lambda_2) + g_1^{ik}(\lambda_2 - \lambda_1)] L_{\mu\nu}^{(2)} \\ g_{1,2}^{ik} &= G_L^i G_L^{*k} \pm G_R^i G_R^{*k} \\ L_{\mu\nu}^{(1)} &= p_{1\mu} p_{2\nu} + p_{2\mu} p_{1\nu} - (p_1 p_2) g_{\mu\nu} \end{aligned}$$

$$L_{\mu\nu}^{(1)} = -i\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}p_{1\rho}p_{2\sigma} \bar{H}_{\mu\nu}^{ik} \equiv (2\pi)^3 \times$$

$$\times \sum_{spin} \int \langle B(p)X | J_{\mu}^i | O \rangle \langle B(p)X | J_{\nu}^k | O^* \rangle \delta(q - p - P_x) d\Phi_X.$$

Burada, λ_1 və λ_2 – elektron və pozitronun spirallıqları, q – hadronlara verilən 4-ölçülü impuls, P_x və $d\Phi_X$ – qeydə alınmayan hadronların tam impulsu və faza həcmidir. İnteqralın ifadəsindən görünür ki, hadron tenzoru $\bar{H}_{\mu\nu}^{ik}$ 4-ölçülü p və q vektorlarından asılı olmalıdır:

$$\begin{aligned} \bar{H}_{\mu\nu}^{ik} = & -W_1^{ik} \cdot \left(g_{\mu\nu} - \frac{q_{\mu}q_{\nu}}{q^2} \right) + W_2^{ik} \cdot \frac{1}{q^2} \left(q_{\mu} - p_{\mu} \frac{q^2}{p \cdot q} \right) \times \\ & \times \left(q_{\nu} - p_{\nu} \frac{q^2}{p \cdot q} \right) - W_3^{ik} \cdot \varepsilon_{\mu\nu\rho\delta} \frac{p_{\rho}q_{\delta}}{p \cdot q} + W_4^{ik} \cdot \frac{q_{\mu}q_{\nu}}{q^2} + \\ & + W_5^{ik} \cdot \frac{p_{\mu}q_{\nu} + p_{\nu}q_{\mu}}{p \cdot q} + W_6^{ik} \cdot \frac{p_{\mu}q_{\nu} - p_{\nu}q_{\mu}}{p \cdot q} \end{aligned}$$

$\bar{H}_{\mu\nu}^{ik}$ tenzorunun üzərindəki xətt hadronların polyarizasiya hallarına görə cəmlənmənin, impulslarına görə isə inteqrallanmanın aparıldığını göstərir. W_r^{ik} ($r = 1 \div 6$) – s və $x = \frac{2(p \cdot q)}{s}$ dəyişənlərindən asılı struktur funksiyalardır. Bu struktur funksiyaları kvark-parton modelində (KPM) təyin edəcəyik.

Elmi rəhbər: prof. S.Q.Abdullayev

İNFRAQIRMIZI SEL ÜSULU İLƏ ULDUZLARIN EFFEKTİV TEMPERATUR VƏ BUCAQ DİAMETRLƏRİNİN TƏYİNİ

Quliyeva S.Ş.
Bakı Dövlət Universiteti

İnfraqırmızı sel üsulu ilə ulduzların effektiv temperatur və bucaq diametrlərinin təyini tam şüalanma selinin və infraqırmızı dalğa uzunluğunda monoxromatik şüalanma selinin

ölçülməsinə əsaslanır. Bu kəmiyyətlər, effektiv temperatur və bucaq diametrləri arasında aşağıdakı münasibətlər mövcuddur:

$$F_E = \frac{\theta^2}{4} \sigma T_{eff}^4 \quad (1)$$

$$F_{E,\lambda} = \frac{\theta^2}{4} \varphi(T_{eff}, g, \lambda) \quad (2)$$

burada F_E və $F_{E,\lambda}$ yerdə ölçülən, uyğun olaraq tam və λ -dalğa uzunluğunda monoxromatik şüalanma selləri, $\varphi(T_{eff}, g, \lambda)$ - λ -dalğa uzunluğunda ulduzun şüalandırdığı şüalanma seli, θ -radianlarla bucaq diametri, T_{eff} - effektiv temperatur, g -ulduzun səthində ağırlıq qüvvəsi təcili, σ -Stefan-Bolsman sabitidir.

$$\frac{F_E}{F_{E,\lambda}} = R \quad (3)$$

işarə edək. (1) və (2) ifadələrinə görə

$$R = \frac{\sigma T_{eff}^4}{\varphi(T_{eff}, g, \lambda)} \quad (4)$$

$\varphi(T_{eff}, g, \lambda) = \pi F(T_{eff}, g, \lambda)$ ulduz atmosferləri modelləri əsasında hesablanır. $\lg(T_{eff}, g, \lambda)$ -nin effektiv temperatur, ağırlıq qüvvəsi və dalğa uzunluğunun müəyyən qiymətlərində Kuruçun [1] modellərində hesablanmış qiymətləri cədvəl 1-də göstərilmişdir.

Cədvəl 1

Log=2.0			
$T_{eff}(k)$	$\lambda=1800 \text{ nm}$	$\lambda=2700 \text{ nm}$	$\lambda=4000 \text{ nm}$
5500	6,3597	5,7218	5,0770
6000	6,4022	5,7638	5,1184
6500	6,4374	5,7989	5,1535
7000	6,4682	5,8293	5,1841
7500	6,4944	5,8553	5,2100
8000	6,5221	5,8815	5,2357
8500	6,5516	5,9080	5,2609
9000	6,5807	5,9335	5,2845
9500	6,6095	5,9591	5,3083
10000	6,6367	5,9839	5,3316

Cədvəl 1-dən göründüyü kimi, infraqırmızı dalğa uzunluqlarında ulduzların şüalandırdığı sel g-nin qiymətlərindən demək olar ki, asılı deyildir. Cədvəl 1 əsasında (4) düsturu vasitəsilə baxılan dalğa uzunluqlarında $\lg R$ -in nanometrlə qiymətləri hesablanmışdır (cədvəl 2).

Cədvəl 2

Log=2.0			
$T_{eff}(k)$	$\lambda=1800nm$	$\lambda=2700nm$	$\lambda=4000 nm$
5500	3,858	4,496	5,141
6000	3,967	4,606	5,251
6500	4,071	4,709	5,355
7000	4,168	4,808	5,453
7500	4,263	4,902	5,547
8000	4,347	4,988	5,633
8500	4,423	5,066	5,713
9000	4,493	5,140	5,789
9500	4,553	5,208	5,859
10000	4,620	5,273	5,925

Elmi rəhbər dos.Z.A.Səmədov

H_{II} XƏTTİNDƏ PLANETAR DUMANLIQLARIN ŞÜALANMA SELİ

Hafizli U.N., Əlili A.H.

Bakı Dövlət Universiteti

galaktika2002@mail.com

Ulduz göyünün müşahidəsi göstərir ki, ulduzların sayı göyün müxtəlif yerlərində müxtəlifdir, hətta elə yer var ki, orada ulduz heç görünmür. Bu, ulduzlararası mühitdə qeyri-müntəzəm paylanmış tozlardan ibarət udan mühitin olması ilə əlaqədardır. Uzaq ulduzların kəsilməz spektrində enerjinin paylanmasından görünür ki, spektrin göy oblastı zəifdir. Bunun nəti-

cəsində göy bir növ qırmızılaşır. Bu, ulduzlararası mühitdəki maddə hesabına udulma ilə əlaqədardır.

Hidrogenin H_{α} xəttində selini təyin etmək üçün ilk öncə udulma məsələsinə baxılmalıdır. Udulmanın təyini üçün, adətən, verilmiş müəyyən bir ulduzun enerji seli ilə onun digər xarakteristikaları (temperatur, radius və s.) eyni olan başqa bir ulduzun enerji seli müqayisə olunur. Müqayisə üçün yaxın ulduz seçilir və hesab olunur ki, ondan gələn sel udulmaya məruz qalmır. Bu metodla tapılmış udulma bütün Qalaktikada dalğa uzunluğundan eyni cür asılılıq xüsusiyyətinə malikdir. Bu isə müəyyən mənada udulmanı öyrənməyi asanlaşdırır.

Verilmiş ulduzun istiqamətində udulmanın payı E_{B-V} rəng artıqlığı ilə göstərilir. O, ulduzun rəng göstəricisi ilə $(B-V)$, müqayisə ulduzunun rəng göstəricisi, yəni həqiqi rəng göstəricisi $(B-V)_0$ arasındakı fərqi ifadə edir. Belə birbaşa müqayisə adətən müəyyən səbəblərdən planetar dumanlıqlar və onların mərkəzi ulduzlarına tətbiq oluna bilmir. Bu səbəb dumanlığın və onun mərkəzi ulduzunun şüalanmasının bir-birindən ayırmağın çətinliyi ilə əlaqədar ola bilər. Digər tərəfdən müqayisə üçün uyğun gələn ulduzun seçilməsi ilə də bağlı çətinliklər meydana çıxır. Hidrogen bütün dumanlıqlarda tam ionlaşdığından, adətən ölçmələrdə onun xətlərindən istifadə olunur. Hidrogenin H_{α} xətti isə daha tez-tez müşahidə olunur. Ona görə də bu xətdəki şüalanma selindən daha çox istifadə olunur.

Bu metod H_{α} xəttində şüalanmanın seli ilə radiokontinuumda şüalanmanın selinin müqayisəsinə əsaslanır. Bu onunla əlaqədardır ki, radi diapazondakı şüalanmaya mühitdəki udan maddə təsir göstərə bilmir. Ona görə də müşahidələrin müqayisəsinə əsasən verilən xətdə udulmanı təyin etmək olur.

Elmi rəhbər dos. K.İ. Alışeva

XÜSUSİ NƏZƏRİYYƏLƏRİN DİRAK KVANTLANMASI. HAMILTONLAŞMA NƏZƏRİYYƏSİ

Eyyubzadə M.X.
Bakı Dövlət Universiteti
meyyubzade17@gmail.com

Çox böyük ehtimalla gələcəkdə qurulacaq kvant qravitasiya nəzəriyyəsinin ən perspektivli istiqaməti olan nöqtəvi deyil, dartılmış obyektin-birölçülü kvant siminin prototipi olan relyativistik nöqtənin zamana görə dəyişən sahələrdə qarşılıqlı təsir dinamikasını öyrənməyə hazırlıq mərhələsi kimi Dirak kanonik kvantlanmasının xüsusi nəzəriyyələrdə şərhı verilir.

String nəzəriyyəsinin əsaslandığı hipotezə görə bütün elementar zərrəciklər və onların qarşılıqlı təsirləri Plank uzunluğu (10^{-35} m) miqyasında ultramikroskopik kvant simlərinin rəqs-ləri və qarşılıqlı təsirləri nəticəsində yaranırlar. Bu yaxınlaşma bir tərəfdən elementar zərrəciklər fizikasının riyazi aparatı olan kvant sahə nəzəriyyəsinin yenidən normallaşma adlanan çətinliklərindən yaxa qurtarmaq imkanı yaradırsa, digər tərəfdən materianın, fəza və zamanın strukturuna daha dərin mənada yaxınlaşmağı qaçılmaz edir.

Kvant String nəzəriyyəsi keçən əsrin 70-ci illərinin əvvəlində adronların quruluşunun sim modelləri ilə əlaqəli daxil edilən formul-Venesiyano formulunun anlaşılması nəticəsində yaranmışdır.

80-ci və 90-cı illər sürətli inkişaf dövrünü yaşamışdır.

Çox böyük ehtimalla gələcəkdə qurulacaq kvant qravitasiya nəzəriyyəsi String nəzəriyyəsinə əsaslanacaq. Bu məqsədlə stringin prototipi olan relyativistik nöqtənin zamandan asılı xarici sahələrdə kvant təsvirini qurmaq üçün Hamilton nəzəriyyəsinin qurulması kvantlanma əməliyyatında ən vacib və ilkin mərhələdir.

Tədqiqatlarımızın hazırkı mərhələsində sistemin Hamilton

nəzəriyyəsini qurmaq üçün sistemin laqranjianının sürətlərə görə ikinci tərtib törəməsi olan

$$M_{ab} = \frac{\partial^2 L}{\partial \dot{q}^a \partial \dot{q}^b}$$

Hessian matrisinin məxsusiyyətləri öyrənilir. Xüsusi və xüsusi olmayan hallar araşdırılır, icazə verilən və icazə verilməyən sürətlər müəyyənləşdirilir.

1. *Gitman D.M. and Tyutin I.V. Canonical quantization of fields with constraints, Springer Verlag, 1992*

Elmi rəhbər: prof. R.Q.Cəfərov

ÜMUMİLƏŞMİŞ VUD-SAKSON POTENSIALI ÜÇÜN ŞREDİNGER TƏNLIYININ HƏLLİ

Haxiyeva R.R.

Bakı Dövlət Universiteti

hakhiyeva@mail.ru

Vud-Sakson potensialı ilk dəfə R.D. Woods və D.S. Sakson tərəfindən 20 MeV enerjili protonun orta və ağır nüvələrdən elastiki səpilməsini izah etmək üçün təklif edilmiş ən mühüm yaxına təsir potensialıdır [1]. Bu potensial sahədə dalğa tənliklərinin dəqiq analitik həlli nüvənin nuklonlarla qarşılıqlı təsirinin əlaqəli və səpilmə halları üçün çox əhəmiyyətlidir. Vud-Sakson potensialının modifikasiya forması – ümumiləşmiş Vud-Sakson potensialı aşağıdakı kimidir:

$$V(r) = -\frac{V_0}{1 + e^{\frac{r-R_0}{a}}} - \frac{We^{\frac{r-R_0}{a}}}{\left(1 + e^{\frac{r-R_0}{a}}\right)^2} \quad (a \ll R_0), \quad (1)$$

burada V_0 və W uyğun olaraq həcmi və səth potensial

çuxurların dərinliyi, R_0 -potensialın eni və ya nüvənin radiusu, a - parametri isə səth təbəqəsinin qalınlığı və o, ionlaşma enerjisinin təcrübi qiyməti ilə müəyyən olunur.

Orbital kvant ədədinin ixtiyari qiyməti üçün $l \neq 0$ radial Şredinger tənliyi Vud-Sakson potensialı üçün dəqiq həll oluna bilmir. Belə ki, S. Flugge $l=0$ halında həcmi Vud-Sakson potensialı sahəsində radial Şredinger tənliyini analitik həll edərək dalğa funksiyası üçün dəqiq ifadə almış, lakin enerjinin məxsusi qiymətlərini qrafik üsulla tapmışdır [2]. C.Berkdemir və digərləri tərəfindən orbital kvant ədədinin $l=0$ halında ümumiləşmiş Vud-Sakson potensialı üçün radial Şredinger tənliyinin həlli Nikiforov-Uvarov (NU) metodunun [3] köməyi ilə araşdırılmışdır [4]. Lakin, bu işdə onlar NU metodunun tətbiqində səhvə yol vermiş, bu da düzgün olmayan nəticələrə gətirib çıxarmışdır [5].

Sferik simmetrik $V(r)$ potensiallı sahədə radial Şredinger tənliyi aşağıdakı kimidir:

$$\frac{d^2 u(r)}{dr^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2} [E - V_{eff}(r)] u(r) = 0. \quad (2)$$

burada $V_{eff}(r)$ - effektiv potensialdır və

$$V_{eff}(r) = V(r) + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2} \quad (3)$$

kimi təyin olunur. Pekeris yaxınlaşmasından [6] istifadə etsək, yeni effektiv potensial üçün alırıq:

$$\tilde{V}_{eff}(r) = V(r) + \tilde{V}_l(r) = \delta C_0 - \frac{V_0 + W - \delta C_1}{1 + e^{\frac{r-R_0}{a}}} + \frac{W + \delta C_2}{\left(1 + e^{\frac{r-R_0}{a}}\right)^2}, \quad (4)$$

burada $\delta = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu R_0^2}$ və C_0, C_1, C_2 - Pekeris yaxınlaşmasının

parametrləridir. Yeni $\tilde{V}_{eff}(r)$ effektiv potensialı üçün radial

Şredinger tənliyi

$$\frac{d^2 u(r)}{dr^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2} \left[E - \delta C_0 + \frac{V_0 + W - \delta C_1}{1 + e^{\frac{r-R_0}{a}}} - \frac{W + \delta C_2}{\left(1 + e^{\frac{r-R_0}{a}}\right)^2} \right] u(r) = 0. \quad (5)$$

olar. Beləliklə, enerjinin məxsusi $E_{n,l}$ qiyməti və uyğun $u_{n,l}(z)$ radial dalğa funksiyası üçün alarıq:

$$E_{n,l} = -\frac{V_0}{2} + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu R_0^2} \left(C_0 + \frac{C_1 + C_2}{2} \right) -$$

$$\frac{\hbar^2}{2\mu a^2} \left[\frac{1}{16} \left(\sqrt{1 + \frac{8\mu a^2 W}{\hbar^2} + \frac{4l(l+1)a^2 C_2}{R_0^2}} - 2n_r - 1 \right)^2 + \right.$$

$$\left. + \frac{\left(\frac{2\mu a^2}{\hbar^2} \right)^2 \left[V_0 - \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu R_0^2} (C_1 + C_2) \right]^2}{\left(\sqrt{1 + \frac{8\mu a^2 W}{\hbar^2} + \frac{4l(l+1)a^2 C_2}{R_0^2}} - 2n_r - 1 \right)^2} \right],$$

$$u_{n,l}(z) = C_{n,l} z^\varepsilon (1-z)^{\sqrt{\varepsilon^2 - \beta^2 + \gamma^2}} P_{n,l}^{(2\varepsilon, 2\sqrt{\varepsilon^2 - \beta^2 + \gamma^2})}(1-2z),$$

burada $\varepsilon^2 = -\frac{2\mu a^2 (E - \delta C_0)}{\hbar^2} > 0, \beta^2 = \frac{2\mu a^2 (V_0 + W - \delta C_1)}{\hbar^2} > 0,$

$$\gamma^2 = \frac{2\mu a^2 (W + \delta C_2)}{\hbar^2} > 0, z = \left(1 + e^{\frac{r-R_0}{a}} \right)^{-1}, \text{ və } P_{n,l}^{(2\varepsilon, 2\sqrt{\varepsilon^2 - \beta^2 + \gamma^2})}(1-2z)$$

Yakobi polinomudur.

1. R.D. Woods and D.S. Saxon, Diffuse surface optical model for nucleon-nuclei scattering, *Phys. Rev.* **95**, p. 577-578, 1954.
2. S. Flügge, *Practical Quantum Mechanics*, Springer, Berlin, vol. 1, 1994.

3. A.F. Nikiforov and V.B. Uvarov, *Special Functions of Mathematical Physics*, Birkhäuser, Basel, 1988.
4. C. Berkdemir, A. Berkdemir and R. Sever, *Polynomial solutions of the Schrödinger equation for the generalized Woods - Saxon potential*, *Phys. Rev. C* **72**, p. 027001-1/4, 2005.
5. *Editorial Note: Polynomial solutions of the Schrödinger equation for the generalized Woods - Saxon potential* [C. Berkdemir, A. Berkdemir and R. Sever, *Phys. Rev. C* **72**, p. 027001, 2005; *Phys. Rev. C* **74**, p. 039902(E), 2006].
6. C.L. Pekeris, *The rotation - vibration coupling in diatomic molecules*, *Phys. Rev.* **45**, p. 98-103, 1934.

Elmi rəhbər: dos. Bədəlov V.H.

DİFFUZİYA ƏMSALI , TOQQUŞMANIN EN KƏSİYİ VƏ DİFFUZİYA UZUNLUĞU

Bayramova A.B.

Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universiteti

orar@mail.ru

Məlumdur ki, diffuziya – dönməyən və qeyri tarazlıq prosesdir. Bu zaman fazalar daxilində komponentlərin konsent-rasiyalarının və kimyəvi potensiallarının bərabərləşməsi pro-se-si gedir. Bir ölçülü halda konsentrasiya qradienti mövcud ol-duqda daşınan zərrəciklər selinin sıxlığı (j_N) Fikin birinci qanunu ilə təyin olunur:

$$j_N = -D \frac{\partial N}{\partial z} \quad (1)$$

(1)-də D kəmiyyəti diffuziya əmsalı adlanır. Bu tənlikdən daşınan qazın miqdarı, maddə miqdarı seli (kütlə seli) üçün

$$j_N = \mu j_N = -D\mu \frac{\partial N}{\partial z} \quad (2)$$

ifadəsi alınır. Onda A səthindən daşınan (keçən) kütlə seli

$$i_M = j_M \cdot A = -D\mu \frac{\partial N}{\partial z} \cdot A = -\frac{\partial \rho}{\partial z} \cdot A \quad (3)$$

olar. Kütlə seli sıxlığını köçürmə tənliyindən də tapmaq olar:

$$j_M = -\frac{\lambda \bar{v}}{3} \cdot \mu \cdot \frac{\partial N(Z)}{\partial Z} \quad (4)$$

(2)-lə (4)- tənliklərinin müqayisəsindən, eləcə də diffuziya əmsalı D , orta qaçış məsafəsi λ və molekulun effektiv radiusu arasında əlaqədən istifadə edərək

$$D = \frac{1}{3} \lambda \cdot \bar{v} \quad (5)$$

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M_r}} \quad \text{və} \quad \lambda = \frac{1}{\pi \sqrt{2N \cdot r_s^2}} \quad (6)$$

toqquşmanın effektiv en kəsiyinin radiusu üçün aşağıdakı ifadəni

$$r_s = \frac{1}{2} \sqrt[4]{\frac{4}{9} \frac{RT}{\pi^3 M_r N^2 \cdot D^2}} \quad (7)$$

alırıq. (7)- düsturuna əsasən, deyə bilərik ki, diffuziya əmsalı məlum olduqda molekulun effektiv radiusunu hesablamaq olar. Qeyd edək ki, bu nəticə mayelərə də tətbiq edilə bilər. Lakin Fikin tənlikləri daha universal xarakter daşıdığından onlar bərk cisimlərdə diffuziyaya da tətbiq olunur. Bu baxımdan metalların səth-həcm faza keçidi sərhəddində atomların diffuziya prosesinin öyrənilməsi maraqlı fiziki hadisələrdən biridir. Bu hadisələrin öyrənilməsi həm də praktiki əhəmiyyət kəsb edən atomların səth altı laylara diffuziyası müəyyən mexaniki, elektrik, kimyəvi və emissiya xassələri olan materialları hazırlamaq üçün geniş imkan açır. Bundan əlavə əgər atomların faza keçidi sərhəddində metala kifayət qədər güclü diffuziyası olarsa, onda metalın kristal qəfəsi yüksək temperaturlarda atom və ion mənbəyi rolunu oynaya bilər. Məlumdur ki, ion mənbələri sürətləndiricilərin, kütlə-spektrometrlərinin, ion mikroskoplarının, istilik nüvə sintezi və izotopların alınması üçün qurğuların və bir çox başqa qurğuların vacib elementidir. Müasir dövrdə daxili yanma mühərriklərində, reaktiv və digər mühərriklərdə karbohidrogenlərin yanma məhsulları ilə mübarizə ekologiyanın ən vacib problemlərindən biridir. Belə məsələləri həll etmək üçün mikro və nano elektronikaya,

texnoloji proseslərin modelləşdirilməsinə əsaslanaraq böyük gücə malik ion mənbələri yaratmaqla həll etmək olar. İon mənbələrinə aşağıdakı tələblər qoyulur: zamana görə selin sabitliyi; müəyyən yüklü ionların alınması, kiçik gərginliklərdə lazım olan cərəyan sıxlığının alınması; bir sürətləndirilən elementdən yenisinə keçməyin sadəliyi və mənbənin özünün əvəz edilməsinin asanlığı. İonların emitterlərinin fiziki təbiətindən asılı olaraq ion mənbələrinin bir neçə qrupa ayırırlar: 1) səthi ionlaşmayla ion mənbəyi, ionlaşma gümüş metalın səthində baş verir, 2) plazma ion mənbəyi, ionlar plazmanın səthindən götürülür, 3) “sahənin” təsiri ilə ion mənbəyi, ionlar bərk cisimin səthində güclü elektrik sahənin təsiri nəticəsində yaranır. Bütün bunlar hamısı diffuziya ilə əlaqəli proseslərdir. Baxılan halda diffuziyanı Fikin birinci

$$j = -D\nabla c \quad (8)$$

və ikinci

$$\frac{\partial c}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D \frac{\partial c}{\partial x} \right) \quad (9)$$

tənlikləri ilə təsvir etmək mümkündür. Burada j -diffuziya seli, D -diffuziya əmsalı, ∇c -konsentrasiyanın qradientidir, “mənf” işarəsi selin konsentrasiyanın azalması istiqamətində olduğunu göstərir. Diffuziya əmsalı D konsentrasiyadan c asılı olmadıqda ikinci tənliyi aşağıdakı kimi yazmaq olar

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} . \quad (10)$$

Burada diffuziya əmsalı D diffuziya olunan mühitin və diffuzantın növündən, temperaturdan, diffuziyanın aktivləşmə enerjisindən E_a asılıdır və Arrhenius tənliyinə

$$D = D_0 \exp(-E_a / kT) , \quad (11)$$

uyğun müəyyən olunur. Burada D_0 - temperatur sonsuzluğa yaxınlaşanda diffuziya əmsalıdır. Ümumi halda hesab edilir ki, diffuziya etmiş atomlar və ya ionlar kristal qəfəsdə potensial

enerji çəpərlərini sıçrayışlarla keçirlər. Yuxarıdakı tənliklər qoyulan məsələnin şərtlərindən asılı olaraq müxtəlif cür həll olunur. Bizimbaxdığımız xüsusi halda daimi - təsir göstərən mənbə üçün başlanğıc şərtləri aşağıdakı kimi olur

$$c(0, t) = c_0; c(x, 0) = 0 \quad (12)$$

Bu şərtləri nəzərə alaraq tənliyin həlli aşağıdakı kimi olur

$$c(x, t) = c_0 \left(1 - \operatorname{erf} \frac{x}{2\sqrt{Dt}} \right), \quad (13)$$

burada

$$\operatorname{erf} z = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-z^2} dz \quad (14)$$

Qausun səhvlər funksiyasıdır. Burada bəzən əlavə səhvlər funksiyasından

$$\operatorname{erfc} z = 1 - \operatorname{erf} z, \quad (15)$$

da istifadə etmək olar. İnterkalyasiya oblatında sabit səth konsentrasiyasına malik (Cs) atomlarının metala diffuziyası üçün aşağıdakı şəkildə

$$c(0, t) = 0; c(x, 0) = c_0, \quad (16)$$

başlanğıc şərtlər çox yaxşı ödənilir. Bu başlanğıc şərtləri nəzərə alaraq konsentrasiya $c(x, t)$ üçün

$$c(x, t) = c_0 \operatorname{erf} \frac{x}{2\sqrt{Dt}}, \quad (17)$$

ifadəsi alınır Burada $L = \sqrt{Dt}$ diffuziya uzunluğudur. Bu uzunluğu sərbəst yolun uzunluğu ilə qarışdırmaq olmaz. L- və t- ni təcrübədən təyin etməklə diffuziya əmsalını və digər parametrləri müəyyən etmək olar.

Elmi rəhbər: dos. Hüseynov V.İ.

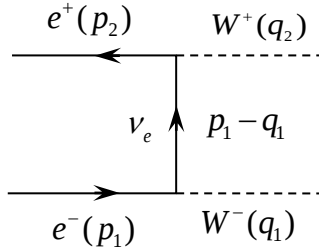
ELEKTRON-POZİTRON TOQQUŞMASINDA W -BOZONLARIN YARANMASI

Nəbiyeva A.N.
Bakı Dövlət Universiteti
aysel.nabiyeva21@gmail.com

Elektron-pozitron toqquşmasında yüklü bozonların yaranma prosesinə

$$e^- + e^+ \rightarrow W^- + W^+$$

uyğun olaraq neytrino, foton və Z^0 -bozonun mübadiləsi ilə bağlı üç diaqram uyğun gəlir. Hələlik neytrino ilə bağlı diaqrama baxılmışdır (şəkil 1).



Şəkil 1. $e^- e^+ \rightarrow W^- W^+$ prosesinin neytrino mübadiləsi ilə bağlı Feynman diaqramı

Neytrino ilə mübadilə diaqramına aşağıdakı matris elementi uyğundur:

$$M_\nu = \frac{e^2}{4x_w t} [\bar{v}(p_2) \gamma_\mu (\hat{p}_1 - \hat{q}_1) \gamma_\nu (1 + \gamma_s) u(p_1)] \varepsilon_\mu^*(q_2) \varepsilon_\nu(q_1)$$

Burada $x_w = \sin^2 \theta_w$, ε_μ^* və $\varepsilon_\nu - W^\pm$ -bozonları 4-ölçülü polyarlaşma vektorları; $t = (p_1 - q_1)^2$ olub, zərrəciklərin impulsları Feynman diaqramında göstərilmişdir.

Prosesin effektiv kəsiyini

$$\frac{d\sigma}{dz} = \frac{\pi\alpha^2}{16x_w^2} \frac{\beta_w}{s} \overline{|M_\nu|^2}$$

şəklində göstərək, burada $\beta_w = \sqrt{1 - 4 \frac{M_w^2}{s}}$ – kütlə mərkəzi sis-

temində W -bozonun sürətidir, $\overline{|M_\nu|^2}$ -nin üzərindəki xətt W -bozonların polyarlaşma hallarına görə cəmləməni göstərir. $z = \cos \theta$ dəyişəni daxil edilmişdir, θ – elektronun impulsu ilə W -bozonun impulsu arasındakı bucaqdır.

Elektron sol, pozitron sağ polyarizə olunmuşdursa, $(e_L^- e_R^-)$, $\overline{|M_\nu|^2}$ üçün aşağıdakı ifadəni almaq olar:

$$\overline{|M_\nu|^2} (e_L^- e_R^+) = 4F_1(z, s),$$

$$F_1(z, s) = \frac{2s}{M_w^2} + \frac{1}{2} \beta_w^2 (1 - z^2) \left[\left(\frac{s}{t} \right)^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{2s}{M_w^2} \right)^2 \right]$$

Polyarizə olunmamış elektron-pozitron dəstələrində W -bozonların bucaqlara görə paylanması xarakterizə edən diferensial effektiv kəsik bərabərdir:

$$\frac{d\sigma}{dz} = \frac{\pi\alpha^2}{16x_w^2} \frac{\beta_w}{s} F_1(z, s)$$

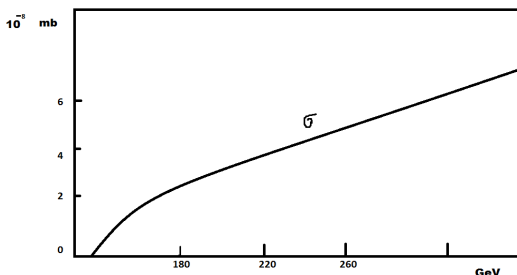
Diferensial effektiv kəsiyi bucaqlara görə integrallamaqla $e^- e^+ \rightarrow W^- W^+$ prosesinin tam effektiv kəsiyini ala bilərik:

$$\sigma = \frac{\pi\alpha^2}{8x_w^2} \frac{\beta_w}{s} \sigma_1,$$

$$\sigma_1 = 2y + \frac{1}{12} y^2 \beta_w^2 + 4 \left[\left(1 - \frac{2}{y} \right) \frac{L}{\beta_w} - 1 \right]$$

Effektiv kəsiyin $e^- e^+$ -cütünün tam enerjisindən asılılıq qrafiki 2-ci şəkildə təsvir edilmişdir. Şəkildən görünür ki,

enerjinin artması ilə effektiv kəsik artır.



Şəkil 2. $e^-e^+ \rightarrow W^-W^+$ prosesinin effektiv kəsiyinə neytrinonun payı
Elmi rəhbər: prof. S.Q.Abdullayev

KRİSTALLARDA ELEKTROMAQNİT LEYSANININ KASKAD NƏZƏRİYYƏSİ

Abdullayeva E.M.

Bakı Dövlət Universiteti

elmira.abdullayevaa@gmail.com

Yüksək enerjilər dəstəsinin alınmasına imkan verən sürətləndiricilər texnikasının inkişafı və təkmilləşdirilməsi yüksək enerjili zərrəciklərin maddə ilə qarşılıqlı təsir proseslərinin nəzəri və eksperimental tədqiqinə stimullaşdırır. Məlumdur ki, maddədən yüksək enerjili fermionlar və qamma kvantlar keçərkən elektromaqnit leysanı yaranır.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho(x, E)}{\partial x} = & 2 \int_E^{\infty} w_p(E, E' - E) \Gamma(x, E') dE' \\ & + \int_{E_{\infty}}^{\infty} w_{\gamma}(E', E) \rho(x, E') dE' \\ & - \int_0^{\infty} w_{\gamma}(E, E') \rho(x, E') dE' \end{aligned} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \Gamma(x, E)}{\partial x} = \int_E^{\infty} w_{\gamma}(E', E - E) \rho(x, E') dE' - \int_0^E w_{\rho}(E', E - E) \Gamma(x, E) dE'$$

Burada x - leysanın əmələ gəldiyi nöqtədən tədqiq olunan nöqtəyədək məsafədir. $w_{\gamma}(E, E')$ - γ -kvantın şüalanması, $w_{\rho}(E, E')$ - isə lepton-antilepton cütünün yaranması ehtimalıdır. $w_{\gamma}(E, E')$ və $w_{\rho}(E, E')$ ifadələri enerjiden və bucaqlardan mürəkkəb şəkildə asılı olur. $w_{\gamma}(E, E')$ və $w_{\rho}(E, E')$ ifadələrini [1] (1)-də nəzərə alsaq və x əvəzinə $t = x/R$ adsız kəmiyyətinə keçsək (burada R - radiasiya uzunluğu adlanır və $R = [4\alpha r_0^2 N \ln(183Z^{-1/3})]^{-1}$, r_0 - elektronun klassik radiusudur), və Laplas-Mellin çevrilməsini aparsaq (1) əvəzinə aşağıdakı ifadələri alırıq

$$\frac{dP_s}{dt} = -\alpha_1 A P_s + \alpha_1 B \Gamma_s \quad (2)$$

$$\frac{d\Gamma_s}{dt} = \alpha_1 C P_s - \alpha_1 D \Gamma_s$$

Burada, A , B , C və D s parametrindən asılı əmsallardır. Bu kəmiyyətlərin ifadələri [1]-də verilmişdir.

(2)-nin həlli aşağıdakı kimidir:

$$P_s(t) = a_1 \exp(-\lambda_1 t) + a_2 \exp(-\lambda_2 t) \quad (3)$$

$$\Gamma_s(t) = b_1 \exp(-\lambda_1 t) + b_2 \exp(-\lambda_2 t)$$

Burada

$$\lambda_1 = \frac{A + D}{2} - \frac{1}{2} \sqrt{(A - D)^2 + 4BC}$$

$$\lambda_2 = \frac{A + D}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{(A - D)^2 + 4BC}$$

(3)-dən istifadə edərək, leysanda yaranan zərrəciklərin paylanma funksiyasını enerjiden və t-dən asılılığını tapırıq.

$$P(E_0, E, t) = \frac{H \exp(sy - \lambda_1 t)}{s \sqrt{(-2\pi\lambda_1 t - \frac{1}{s^2})}}$$

$$t = \frac{1}{\lambda_1} \ln \left(\frac{E_0}{E} - \frac{1}{s} \right) \quad y = \ln \frac{E_0}{E};$$

$$H = \frac{A(s) - \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}$$

[1]. *Наджафов И.М., Раджабов М.Р. //Изв. РАН. Сер. Физ. 1992. Т.56. №5. С.69.*

Elmi rəhbər: dos.Rəcəbov M.R.

PROTON-PROTON TOQQUŞMASINDA KALİBRİNO CÜTÜNÜN YARANMASI

Abdullayeva E.Ş.
Bakı Dövlət Universiteti
emiliya.abdullayeva@inbox.ru

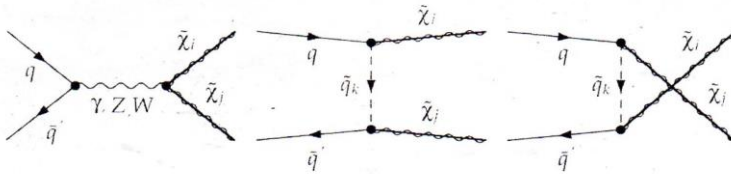
Məlumdur ki, hadron-hadron toqquşma-supersimmetrik zərrəciklər cüt halda yaranırlar və tez bir zamanda parçalanırlar və sonda hadron simləri və leptonlar yaranır. Son zamanlar hadronların spin xassələrinin ciddi və geniş spektrdə araşdırılmasının planlaşdırılması ilə əlaqədar olaraq polarizasiya və spin effektlərinin nəzəri öyrənilməsi intensivləşmişdir. Nəzəri hesablamalar konkret hadronların yeni spin təbiətinə malik olduğunu deməyə imkan yaradır. Ona görə də spin və polarizasiya effektlərinin öyrənilməsi yüksək enerjilər fizikasının aktual problemlərindən biridir.

Bu işdə polarizə olunmuş və olunmamış proton-proton ()

toqquşmasında $pp \rightarrow \tilde{\chi}_i \tilde{\chi}_j$ kalibrino cütünün yaranması öyrənilir.

$pp \rightarrow \chi_i \chi_j$ prosesinin alt prosesi üçün uyğun olaraq $q(q_a, p_a) q(\bar{q}_b, p_b) \rightarrow \chi_i^{0,\pm}(p_1) \chi_j^{0,\mp}(p_2)$ götürülmüşdür.

Əsas tərtibdə $qq \rightarrow \chi_i^{0,\pm} \chi_j^{0,\mp}$ prosesinin Feynman diaqramı şəkil 1-də göstərilmişdir.



$qq \rightarrow \chi_i^{0,\pm} \chi_j^{0,\mp}$ prosesinin Mandelstam invariantlarını aşağıdakı formada yazı bilərik:

$$\hat{s} = (p_a + p_b)^2, \hat{t} = (p_a - p_1)^2, \hat{u} = (p_a - p_2)^2$$

$qq \rightarrow \chi_i^0 \chi_j^0$ prosesinin matris elementini aşağıdakı formada yazı bilərik:

$$M_{\hat{s}} = -\frac{g^2}{c_W^2} D_W(\hat{s}) [\bar{u}_i(k_1) \gamma_\mu (O_{ij}^L P_L + O_{ij}^R P_R) v_j(k_2)] \cdot [\bar{v}(p_2) \gamma^\mu (L_{Zqq} P_L + R_{Zqq} P_R) u(p_1)]$$

$$M_{\hat{t}} =$$

$$\frac{2g^2}{(\hat{t} - m_{\tilde{q}_k}^2) c_W^2} [\bar{u}_i(k_1) (C_{\tilde{\chi}_i^0 \tilde{q}_k q}^L P_L + C_{\tilde{\chi}_i^0 \tilde{q}_k q}^R P_R) u(p_1)] \cdot [\bar{v}(p_2) \gamma_\mu (C_{\tilde{\chi}_j^0 \tilde{q}_k q}^{R*} P_L + C_{\tilde{\chi}_j^0 \tilde{q}_k q}^{L*} P_R) v_j(k_2)]$$

$$M_{\hat{u}} = \frac{2g^2}{(\hat{u} - m_{\tilde{q}_i}^2) c_W^2} [\bar{u}_j(k_2) (C_{\tilde{\chi}_j^0 \tilde{q}_k q}^L P_L + C_{\tilde{\chi}_j^0 \tilde{q}_k q}^R P_R) u(p_1)] \cdot [\bar{v}(p_2) (C_{\tilde{\chi}_i^0 \tilde{q}_k q}^{R*} P_L + C_{\tilde{\chi}_i^0 \tilde{q}_k q}^{L*} P_R) v_i(k_1)]$$

$qq \rightarrow \chi_j^{0,\pm} \chi_i^{0,\mp}$ prosesinin diferensial effektiv kəsiyini aşağıdakı kimi yazı bilərik:

$$\frac{d\sigma(q\bar{q} \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0)}{d\hat{t}} = \frac{1}{16\pi \hat{s}^2} \frac{1}{12} \left(\frac{1}{2}\right)^{\delta_{ij}} (M_{\hat{s}\hat{s}} + M_{\hat{t}\hat{t}} + M_{\hat{u}\hat{u}} - 2M_{\hat{s}\hat{t}} + 2M_{\hat{s}\hat{u}} - 2M_{\hat{t}\hat{u}})$$

1. H. P. Nilles, *Phys. Rept.* 110 (1984) 1.
2. H. E. Haber and G. L. Kane, *Phys. Rept.* 117 (1985) 75.
3. J. F. Gunion and H. E. Haber, *Nucl. Phys. B* 272 (1986) (Erratum-ibid. B 402 (1993) 567)
4. D. I. Kazakov, *Phys. Rep.* 344, 309 (2001)

Elmi rəhbər: prof. Hüseynov V.A.

PROTON-PROTON TOQQUŞMASINDA ÇARCİNO VƏ NEYTRALİNONUN YARANMASI

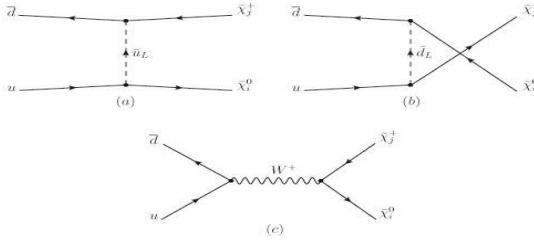
Qardaşova A.E.

Bakı Dövlət Universiteti

ayshan.gardashova.1993@gmail.com

Böyük Hadron Kollayderində (BHK) aparılan fundamental tədqiqatlar elementar zərrəciklər fizikasında mühüm nailiyyətlər əldə etmişdir. BHK TeV oblastunda yeni fizikanın axtarışı üçün təyin olunmuşdur və onun parametrləri imkan verir ki, Minimal Supersimmetrik Standart Modelin geniş fəzasını əhatə etsin. BHK- nın ölçü məşabı imkan verir ki, kütləsi $2TeV$ civarında olan supersimmetrik zərrəcikləri qeyd etsin. Ümid etmək olar ki, bu MSSM üçün kritik bir test olacaqdır. Beləki, 2012-ci ildə ATLAS və CMS eksperimentlərində Standart Modelin sonuncu zərrəciyinin kəşf olunmasını elan etdilər. Bununla da bu günə qədər açıq olan bir çox problemlər öz həllini tapmış oldu.

Bu işdə Böyük Hadron Kollayderində proton-proton $pp \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_{1,2}^0$ toqquşmasında çarçino $\tilde{\chi}_1^\pm$ və neytralinonun $\tilde{\chi}_{1,2}^0$ yaranması öyrənilir. $pp \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_{1,2}^0$ prosesinin alt prosesi üçün uyğun olaraq $u\bar{d} \rightarrow \tilde{\chi}^+ + \tilde{\chi}^0$ prosesi götürülmüşdür. Əsas tərtibdə (LO-Leading Order) $u\bar{d} \rightarrow \tilde{\chi}^+ + \tilde{\chi}^0$ prosesinin Feynman diaqramı şəkil 1-də göstərilmişdir.



Şəkil 1

$u\bar{d} \rightarrow \tilde{\chi}^{\pm} + \tilde{\chi}^0$ prosesin Mandelstam invariantları aşağıdakı kimi təyin olunmuşdur:

$\hat{s} = (p_1 + p_2)^2$, $\hat{t} = (p_1 - k_1)^2$, $\hat{u} = (p_1 - k_2)^2$
 $u\bar{d} \rightarrow \tilde{\chi}^{\pm} \tilde{\chi}^0$ alt prosesinin matris elementi aşağıdakı kimidir:

$$M_{\hat{s}} = -\frac{g^2}{c_W^2} D_W(\hat{s}) [\bar{u}_i(k_1) \gamma_{\mu} (O_{ij}^L P_L + O_{ij}^R P_R) v_j(k_2)] \cdot$$

$$[\bar{v}(p_2) \gamma_{\mu} (L_{Wqq} P_L + R_{Wqq} P_R) u(p_1)] \quad M_{\hat{t}} =$$

$$\frac{2g^2}{(\hat{t} - m_{\tilde{q}_L}^2) c_W^2} [\bar{u}_i(k_1) (C_{\tilde{\chi}_i^0 \tilde{q}q}^{L*} P_L + C_{\tilde{\chi}_i^0 \tilde{q}q}^{R*} P_R) u(p_1)] \cdot$$

$$[\bar{v}(p_2) \gamma_{\mu} (C_{\tilde{\chi}_j^+ \tilde{q}q}^L P_L + C_{\tilde{\chi}_j^+ \tilde{q}q}^R P_R) v_j(k_2)],$$

$$M_{\hat{u}} = \frac{2g^2}{(\hat{u} - m_{\tilde{q}_L}^2) c_W^2} [\bar{u}_j(k_2) (C_{\tilde{\chi}_j^+ \tilde{q}'q}^{L*} P_L + C_{\tilde{\chi}_j^+ \tilde{q}'q}^{R*} P_R) u(p_1)]$$

$$\cdot [\bar{v}(p_2) \gamma_{\mu} (C_{\tilde{\chi}_i^0 \tilde{q}'q}^L P_L + C_{\tilde{\chi}_i^0 \tilde{q}'q}^R P_R) v_i(k_1)]$$

burada $D_W(\hat{s}) = \frac{1}{\hat{s} - m_W^2 + im_W \Gamma_W}$ W-bozononun propaqatoru,

onun kütləsi $m_W = 80.385 \text{ GeV}$ və W- bozonun eni $\Gamma_W = 2.085 \text{ GeV}$, $P_L = \frac{(1+\gamma_5)}{2}$, $P_R = \frac{(1-\gamma_5)}{2}$

$u\bar{d} \rightarrow \tilde{\chi}^{\pm} + \tilde{\chi}^0$ prosesinin diferensial effektiv kəsiyi aşağıdakı kimidir.

$$\begin{aligned}\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} &= (q\bar{q}' \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^+) \\ &= \frac{1}{192\pi\hat{s}^2} (M_{\hat{s}\hat{s}} + M_{\hat{t}\hat{t}} + M_{\hat{u}\hat{u}} - 2M_{\hat{s}\hat{t}} + 2M_{\hat{s}\hat{u}} \\ &\quad - 2M_{\hat{t}\hat{u}})\end{aligned}$$

$p + p \rightarrow \tilde{\chi}_i^\pm + \tilde{\chi}_j^0$ prosesinin tam effektiv kəsiyi Minimal Supersimmetrik Standart Modeldə (MSSM) və Məhdudlaşdırılmış Minimal Supersimmetrik Standart Modeldə (MMSSM) müxtəlif ssenarilərdə Higgsinonun, skalyar kvarkların kütləsindən, $\tan\beta$ –dan asılılıqları ətrafı öyrənilmişdir. Hesablamalar Hooft- Feynman kalibrovkasında aparılmışdır.

1. Y. A. Golfand və E. P. Likhtman, *JETP Lett.* 13, 323 (1971); A. Neveu və J. H. Schwartz, *Nucl. Phys. B* 31, 86 (1971); *Phys. Rev. D* 4, 1109 (1971); P. Ramond, *Phys. Rev. D* 3, 2415 (1971); J. Wess və B. Zumino, *Nucl. Phys. B* 70, 39 (1974).
2. H. P. Nilles, *Phys. Rep.* 110, 1 (1984).
3. H. E. Haber və G. L. Kane, *Phys. Rep.* 117, 75 (1985).
4. D. I. Kazakov, *Phys. Rep.* 344, 309 (2001).

Elmi rəhbər: dos. A.İ. Əhmədov

ELASTİKİ FOTON-FOTON $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ SƏPİLMƏSİ VƏ ONUN $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ PROSESLƏRİ İLƏ MÜQAYİSƏLİ ANALİZİ

Mustafayeva F.V.

Bakı Dövlət Universiteti

sunny.mustafayeva@list.ru

Foton-fotonsəpilməsinin effektiv kəsiyinin aşağı enerjilərdə eksperimental ölçülməsini araşdıraraq. Aşağı enerjilərdə foton-foton səpilmə prosesinin diferensial effektiv kəsiyi aşağıdakı ifadə ilə təyin olunur:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \simeq \frac{\alpha_E^4 (3 + 2 \cos^2 \theta + \cos^4 \theta)}{(12\pi)^2 \omega^2} \quad (1)$$

Burada - ω fotonun enerjisi θ - isə səpilmə bucağıdır. İlk dəfə olaraq foton-foton səpilmə prosesini 1936-cı ildə Heyzenberq və Eyler hesablamış və effektiv kəsik üçün aşağıdakı analitik ifadə almışdır [1,2,3]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \simeq \frac{139\alpha_E^4}{(180\pi)^2 m^2} \left(\frac{\omega}{m}\right)^6 (3 + \cos^2 \theta)^2, \quad \omega \ll m \quad (2)$$

Heyzenberq və Eyler tərəfindən alınan (2) ifadəsi Karplus və Neyman tərəfindən də təsdiqlənmişdir [4]. Karplus və Neyman sahə nəzəriyyəsi metodundan istifadə etmişdirlər. Buna baxmayaraq (2) analitik ifadəsinin alınmasında isə biz Feynman diaqramlarından istifadə etdik və effektiv kəsik üçün (1) analitik ifadəsini aldığımızı. Qeyd etmək lazımdır ki, Karplus və Neyman əlavə fiziki olmayan kalibrləşmə şərtlərindən istifadə etmişdirlər. Bundan əlavə Heyzenberq və Eylerin istifadə etdiyi effektiv Laqranj metodu vakuumda polarizasiya effektləri üçün düzgün olmayan nəticələrin verməsi foton-foton səpilmə prosesinin effektiv kəsiyinin ifadəsi üçün dəqiq olmayan nəticəyə gətirmişdir. [2] işində müşahidə olunan fotonun həmişə kütləsiz olmasını qəbul etməmişlər. Ona görə də (2) ifadəsi dəqiq deyildir.

Foton-foton səpilməsi kifayət qədər maraqlı təcrübədir. Bu təcrübə elementar zərrəciklər fizikasında olduqca yeni bir təcrübə olacaq və bu günə qədər öyrənilməmişdir.

Foton-foton prosesinin (2) ifadəsi ilə effektiv kəsiyinin $\omega=1\text{eV}$ -də hesablanmış qiyməti 10^{37} dəfə Heyzenberq və Eyler tərəfindən alınan (2) ifadəsi ilə hesablanan qiymətindən böyükdür.

Fotonun enerjisi $\omega=1\text{eV}$, $\theta=90^\circ$ olduqda foton-foton prosesinin effektiv kəsiyinin qiymətini hesablayaq:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{3\alpha_E^4}{(12\pi)^2 \omega^2} \approx 2.3 \cdot 10^{-21} \text{sm}^2/\text{sr} \approx 2.3 \cdot 10^6 \text{mb}/\text{sr}$$

alırıq və effektiv kəsiyin bu qiyməti ölçülə biləndir. Effektiv

kəsiyin qiymətini (2) düsturu ilə hesablasaq alırıq:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \simeq \frac{3 \cdot 417\alpha_E^4}{(180\pi^2)m^2} \left(\frac{\omega}{m}\right)^6 \simeq 9.3 \cdot 10^{-67} \text{ sm}^2/\text{sr}$$

$$= 9.3 \cdot 10^{-40} \text{ mb/sr}$$

Əgər fotonun enerjisini $\omega = 1 \text{ MeV}$ götürsək effektiv kəsik üçün

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \simeq \frac{417\alpha_E^4}{(180\pi^2)m^2} \left(\frac{\omega}{m}\right)^6 = 9.3 \cdot 10^{-31} \text{ mb/sr}$$

$$= 9.3 \cdot 10^{-4} \text{ mb/sr}$$

$\gamma + \gamma \rightarrow \gamma + \gamma$ prosesinə $e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^-$ prosesi ilə müqayisə edilməsi:

$e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^-$ prosesinin diferensial effektiv kəsiyi aşağıdakı kimidir:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha_E^2}{8E^2} \left[\frac{1 + \cos^4(\theta/2)}{\sin^4(\theta/2)} + \frac{1 + \cos^2\theta}{2} - \frac{2\cos^4(\theta/2)}{\sin^2(\theta/2)} \right]$$

Enerjinin $E = 17 \text{ GeV}$ və səpilmə bucağını $\theta = 90^\circ$ qiymətində $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ prosesinin effektiv kəsiyinin qiyməti:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \approx 1.6 \cdot 10^{-7} \text{ mb/sr}$$

$E = 2 \text{ MeV}$ olduqda isə effektiv kəsiyinin qiyməti:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \approx 12 \text{ mb/sr}$$

$\omega = 2 \text{ MeV}$ olduqda foton-foton səpilmə prosesinin effektiv kəsiyinin qiyməti:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \approx 6 \cdot 10^{-7} \text{ mb/sr}$$

və bu da $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ prosesinin eyni enerjidəki qiymətindən yeddi tərtib kiçikdir. Bu hesablamalar onu göstərir ki, foton-foton səpilmə prosesinin effektiv kəsiyi aşağı enerjilərdə böyük olur. $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ prosesinin effektiv kəsiyini $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ prosesinin effektiv kəsiyi ilə müqayisə edək.

$\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ prosesinin effektiv kəsiyi aşağıdakı kimidir:

$$\sigma = \frac{\pi}{2} \frac{\alpha_E^2}{m^2} (1 - \vartheta^2) \left[(3 - \vartheta^4) \ln \frac{1 + \vartheta}{1 - \vartheta} - 2\vartheta(2 - \vartheta^2) \right]$$

burada

$$\vartheta^2 = \frac{E^2 - m^2}{E^2}$$

bu effektiv kəsiklər eyni tərtibdədirlər. Bu baxımdan $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ prosesi $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ prosesi üçün bir monitor rolunu oynaya bilər.

1. H.Euler. Ü ber die Streuung von Licht an Licht nach der Diracschen Theorie. *Annalen der Physik*, 1936, 26, pp.398-448.
2. W.Heisenberg and H. Euler. Folgerungen aus der Diracschen Theorie des Positrons, *Zeits. f. Physik*, vol.98, pp.714-732, 1935.
3. V. B. Beresteski, E. M. Lifshitz and L. P. Pitaevskii. *Relyativistic Qunatum Theory*, Pergamon Press, 1974.
4. R. Karplus and M. Neuman. *The Scattering of light by light*, *Phys. Rev.* vol. 83, pp.776-784, 1951.

Elmi rəhbər: dos. A.İ.Əhmədov

MÜON – ANTİMÜON TOQQUŞMASINDA HİQQS BOZONLA Z- BOZONUN YARANMASI

Nəsimova N.Ə.

Bakı Dövlət Universiteti

n.nermin88@mail.ru

Standart model (SM) böyük nailiyyətlər qazanmışdır. SM – in mühüm müddəalarından biri Hiqqs bozonun varlığının əvvəlcədən söylənilməsidir. Fiziklərin diqqəti aralıq $W^\pm$ və Z^0 bozonların kəşfindən sonra məhz Hiqqs bozonun axtarılmasına yönəlmişdir.

Hiqqs bozonu aşkar etmək və onun fiziki xassələrini öyrənmək CERN-də yeni qurulan Böyük hadron kollayderinin (LHC) əsas məqsədlərindən biri olmuşdur. 2012-ci ildə

elementar zərrəciklər fizikasında fundamental əhəmiyyətli bir kəşf baş verdi. Böyük hadron kollayderində ATLAS və CMS kollaborasiyaları tərəfindən aparılan eksperimentlərdə xassələri SM – in iddia etdiyi xassələrə oxşar olan bozon tapıldı. Onun kütləsinin 125 GeV tərtibində olduğu məlum olmuşdur. Hiqqs bozonun kəşfi ilə əlaqədar olaraq onun müxtəlif yaranma və çevrilmə kanallarının nəzəri öyrənilməsi mühüm əhəmiyyət kəsb edir. Bu işdə Hiqqs bozonun müon – antimüon toqquşmalarında yaranmasına baxılmışdır. Müon – antimüon toqquşmasında Hiqqs bozonun yaranması

$$\mu^- + \mu^+ \Rightarrow H + Z^0$$

prosesinin Feynman diaqramına uyğun matris elementini yazmaq:

$$M(\mu^+ \mu^- \Rightarrow H Z^0) = \frac{e^2 M_Z}{4x_w(1-x_w)} D_Z *$$

$$U_\nu \bar{\nu} (p_2 \lambda_2) \gamma_\mu [g_L (1 + \gamma_5) + g_R (1 - \gamma_5)] u (p_1 \lambda_1).$$

Burada mötərizədə zərrəciklərin 4 – ölçülü impulsar və spirallıqları göstərilmişdir. U_ν - Z bozonun polyarlaşma vektoru, $x_w = \sin^2 \theta_w$ Vaynberq parametri,

$$D_Z = \frac{1}{(s - M_Z^2 + i M_Z \Gamma_Z)},$$

M_Z və Γ_Z - Z - bozonun kütləsi və tam eni, $\sqrt{s}$ –kütlə mərkəzi sistemində $\mu^- \mu^+$ - cütünün tam enerjisi, sol və sağ rabitə sabitləri Vaynberq parametrindən asılıdır:

$$g_L = -\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_w, \quad g_R = \sin^2 \theta_w$$

Kütlə mərkəzi sistemində $\mu_L^- \mu_R^+ \Rightarrow H Z^0$ prosesinin differensial effektiv kəsiyi üçün aşağıdakı ifadəni ala bilərik:

$$= \frac{\pi \alpha^2}{2x_w^2(1-x_w)^2} |F_{LR}|^2 \frac{q_H}{\sqrt{s}} \left(M_Z^2 + \frac{1}{2} q_H^2 \sin^2 \theta \right) \sin \theta d\theta.$$

Analoji şəkildə $\mu_R^- + \mu_L^+ \Rightarrow H + Z^0$ prosesinin də effektiv kəsiyini hesablamaq olar. Proses sol – sağ spin

asimmetriyasına malikdir :

$$A_{LR} = \frac{\sigma(\mu_L^- \mu_R^+ \Rightarrow H Z^0) - \sigma(\mu_R^- \mu_L^+ \Rightarrow H Z^0)}{\sigma(\mu_L^- \mu_R^+ \Rightarrow H Z^0) + \sigma(\mu_R^- \mu_L^+ \Rightarrow H Z^0)} = \frac{g_L^2 - g_R^2}{g_L^2 + g_R^2}$$

Göründüyü kimi sol – sağ spin asimmetriyası A_{LR} yalnız Vaynberq parametri $x_w = \sin^2 \theta_w$ -dən asılıdır və bu parametrin $x_w = 0,232$ qiymətində sol – sağ spin asimmetriyası

$$A_{LR} = \frac{\frac{1}{4} x_w}{\frac{1}{4} x_w + 2x_w^2} 100\% = 14 \%$$

olur.

Müon –antimüon toqquşmasında Hiqqsbosonun şüalandırılması prosesinin tam effektiv kəsiyi bərabərdir:

$$\sigma(\mu^- \mu^+ \Rightarrow H Z^0) = \frac{\pi \alpha^2}{x_w^2 (1 - x_w)^2} \frac{g_L^2 + g_R^2}{(s - M_Z^2)^2 + \Gamma_Z^2 M_Z^2} \frac{q_H}{\sqrt{s}} (M_Z^2 + \frac{1}{3} q_H^2).$$

Hesablamalar göstərir ki, Hiqqsbosonun kütləsi $M_H = 125 \text{ GeV}$ olduqda prosesin tam effektiv kəsiyi 0,05 pikobarna bərabərdir. Hiqqsbosonun kütləsi azalanda effektiv kəsik artır, kütlə artanda isə effektiv kəsik azalır.

Elmi rəhbər: prof. Abdullayev S.Q.

GÜNƏŞ ULDUZ KİMİ SPEKTRİNDƏ GÜCLÜ FRAUNHOFER XƏTLƏRİNİN PROFİLLƏRİNİN TƏYİNİ

Cəmilova F.M.

Bakı Dövlət Universiteti

firuze.cemilova@gmail.com

Günəş və ulduzlar spektrində müşahidə olunan Fraunhofer xətləri onların atmosferlərində gedən fiziki proseslərin ən etibarlı göstəriciləridir. Ulduz atmosferlərində, o cümlədən Günəş atmosferində müşahidə olunan Fraunhofer xətlərinin forması və intensivliyi onların atmosferində gedən fiziki proseslərlə təyin olunur. Ona görə Günəş və ulduz atmosferlərinin

diagnostikası üçün Fraunhofer xətlərinin profillərinin dəqiq öyrənilməsi olduqca vacibdir.

Zəif Fraunhofer xətləri Günəş fotosferinin aşağı dərin qatlarının kifayət qədər nazik qatlarında effektiv olaraq formalaşır.

Güclü Fraunhofer xətləri isə Günəş fotosferini, bütövlükdə və qismən fotosferin üzərində yerləşən xromosferi əhatə edir. Əgər Güclü Fraunhofer xətlərinin uzaq qanadları fotosferin aşağı qatlarında effektiv olaraq formalaşırsa, mərkəzi nüvə hissələri xromosferin alt qatlarında oluşur. Güclü Fraunhofer xətlərinin mərkəzi hissələri xromosferdən, uzaq qanadları isə fotosferin dərin qatlarından informasiya gətirir. Məsələn, CaI-ın H və K xətlərinin mərkəzi nüvələri xromosferdə əmələ gəlir və onların mərkəzində müşahidə olunan emissiya pikləri xromosferdə əmələ gəlir.

Güclü Fraunhofer xətləri bütün fotosferi və qismən xromosferi əhatə etdiyindən onların interpretasiyasında lokal termodinamik tarazlıq anlayışından istifadə etmək olmaz. Onların qanadlarının və mərkəzi hissələrinin genişlənmə mexanizmləri tamamilə fərqlidir. Güclü xətlərin mərkəzi hissələrinin effektiv olaraq formalaşmasında Doppler effekti əsas rol oynadığı halda uzaq qanadlarının genişlənməsində əsasən təzyiq effektləri rol oynayır.

Son vaxtlara qədər zəif Fraunhofer xətlərinin müşahidədən dəqiq profillərini almaq çətin idi. Günəş spektroskopiyasında yeni növ spektral cihazların-özü qeyd edən ikiqat monoxromatorların və Furiespektrofotometrlərin tətbiqi bu problemin həllini xeyli asanlaşdırdı. Bu cihazlar Günəş spektrində ən zəif udulma xətlərinin də profillərini qurmağa imkan verir.

Günəş fotosferinin müasir modelinin qurulmasında, güclü Fraunhofer xətlərinin genişlənmə mexanizmlərinin öyrənilməsində, Günəş fotosferində fiziki şəraitin dəqiqləşdirilməsində, ulduz atmosferlərinin diagnostikasında və s. geniş tətbiq

oluna bilər.

Yüksək dispersiyalı ikiqat monoxromatorlarda və Furiye-spektrofotometrlərdə alınmış rəqəmsal spektral materiallar əsasında Günəş ulduz kimi spektrində bir sıra güclü Fraunhofer xətlərinin dəqiq profillərinin qurulması, xətlərin spektrofotometrik xarakteristikalarının böyük dəqiqliklə təyini, alınmış nəticələri Günəş diski mərkəzinin spektrində alınmış nəticələrlə müqayisəsidir.

Elmi rəhbər: prof. Quliyev Ə.S.

KANALLAŞMA ŞÜALANMSININ MÜQAYİSƏLİ ŞƏKİLDƏ TƏDQIQI

Tağıyeva Ş.İ.

Bakı Dövlət Universiteti

shahnaz.ilqarzadeh.92@mail.ru

Nəzəri olaraq kanallaşma və tormozlanma şüalanmasını müqayisəli şəkildə tədqiq edirik. Kanallaşma şüalanması zamanı işə elektronlar potensial çuxura düşür, atom səthinə doğru hərəkət edir, onunla kəşir. Sonra cazibə nəticəsində yenidən geri qayıdırlar və beləliklə də, dekanallaşma baş verməyincə davam edir.

Cədvəl 1-də tormozlanma və kanallaşma şüalanması zamanı bəzi şüalanma parametrləri müqayisəli şəkildə verilmişdir.

Cədvəl 1

Enerji (GeV)	Şüalanma gücü (vt)		Şüalanmanın maksimal tezliyi (10^{22} san)		Kvant sayı (sm^{-1})	
	II	I	II	I	II	I
0,2	0,121	$1,03 \cdot 10^{-3}$	30	0,036	0,418	1,54
1	0,605	$2,57 \cdot 10^{-2}$	450	0,358	0,418	3,88
5	3,02	0,64	750	4	0,418	8,45

Tormozlanma şüalanması kanallaşmanın nəzərə alınmadığı halda hesablanmışdır. Kvantların sayının hesablanması şüalanma sıxlığının intervalında göstərilmişdir $0.1\omega_m \leq \omega \leq \omega_m$ burada ω_m kanallaşma zamanı şüalanmanın maksimal sıxlığıdır.\

Görünür ki, tormozlanma şüalanmasının ümumi intensivliyinin kanallaşma zamanı şüalanmanın intensivliyindən daha çox olsa da, $\omega \sim \omega_m$ olduqda kanallaşma zamanı şüalanmanın spektral sıxlığı tormozlanma sıxlığından daha çoxdur.

$$\omega_m = \left(1 + \frac{v_z}{c}\right) \omega \gamma^2 \quad (1)$$

İndi isə yaşama müddəti $\tau = \hbar/Q$ olan nüvənin vəziyyətini nəzərdən keçirək. Burada Q-tədqiq olunan səviyyənin enidir Əsas praktiki maraq nəzərdən keçirilən şüalanmanın spektral paylaşması üzrə ortalıması ilə əldə olunan effektiv kəsikdir.

$$\sigma_{eff}^{tor} = \frac{\pi Q \sigma_0}{2E_\gamma} \quad (2)$$

Burada, E_γ - γ kvantların enerjisinin maksimal göstəricisidir $E_\gamma = E$, σ_0 -rezonans kəsikdir.

Ultrarelyativis həddə olan zaman kanallaşma şüalanmasının intensivliyindən dipol yaxınlaşmada aldığımız bucaq paylaşmasından istifadə edərək müvafiq şüalanma üçün effektiv kəsiyi almış oluruq

$$\sigma_{eff}^{kan} = \frac{2,5\sigma_0 Q}{\hbar\omega_m} \quad (3)$$

Tormozlanma və kanallaşma şüalanmalarının effektiv kəsiklərinin nisbəti üçün yaza bilərik

$$\frac{\sigma_{kan}}{\sigma^{tor}} = \frac{2,5}{\pi} \left(\frac{mc^2}{E}\right)^{1/2} \frac{mc^2}{\hbar\Omega_0} \quad (4)$$

Burada $\Omega_0^2 = 2V_0/m$ zərrəciyin kanal daxilində titrəmələrinin məxsusi sıxlığıdır (relyativist amilini nəzərə almadan) Deməli (14) tənliyindən görünür ki $E \sim 100 \text{ MeV}$ olan zaman $\Omega_0 \sim 10^{16} \text{ san}^{-1}$ (bu tipik haldır)

$$\frac{\sigma_{eff}^{kan}}{\sigma_{eff}^{tor}} > 10^3$$

Beləliklə, kanallaşma zamanı şüalanmanın nüvə keçidlərinə təsirinin effektivliyi tormozlanma şüalanmasından bir neçə dəfə artıqdır. Bu da onunla izah olunur ki, tormozlanma şüalanması spektri 0- E_{qr} arasında olan daimi göstəriciyə yaxındır və bu səbəbdən də rezonans üçün istifadə olunan kvantların payı azdır ($Q \sim E_{qr}$ qaydası ilə) kanallaşma zamanı spektr monoxromatikliyə malik olur və buna görə də σ_{eff}^{kan} kifayət qədər yüksəkdir.

1. М.А. Кумахов “Теория излучения заряженных частиц в кристалле при каналировании” Т.72 вып.4
2. Й.Линдхарт УФН 99, 249.1974
3. В.Л.Гинзбург. “Теоретическая физика и астрономия”, “Наука” 1975, гл.6
4. İ.M.Nəcəfov “Müasir klassik elektrodinamika” Bakı-2012
Elmi rəhbər: dos.M.R.Rəcəbov

HIQQS BOZONUN $H \Rightarrow f\bar{f}$ və $H \Rightarrow Zf\bar{f}$ ÇEVİRİLMƏ KANALLARI

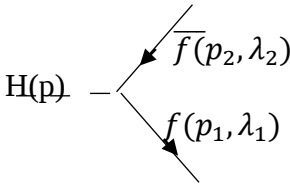
Rəhimli G.E.
Bakı Dövlət Universiteti
gunelrehimli@yahoo.com

Son illərdə güclü, elektromaqnit və zəif qarşılıqlı təsirlərin vahid nəzəriyyəsi olan Vaynberq-Salam modeli (Standart Model-SM) böyük nailiyyətlər qazanmışdır. Belə ki, təcrübələrdə zəif neytral cərəyanlar müşahidə edilmiş, aralıq bozonlar kəşf olunmuş və həmin modelin bir sıra digər müdələləri eksperimentlərdə təsdiq edilmişdir.

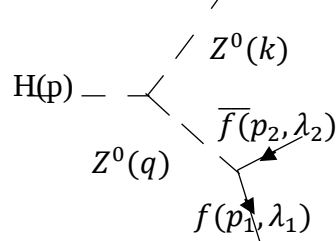
SM-in mühüm müddəalarından biri də skalyar Higgs

bozonun varlığını əvvəlcədən söyləməsidir. Hiqqs bozonu aşkar etmək və onun fiziki xassələrini öyrənmək CERN-də yeni qurulan Böyük hadron kollayderinin (LHC) bir nömrəli problemi hesab edilirdi. Nəhayət, 2012-ci ildə CERN-də ATLAS və CMS kollaborasiyaları tərəfindən aparılan eksperimentlərdə xassələri SM-in iddia etdiyi xassələrə oxşar olan bozon tapılmışdır. Yeni bozonun kütləsi təqribən 125 GeV tərtibindədir. Bununla əlaqədar olaraq işimizdə Hiqqs bozonunun müxtəlif çevrilmə kanallarına baxılmışdır.

1. Hiqqs bozonun fermion-antifermion cütünə çevrilməsi Prosesin Feynman diaqramı 1-ci şəkildə təsvir edilmişdir:



Şək.1.



Şək.2.

Ona uyğun matris elementini yazaq:

$$M(H \Rightarrow f\bar{f}) = \frac{m_f}{\eta} \bar{u}(p_1, \lambda_1) v(p_2, \lambda_2) H(p), \quad (1)$$

burada m_f -fermionun kütləsi, η -Hiqqs bozon sahəsinin vakuum qiymətidir. Hiqqs bozonun fermion-antifermion cütünə çevrilməsinin eni fermionun kütləsinin kvadratı ilə mütənasibdir:

$$\Gamma(H \Rightarrow f\bar{f}) = N_c \frac{M_H}{8\pi\eta^2} m_f^2 \quad (2)$$

2. $H \Rightarrow Z^0 + f + \bar{f}$ çevrilməsi prosesinin Feynman diaqramı 2-ci şəkildə təsvir olunmuşdur. Həmin diaqrama uyğun matris elementini yazaq:

$$M(H \Rightarrow Z^0 f\bar{f}) = \frac{M_Z^2}{\eta} \frac{e}{\sin\theta_W \cos\theta_W} u_\mu(k) H(p) D_Z \times \\ \times \bar{u}(p_1, \lambda_1) \gamma_\mu [g_L(1 + \gamma_5) + g_R(1 - \gamma_5)] v(p_2, \lambda_2) \quad (3)$$

burada $u_\mu(k) - Z^0$ bozonun polyarizasiya vektoru, D_Z –aralıq Z^0 -bozonun propaqatoru, θ_W -Vaynberq bucağıdır. Çevrilmənin ehtimalı bərabərdir:

$$\Gamma(H \Rightarrow Z^0 f \bar{f}) = \frac{e^2 N_C}{768 \pi^2} \frac{M_Z^2}{\eta^2} M_H \frac{g_L^2 + g_R^2}{x_W(1-x_W)} R(x) \quad (4)$$

Elmi rəhbər: prof.S.Q.Abdullayev

BƏRK CİSİMLƏR VƏ YARIMKEÇİRİCİLƏR FİZİKASI BÖLMƏSİ

InSe-GaSe HETEROKEÇİDİNİN ELEKTRİK XASSƏLƏRİ

Vəliyev S.P.
Bakı Dövlət Universiteti
veliyev.sahil@inbox.ru

İşdə optik kontakt üsulu ilə hazırlanmış InSe-GaSe hetero-keçidlərinin elektrik xassələri tədqiq edilmişdir. GaSe monokristallarının müxtəlif modifikasiyalarından istifadə etdikdə InSe və GaSe monokristallarının qəfəs parametrlərinin bir-birindən fərqi 8-12% təşkil edir. Ona görə adi üsulla heterokeçid hazırlamaq üçün bu kristallar uyğun cütlər hesab edilmir və belə üsullarla hazırlanan heterokeçidlərin ayrılma sərhəddi mükəmməl olmur.

Lakin optik kontakta gətirmə üsulu ilə hazırlanmış hetero-keçidlərdə bu fərq əhəmiyyətli rol oynamır. Digər tərəfdən InSe və GaSe monokristallarını səthində səth hallarının konsentrasiyası 10^{10} sm^{-2} -dən böyük deyil və ona görə də səthdə zonaların əyilməsi kT istilik enerjisindən (otaq temperaturunda $kE=0.026\text{eV}$) böyük olmur. Ona görə də heterokeçidin energetik zona diaqramını qurarkən və təcrübi nəticələri təhlil edərkən səth hallarını nəzərdən atmaq olar.

Tədqiq olunan heterokeçidin otaq temperaturunda VAX-sı ölçülmüşdür. Müəyyən edilmişdir ki, VAX-sı diod xarakteristikasına malikdir və $U=2.0 \text{ V}$ olduqda düzlənmə əmsalı $\sim 10^{13}$ -ə bərabərdir. Bu halda VAX-nın düz istiqamətli müsbət qütbün GaSe-nə qoşulmasına uyğun gəlir. Başlangıç eksponensial hissədən sonra VAX-da müşahidə olunan xətti hissə cərayana görə kəsilmə gərginliyini təyin etməyə imkan verir.

Müxtəlif nümunələr üçün kəsilmə gərginliyi 0.45-0.55 V qiymətlərini alır. Düz istiqamətdə cərəyan keçirmə mexanizmini təyin etmək üçün VAX müxtəlif temperaturalarda öyrənilmişdir. Məlum olmuşdur ki, nisbətən kiçik gərginliklərdə VAX:

$$J=J_0(e^{AU}-1) \quad (1)$$

düsturuna uyğun gəlir. Burada $A=(5\div 7) V^{-1}$ qiymətini alır və temperaturdan asılı deyil. Bu onu göstərir ki, nisbətən yüksək gərginliklərdə cərəyan keçirmə rekombinasiya-tunel mexanizminə uyğun gəlir. Qeyd edək ki, həcmi yüklər oblastının eninin nisbətən böyük olmasına baxmayaraq tunel effektinin ehtimalı pilləli tunel effekti hesabına böyük ola bilər. Bu halda doyma cərəyanı temperaturdan

$$J_0 \sim \exp(-\Delta E/kT) \quad (2)$$

şəkilində eksponensial asılı olur. Doyma cərəyanının temperaturdan asılılığından təyin edilmiş aktivləşmə enerjisi müxtəlif nümunələrdə $\Delta E=0.3\div 0.4 eV$ qiymətini alır və GaSe kristalında akseptor səviyyələrinin enerjisinə uyğun gəlir. Bu onu göstərir ki, düz istiqamətdə yükdaşıyıcılar göstərilən səviyyələrin iştirakı ilə tunel edirlər.

İşdə əks istiqamətdə müxtəlif temperaturalarda VAX-ları ölçülmüşdür. Qeyd edək ki, çox kiçik gərginliklərdə VAX xətti olur ki, bu da cərəyanın səthi axını ilə əlaqədardır. Gərginliyin nisbətən böyük qiymətlərində VAX eksponensial olur və

$$J \sim (V_d - U) \exp[B(V_d - U)^{-1/2}] \quad (3)$$

asılılığına tabe olur. Burada V_d kontakt potensiallar fərqi, B isə temperaturdan asılı olmayan sabitdir. Belə asılılıq əks istiqamətdə cərəyanın tunel cərəyanının xarakterli olduğunu göstərir. Məlum olduğu kimi A və B əmsalları bir-biri ilə

$$B=A\left(\frac{E_g}{e}\right)^{3/2} \quad (4)$$

kimi əlaqədardır. Bizim halda $B = (10 \div 12)^{1/2}$ qiymətini alır və göstərilən münasibət təqribən ödənilir. Bu isə əks istiqamətdə də tunel effektinin pilləli xarakter daşdığını

göstərir.

Qeyd edək ki, temperaturun azalması ilə VAX-ın xətti hissəsi genişlənir və eksponensial asılılığın başladığı kritik gərginlik böyüyür. Həcmi yüklər oblastı əsasən GaSe tərəfdə yerləşdiyindən temperaturun azalması ilə GaSe-də yükdaşıyıcıların konsentrasiyası və uyğun olaraq həcmi yüklər oblastının eni artır. Bu səbəbdən kiçik temperaturalarda yükdaşıyıcıların effektiv tunelləşməsi üçün böyük gərginlik tələb edir.

Bələliklə InSe-GaSe heteroqurşağında müxtəlif temperaturalarda düz və əks istiqamətdə VAX-ın tədqiqi göstərir ki, düz istiqamətdə cərəyan keçirmə akseptor səviyyələrinin iştirakı ilə baş verən rekombinasiya tunel, əks istiqamətdə isə tunel mexanizminə uyğun gəlir.

1. Kovalyuk Z.D.; Politsanska O.A.; Sydor O.N.; Maslyuk V.T. *Electrical and photoelectric characteristics of structures based on InSe and GaSe layered semiconductors irradiated with 12.5-MeV electrons. Semiconductors* 2009, 42, 1292-1297.
2. Kyazym-zade A.G.; Agaeva, A.A.; Salmanov V.M.; Mokhtari A.G. *Optical detectors on GaSe and InSe layered crystals. Technical Physics* 2007, 52, 1611-1613.

Elmi rəhbər: dos. S.Ə Cahangirova

KEÇİRİCİ ŞÜŞƏ ÜZƏRİNDƏ NANOMƏSAMƏLİ ALÜMİNİUM TƏBƏQƏLƏRİ

Kərimova A.X.
Bakı Dövlət Universiteti
gulnar.melikzade@mail.ru

Nanoməsaməli Anodik Alüminium Oksid (AAO) membranları özünün kifayət qədər yaxşı təyin olunmuş nanoməsamə düzlükləri ilə müxtəlif nümunələrdə məs: katalizatorlar, biofilterlər, buxarlanma maskalarında və müxtəlif biröclülü

nanostrukturlarının istehsalında altlıq kimi tanınmışdır.

Anodlaşma, metal səthində istənilən qalınlıq və strukturlu adgeziya olunmuş oksid qatına anodik olaraq düz çevrilən elektrolitik oksidləşmə prosesidir. Məsələn anodik Al altlıqda günəş elementlərinin yaradılması məqsədilə şüşə üzərində örtülmüş indium qalay oksid (ITO) kimi altlıqlarda şəffaf keçiricili şüşə adlandırılan AAO qəlibləri yetişdirilir. Üzərində ITO olan şüşə altlıqlar 4 bərabər hissəyə bölünür, ultrasonik vibrasiyada aseton və de-ionlaşmış su ilə yuyulur. Sonra müqayisə üçün ITO üzərinə 1-50nm qalınlıqda titan qatı çökdürülür. Bu nümunələrin hər biri üçün 5 saata yaxın 400⁰C-də adi havada tablanır. Biz termoelektrik soyuducu və qarışdırmaq üçün isə balaca motordan istifadə edirik. Cərəyan sıxlığını potenstoat P-5827 da idarə edə bilirik. Elektroçökdürmə üçün bir neçə saniyə üçün cərəyan sıxlığı 15mA/sm² tətbiq olunur. Leybold-Heraus Z-550 qurğusunda çəmbərdə 3*10⁻⁶ Torr təzyiqdə tozlandırma sürəti 2 nm/s olmaqla 1 µm qalınlıqlı Al tozlandırılır. Yuxarıda göstərdiyimiz Al altlıqda uyğun olaraq oksidləşmə prosesi 40-60V gərginlikdə 15⁰ C-də turşəng turşusunda aparılır.

Diaqramda dörd mərhələ fərqləndirilmişdir. Birinci mərhələdə metal Alüminiumun yüksək keçiricilik qabiliyyətinə və heç bir oksid qatının olmadığına görə cərəyan çox böyük olur. O₂ və OH ionları Al səthinə diffuziya edərək Al səthində Al₂O₃ əmələ gətirir ki, bu da müqavimətin artması ilə tozlandırılmış Al təbəqəsinin üst səthində Alüminium oksid qatı formalaşdırır. Uyğun olaraq bu mərhələni *Oksidləşmə mərhələsi* adlandırmaq olar və bu mərhələ 20-30 saniyə çəkir. İkinci mərhələdə elektrik sahəsinin və temperaturun təsiri nəticəsində oksid qatı nisbətən həll olmağa başlayır. Bu mərhələdə formalaşmış oksid qatı bəzi yerlərdən həll olmağa başlayarkən oksid qatının səthində nanoməsələlər əmələ gəlməyə başlayır. Bu proses nəticəsində oksid qatı nazıqlaşdıyına görə müqavimət azalır və cərəyan şiddəti artır. Bu mərhələ həll olma mərhələsi adlanır və

bir neçə dəqiqə baş verir. Üçüncü mərhələdə oksidin formalaşması prosesi və həll olma bir-birilə balanslaşıb tarazlaşır. Həmçinin öz-özünə nizamlanmış şəkildə məsamələr yaranır. Bu mərhələ ərzində anodlaşma cərəyanı sabit qalır. Onu da qeyd etmək lazımdır ki, bu mərhələ Alüminiumun qalınlığından asılı olaraq bir neçə saniyə və ya dəqiqə sürə bilər. Bu mərhələ *sabit mərhələ* adlandırmaq olar. Bu üç mərhələni bütün Alüminiumun anodlaşması prosesində görmək mümkündür, amma sonuncu dördüncü mərhələ bütün Al qatının tələf olunması nəticəsində müşahidə olunur.

$Cu_3In_5S_9$ MONOKRİSTALINDA AŞQAR SƏVİYYƏLƏRİNİN TƏBİƏTİ VƏ ONLARA XARİCİ AMİLLƏRİN TƏSİRİ

Məlikzadə G.N.

Bakı Dövlət Universiteti

gulnar.melikzade@mail.ru

Mürəkkəbquruluşlu $Cu_3In_5S_9$ monokristalı monoklin struktura malikdir və parametrləri aşağıdakı kimidir:

$$a=6.60\text{\AA} \quad b=6.91\text{\AA} \quad c=8.12\text{\AA} \quad \beta=89^\circ \quad \alpha=1[1]$$

Tədqiq olunan monokristallar yavaşəitmə üsulu ilə alınmışdır. Bu tip birləşmələr deffektli struktura malikdir. Alınma və göyərdilmə üsulundan asılı olan deffektlər kristalın qadağan olunmuş zonasında lokal səviyyələr yaradırlar və bu səviyyələr maddənin fiziki xassələrinə xüsusi ilə fotoelektrik xassələrinə, tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların generasiya və rekombinasiya proseslərinə təsir edir. Lokal səviyyələrin parametrlərinin təyini üsullarından biri həcmi yüklərlə məhdudlanmış cərəyan rejimində volt-ampere xarakteristikasının öyrənilməsidir. Bu məqsədləlayvari quruluşa malik olan $Cu_3In_5S_9$ monokristalından müxtəlif qalınlıqlı nümunələr hazırlayaraq onlaraomik kontakt verən gümüş pastasından kontaktlar

qoyulmuş və volt-ampere xarakteristikaları çıxarılmışdır. Həcmi yüklərlə məhdudlaşmış cərəyan rejimi onunla izah olunur ki, nümunəyə xarici sahə tətbiq etdikdə katod virtual elektron çəni rolunu görərək nümunənin həcmində yüklər yaradır. Sahə kifayət qədər böyük olduqda elektronlar kristala injeksiya edərək həcmi yüklərlə məhdudlanmış cərəyan yaradır [2]. Nümunədə tələlər olmadıqda həcmi yüklərlə məhdudlanmış cərəyan kifayət qədər böyük olur. Lakin tələlər olduqda bu praktik olaraq müşahidə olunmur. Volt-ampere xarakteristikalarını təhlil edərək tələlərin dərinliyi, konsentrasiyası, dolma əmsalı və digər parametrləri hesablanmışdır.

Elmi rəhbər: dos. L.H.Həsənova

CuIn₅S₈ defekt QURULUŞLU YARIMKEÇİRİCİNİN ELEKTRİK XASSƏLƏRİ

Feyzullazadə F.E.
Bakı Dövlət Universiteti
ferishko1993@mail.ru

Yeni üçqat CuIn₅S₈ monokristalının elektrik keçiriciliyi tədqiq olunmuşdur. Birləşmənin təkmil monokristalları yavaş soyutma üsulu ilə alınmışdır. Sintez və göyərmə rejimindən asılı olaraq CuIn₅S₈ kristalının “normal” və “invers” variantlı spinel kristal quruluşları alınır və onlar fiziki xassələrinə görə fərqlənir. İlk tədqiqatların CuIn₅S₈ monokristalının geniş optik diapozonda yüksək fəthəssaslığa malik olduğunu göstərmişdir və ona görə işıq qəbulediciləri və çevriciləri yaratmaq məqsədi ilə diqqəti cəlb edir. İşdə geniş temperatur intervalında CuIn₅S₈ monokristalının elektrik keçiriciliyinin temperatur asılılığı öyrənilmişdir. Monolit kristaldan lazımı ölçüdə kəsilmiş nümunələrə omik kontakt vurmaq məqsədi ilə akvodak, İndium və gümüş pastasından istifadə olunmuş, alınmış nümunələrin Volt-Ampere xarakteristikaları çıxarılmış

və kontakt materialı kimi gümüş pastasının əlverişli olduğu müəyyənlanmışdır. Xüsusi elektrik keçiriciliyinin $\ln\sigma=f(1/T)$ asılılığı verilmişdir. Bu asılılıqda 0,48 eV; 1,32 eV və 2,07 eV enerjiyə malik üç xətti sahə ayırmaq olar. Birinci qiymət donor səviyyəsinin aktivləşmə enerjisinə müvafiqdir. 2,07 eV enerjili elektron keçidi valent zonasından keçirici zonaya zonalarası keçidə aiddir. 160-240 K geniş temperatur intervalında elektrik-keçiriciliyi sabit qalır. Bu cərəyan daşıyıcıların qatılığının və yürüklüyünün verilən temperatur intervalında sabit olması ilə əlaqədardır.

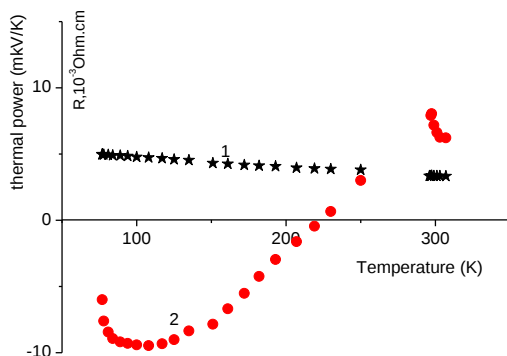
Elmi rəhbər dos.Məhəmmədov Ə.Z.

FeSe İFRATKEÇİRİCİSİNDƏ XÜSUSİ MÜQAVİMƏTİN VƏ TERMÖE.H.Q.-NİN TƏDQIQI

Qurbanov Ş.C.
AMEA Fizika İnstitutu
Semi.qurban@gmail.com

Dəmir halkoqenidlərində ifratkeçiriciliyin müşahidəsi çox böyük maraqa səbəb olmuşdur. Buna səbəb ən əvvəl eyni bir maddədə həm ifratkeçiriciliyin, həm də ferromaqnetizmin olmasıdır. Məlum olduğu kimi, ifratkeçiricilər (əsasən I növ) ideal diamaqnetik olub ifratkeçirici halda maqnit sahəsini qüvvə xətlərini həcmdən çıxarır. Maqnit sahəsinin müəyyən kritik qiymətindən sonra ifratkeçiricilik tamamilə yox olur və maddə normal hala keçir. Başqa sözlə desək ifratkeçiricilik və ferromaqnetizm bir-birinə zidd hadisələrdir. Fe-əsaslı ifratkeçiricilərdə ən maraqlı cəhət ondan ibarətdir ki, bu maddələr həm ferromaqnit, həm də ifratkeçirici halında olurlar. Buna görə də bu ifratkeçiricilərin tədqiqi elmi cəhətdən çox böyük maraq kəsb edir. Bu işdə FeSe ifratkeçirici maddəsində elektrikkeçirmə əmsalının temperatur asılılığına baxılmışdır. Elektrikkeçirmə əmsalının tədqiqatı 80-320K temperatur inter-

valında aparılmışdır. FeSe azacıq stexiometriyadan kəna-
raçınma hesabına alınmışdır. Bu maddə vakuum altında ağzı
bağlanmış kvarts ampulada yavaş soyutma üsulu ilə sintez
edilmişdir. Daha sonra alınmış maddə əzidilmiş və press altın-
da sıxılmışdır. Alınmış maddənin rentgen diffraktoqramması
Bruker D8 Advance cihazı ilə çəkilmiş və bu maddənin
tetraqonal quruluşa malik olduğu göstərilmişdir. Ədəbiyyatdan
məlu olduğu kimi, FeSe birləşməsində ifratkeçiricilik ($T_c \sim 8$
K) tetraqonal quruluşa malik olduqda müşahidə edilir.



Şəkildə FeSe maddəsinin 80-320K intervalında xüsusi mü-
qavimətinin və termo elektrik hərəkət qüvvəsinin temperatur
asılılıqları göstərilmişdir. Göründüyü kimi xüsusi müqavimətin
temperatur asılılığı daha çox yarımkeçirici xarakter daşıyır.
Qeyd etmək lazımdır ki, Bi-əsaslı ifratkeçiricilərdə də xüsusi
müqavimətin temperatur asılılığı yarımkeçirici tip olub daha
sonra ifratkeçirici hala keçid müşahidə edilir. Burada daha çox
maraq kəsb edən termoe.h.q.-nin temperatur asılılığında müşa-
hidə edilən tip dəyişikliyi. 220K-dən aşağı temperaturlarda
elektron tipinə malik olaraq daha sonra temperaturun artması
ilə p-tip keçiriciliyə keçid müşahidə edilir. Termo e.h.q.-nin
100K temperatur oblastında müşahidə edilən kəskin dəyişməsi

isə bu maddədə baş verən struktur faza keçidi hesabına ola bilər.

Elmi rəhbər: S.S.Rəhimov

$Ge_{1-x}Sm_xS$ MONOKRİSTALININ VOLT-AMPER XARAKTERİSTİKASININ TƏDQIQI

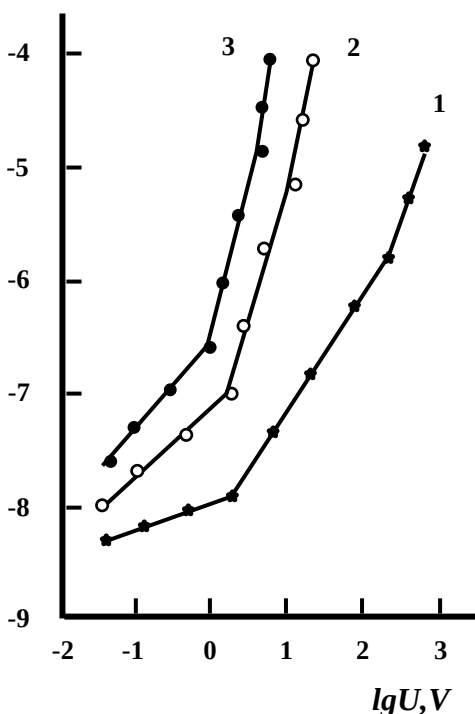
Həsənova M.Ə., Ağamalıyev C.Ç., Nadirova N.B.
Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universiteti

GeS ortorombik sinqoniyada ($a = 4,90\text{\AA}$; $b = 3,65\text{\AA}$; $c = 10,44\text{\AA}$) kristallaşan, yüksək müqavimətli ($10^6 \div 10^8 \text{ } \Omega \cdot \text{cm}$), fətohəssas, p-tip yarımkəçirici maddədir. Keçən əsrin 70-ci illərində GeS laylı monokristalının səthində holoqram yazılışlarının aparılması, aşırma və yaddaş effektlərinin müşahidə edilməsi, onun əsnasında polyarizasiyalı fətoqəbuledicilərin hazırlanması ona olan marağı artırdı [1,2]. Bir neçə il bundan əvvəl ABŞ-ın Şimali Korolina Universitetinin alimləri GeS nanostrukturundan xüsusi qurğu hazırladılar [3]. GeS laylı kristalı litium atomlarını yüksək səviyyədə interkalyasiya etmək xüsusiyyətinə malik olduğundan, xüsusi texnologiya ilə alınmış, bu nanostrukturdan böyük tutumlu kondensatorunun, eyni zamanda yüksək F.İ.Ə. malik Günəş batareyaları hazırlamaq perspektivi yaranmışdır.

Bütün nadir torpaq elementləri kimi Sm atomunda da tamamlanmış 4f-təbəqəsinin valent elektronları 5s- və 5p – təbəqələri tərəfindən ekranlanmışdır. 4f səviyyəsi kristalın elektrik sahəsinin təsiri ilə enerji səviyyələrinə parçalanır. Parçalanmış səviyyələrdə baş verən elektron keçidləri bəzən şüalanma ilə müşayiət olunur [4]. Kristal düz keçidli, aşqarın konsentrasiyası az ($\sim 0,5\%$) olduqda şüalanma zolağının intensivliyi artır. Hər iki şərt $Ge_{1-x}Sm_xS$ ($x=0,005; 0,01$) kristallarında ödəndiyindən bu kristallardan optoelektronikada perspektivli maddə

kimi istifadə etmək olar [5].

Həm GeS , həm də $Ge_{1-x}Sm_xS$ kristalları mürəkkəb zona quruluşuna malik olduğundan onları müxtəlif metodlarla tədqiq etmək zərurəti meydana çıxır. Qadağan olunmuş zonada yerləşən dayaz və dərin zəbtetmə səviyyələrinin konsentrasiyasını, enerji səviyyəsini təyin etmək üçün həmin kristalların, otaq temperaturunda, statik volt-ampər xarakteristikası tədqiq edilmişdir.



Şəkil 1. GeS və $Ge_{1-x}Sm_xS$ monokristallarının volt-ampər xarakteristikası 1- $GeS_{0,995}Sm_{0,005}S$; 2- $GeS_{0,99}Sm_{0,01}S$; 3- GeS

Qalınlığı $30 \div 50$ mkm olan kristallara layın səthində omik kontaktlar gümüş pastası vasitəsi qoyulmuşdur. Şəkildən göründüyü kimi, həm xüsusi ligirə edilməmiş *GeS* monokristalında, həm Sm aşqarlı $Ge_{1-x}Sm_xS$ monokristallarında volt-ampere xarakteristikası üç oblastdan ibarətdir. İkiqat loqariflənmiş koordinat sistemində birinci oblastda cərəyan gərginlikdən xətti asılıdır:

$$j = e\mu p \frac{U}{d} \left[\frac{A}{m^2} \right]$$

burada e -elementar yük, μ -yükdaşıyıcıların yürüklüyü, p -konsentrasiya, U -elektrodlar arasındakı gərginlik, d -onlar arasındakı məsafədir.

Xətti oblastda gərginliyin artması ilə injeksiya cərəyanı artmaqla yanaşı dayazda yerləşən zəbtetmə səviyyələri dolur. Gərginliyin sonrakı artımında nisbətən az konsentrasiyaya malik dərin tələlər dolmağa başlayır, cərəyan sıxlığı isə kvadratik qanunla artır:

$$j \approx 10^{-9} \frac{\mu \varepsilon U^2}{d^3} \left[\frac{A}{m^2} \right]$$

burada μ -yükdaşıyıcıların yürüklüyü, ε - kristalın dielektrik nüfuzluğu, U -kontaktlar arasındakı, gərginlik d -kontaktlar arasındakı məsafədir. Bu oblast həm də kvadratik zəbt olunma oblastı adlanır. Şəkildən göründüyü kimi, Sm aşqarlı kristallarda bu oblast daha geniş gərginlik oblastını əhatə edir. Bu o deməkdir ki, Sm atomları yükdaşıyıcıların zəbt olunma prosesində iştirak edir. Verilmiş kristalda tələlərin tam dolma gərginliyindən sonra injeksiya cərəyanının daha kəskin şəkildə kubik qanunla artması müşahidə olunur. Məhz tələlərin tam dolma gərginliyini bilməklə onların konsentrasiyasını və qadağan olunmuş zonada enerjisini təyin etmək olur.

Aparılan hesablamalar nəticəsində müəyyən edilmişdir ki, *GeS* laylı monokristalında yükdaşıyıcıların konsentrasiyası $p = 1,6 \cdot 10^{18} \text{ sm}^{-3}$, yürüklüyü $\mu = 10 \frac{\text{sm}^2}{\text{v} \cdot \text{san}}$, kristalın dielektrik

nüfuzluğu $\varepsilon = 9$, dayaz zəbtetmə tələlərinin konsentrasiyası $N_F = 1,22 \cdot 10^8 \text{ sm}^{-3}$, Dayaz. Enerji səviyyəsi $E_X = 0,273 \text{ eV}$, Fermi səviyyəsi isə $E_F = 0,83 \text{ eV}$ uyğun gəlir.

Alınan nəticələr elmi ədəbiyyatdakı nəticələrlə uyğunluq təşkil edir. Bütün bunlar onu deməyə əsas verir ki, istər *GeS* laylı monokristalında, istərsə də onun *Sm* aşqarlı bərk məhlullarında, müxtəlif gərginliklərdə, elektrik keçiriciliyi monopolyar injeksiya modeli [6] ilə yaxşı izah edilir. *Sm* aşqarlarının müxtəlif konsentrasiyada iştirakı yuxarıda hesabladığımız parametrləri dəyişməyə və idarə etməyə imkan verir.

1. Блецкан Д.И. Копинец И.Ф, Погорецкий П.П, Салькова Е.И, Соскин М.С.Тезисы докладов IV Республиканский семинар по квантовый электронике. Харьков. 1973
- 2.Алекперов О.З, Гам заев Д.О, Кулнбеков А.М, Сулейманов Р.А, //ФТП.1993.Т.27.В.7 С.1180-1184
3. Chun L.J, Jang H, Gayatni P.S, Yifei Yu, and Lanyon Cao, ACS Nano 2012.September 25, V.9, pp. 8868-8877.
4. Мастеров В.Ф//ФТП.1993.Т.27.В.9.С.1435-1452.
5. Мандатов Р.С, Алекперов А.С, Гасанов О.М, Байрамов Р.Б//Прикладная физика. 2014.№5.С76-80.
6. Ламперт М, Марк П., Инжекционные токи в твёрдых телах. М. Мир, 1973, с.416.

Elmi rəhbər: A.S.Ələkbərov

Bi₂Sr₂CaCu₂O_x İFRATKEÇİRİCİ NAZİK TƏBƏQƏSİNDƏ 2D-3D KROSSOVER TEMPERATURUNUN TƏYİNİ

Ağayeva G.İ.
AMEA Fizika İnstitutu
agayevagunel@myrambler.ru

Məlum olduğu kimi, ifratkeçirici maddələrdə T_c böhran temperaturuna yaxınlaşdıqca xüsusi müqavimətin temperatur

asılılığı $R(T)$ müəyyən ΔT temperatur intervalında xəttlikdən kənara çıxır və system ifratkeçirici hala keçir. Buna səbəb istilik fluktuasiyaları nəticəsində kuper cütlərinin yaranması və nəticə etibarı ilə əlavə cərəyan axma kanallarının yaranmasıdır. Aşağı temperaturlu ifratkeçiricilərdən fərqli olaraq yuxarı temperaturlu ifratkeçiricilərdə faza diaqramı daha mürəkkəb olub həm meyessner, həm də geniş fluktuasiya oblastına malikdir. Digər tərəfdən isə belə halın bu maddələrdə kuper cütlərinin ξ_c koherentlik uzunluqlarının çox kiçik olması ilə əlaqədar olmasını qeyd etmək lazımdır [1]. Belə kiçik koherentlik uzunluqları da öz növbəsində bir neçə kuper cütü yerləşən kifayət qədər kiçik koherentlik həcmnin yaranmasına səbəb olur. Buna görə də belə sistemlərdə termodinamik fluktuasiyalar əsas rol oynayır və nəticə etibarı ilə daşınma, maqnit və termodinamik xassələrinə təsir edir. Beləliklə, ifratkeçirici faza keçidi oblastında elektrik keçiriciliyinə ifratkeçirici fluktuasiyalar xeyli təsir edir. Faza keçidi oblastında fluktuasiyalar hesabına yaranan əlavə keçiriciliyin tədqiqi, ifratkeçirici maddələr üçün bəzi koherentlik uzunluğu, 2D-3D crossover temperaturu, laylararası qarşılıqlı təsir sabiti kimi parametrlərin təyin edilməsinə imkan verir [2]. Bu işdə tədqiq edilmiş ifratkeçirici $\text{Bi}_2\text{Sb}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ nazık təbəqəsində ($d=3\text{nm}$) xüsusi müqavimətin temperatur asılılığından alınmış nəticələr verilmişdir. Qeyd etmək lazımdır ki, başqa ifratkeçirici maddələrdə olduğu kimi, bu nazık təbəqənin xüsusi müqavimətinin temperatur asılılığında da T_c keçid temperaturu oblastında $R(T)$ asılılığı xəttlikdən kənara çıxır və faza keçidi oblastı $\sim 7\text{-}8\text{K}$ əhatə edir.

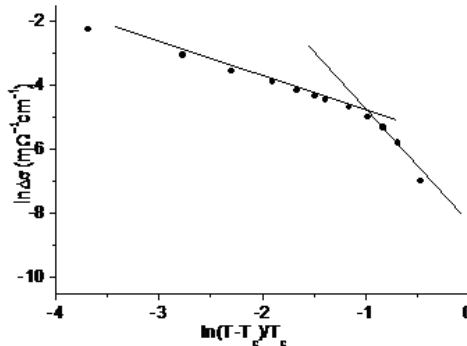
Ginzburq-Landau nəzəriyyəsinə əsasən əlavə keçid

$$\Delta\sigma = \left(\frac{e^2}{16\hbar d} \right) \left(\frac{T}{T_c} - 1 \right)^{-1} \left[1 + J \left(\frac{T}{T_c} - 1 \right)^{-1} \right]^{-1/2}$$

kimi təyin edilir ki, burada $J = (2\xi_c(0)/d)^2$ laylar arasındakı cütləşmə parametridir.

Düsturdan göründüyü kimi, daha yuxarı temperaturlarda $T \gg T_c$ halında ($J \ll \varepsilon = (\frac{T}{T_c} - 1)$), olduqda $\Delta\sigma \sim \varepsilon^{-1}$ alınır və bu

da 2D – keçiriciliyinin olması, temperaturun T_c yaxınlığında isə ($J \gg \varepsilon$), $\Delta\sigma \sim \varepsilon^{-1/2}$ asılılığı alınır ki, bu da 3D – keçiriciliyinə uyğun gəlir. CuO_2 laylarında əmələ gələn fluktuasiya cütləri ifratkeçirici yüklərin n_{sc} konsentrasiyasını artırır. Faza keçidi temperaturundan yuxarıda n_{sc} , xüsusilə də ξ_c kifayət qədər azdır və onlar arasındakı qarşılıqlı təsir isə praktik olaraq yox dərəcəsindədir. T_c keçid temperaturuna yaxınlaşdıqca isə ən əvvəl CuO_2 müstəvilərində 2D elektron hallarını yaradaraq fluktuasiya cütləri bir-birinə yaxınlaşmaqla örtür. Daha sonra isə artan koherentlik uzunluğu laylar arası d məsafəsindən çox olur və layları bir-biri ilə cozefson tipli ikili tunel qarşılıqlı təsir vasitəsi ilə birləşdirir [3]. Bu keçid temperaturunu, yəni 2D-3D krossover temperaturunu kimi təyin etmək olur. Təcrübə olaraq təyin edilmiş T_{VL} temperaturundan və δ qiymətindən ifratkeçiricilər üçün çox vacib parametrlərdən olan J_c laylararası qarşılıqlı təsir parametrlərini təyin etmək olur.



Alınmış təcrübə nəticələri əsasında $\ln\Delta\sigma/\sigma$ -nın $\ln(T-T_c)/T_c$ -dən asılılığı qurulmuş və 2D-3D krossover temperaturu ($T_{cr}=89\text{K}$) təyin edilmişdir. Daha sonra isə yuxarıda göstərilən

düstur əsasında laylararası qarşılıqlı təsir parametri hesablanmış ($J=0,05$), və ($\xi_0 = 1,9\text{\AA}$) koherentlik uzunluğu qiymətləndirilmişdir.

1. P.Mandal, A.Podder and S.Das, *J.Phys.Condens.Matter*, 6, 5689(1994)
2. И.Н.Аскерзаде, С.С. Рагимов Письма в ЖТФ, 2009, т.35, у.11, стр.82-87
3. А.П.Соловьев, H.U.Habermeyer and T.Haage ФHT, 28, №2, 146,(2002)

Elmi rəhbər: S.S.Rəhimov

KVAZIİKIÖLÇÜLÜ ELEKTRON QAZININ SPİN PARÇALANMASI NƏZƏRƏ ALINMAQLA TERMoeLEKTRİK HƏRƏKƏT QÜVVƏSİ

Əhmədova N.V.

Bakı Dövlət Universiteti

narminahmedova93@mail.ru

İşdə spin parçalanması nəzərə alınmaqla eninə kvantlayıcı $\vec{B}$ maqnit sahəsində kosinusoidal dispersiya qanunlu elektron qazının termoelektrik hərəkət qüvvəsi (termoehq) nəzəri tədqiq olunaraq, onun spin parçalanma faktorunun müxtəlif qiymətlərində maqnit sahəsindən asılılığı qurulmuşdur.

Nəzəri hesablamalar zamanı konkret olaraq aşağıdakı enerji spektrindən istifadə edilmişdir:

$$\varepsilon(N, k_z, \sigma) = (2N + 1)\mu_B + \varepsilon_0(1 - \cos ak_z) + g^* \sigma \mu_B B, \quad (1)$$

burada N - Landau səviyyəsinin nömrəsi, k_z - dalğa vektorunun z toplananı, $\mu = (m_0/m_\perp)\mu_B$, $\mu_B = e\hbar/2m_0$ - Bor maqnetonu, m_0 - sərbəst elektronun kütləsi, $m_\perp$ - elektronun təbəqə müstəvisində kütləsi, ε_0 - birölçülü keçirici zonanın k_z

istiqlamətində yarıməni, $a - z$ oxu istiqamətində qəfəs sabiti, $\sigma = \pm 1/2$ - elektronun spin kvant ədədi, g^* - elektronun enerji-sinin spin parçalanma faktorudur.

Məlum olduğu kimi eninə kvantlayıcı maqnit sahəsində termoehtə aşağıdakı münasibət ilə təyin olunur [1]:

$$\alpha(B) = - \frac{k_0}{2e(\pi R)^2 n k_0 T} \sum_{N, \sigma} \int_{\varepsilon_1}^{\infty} \left(- \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) (\varepsilon - \zeta) k_z(\varepsilon, N, \sigma) d\varepsilon, \quad (2)$$

burada $R = (\hbar/eB)^{1/2}$ - maqnit uzunluğu, ζ - kimyəvi potensial, integralın aşağı sərhəddi isə $k_z(\varepsilon_1, N, \sigma) = 0$ tənliyinin həllindən tapılır.

Kvantlayıcı maqnit sahəsində spin parçalanması nəzərə alınmaqla kvaziikiölçülü elektron qazının termoehtəsi üçün (1) və (2) münasibətlərindən aşağıdakı ümumi ifadəni alırıq:

$$\alpha = - \frac{k_0}{e} \frac{1}{2na(\pi R)^2} \sum_{N, \sigma} \left[Z_0 \ln(1 + e^{\eta^* + \varepsilon_0^* \cos Z_0}) - Z_0 f_0(Z_0) (\eta^* + \varepsilon_0^* \cos Z_0) + \int_0^{Z_0} Z(\varepsilon) (\eta^* + \varepsilon_0^* \cos Z) (\partial f_0 / \partial Z) dZ \right], \quad (3)$$

burada

$$Z(\varepsilon) = k_z a = \arccos(1 - (\varepsilon - \varepsilon_{N, \sigma}) / \varepsilon_0),$$

harada $\varepsilon_{N, \sigma} = (2N + 1)\mu B + g^* \sigma \mu_0 B$, $\eta^* = \zeta^* - \varepsilon_{N, \sigma}^* - \varepsilon_0^*$,

$\zeta^* = \zeta / k_0 T$, $\varepsilon_{N, \sigma}^* = \varepsilon_{N, \sigma} / k_0 T$, $\varepsilon_0^* = \varepsilon_0 / k_0 T$, integralın yuxarı sərhəddi isə

$$Z_0 = \begin{cases} \pi & , \quad \varepsilon > 2\varepsilon_0 \\ \arccos(1 + (\mu B - \varepsilon) / \varepsilon_0) & , \quad \varepsilon < 2\varepsilon_0 \end{cases},$$

kimi təyin olunur.

Tapılmışdır ki, cırılşmaya görə birinci yaxınlaşmada termoehtə hal sıxlığı funksiyası ilə təyin olunur:

$$\alpha(B) = -\frac{\pi^2}{3} \frac{k_0^2 T}{e n} g_B(\zeta_F), \quad (4)$$

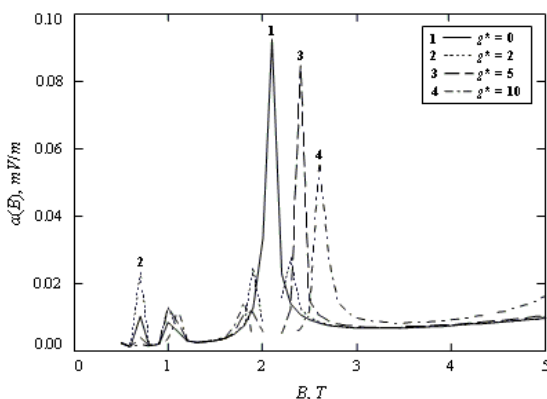
burada $g_B(\zeta_F)$ - Fermi səviyyəsi

$$\zeta_F - \mu B = \varepsilon_0 \left[1 - \cos(na\pi^2 R^2) \sqrt{1 - \left(\frac{g^* \mu_B B}{2\varepsilon_0 \sin(na\pi^2 R^2)} \right)^2} \right], \quad (5)$$

kimi təyin olunan kvant hallarının sıxlığı olub, (1) enerji spektri üçün aşağıdakı düsturdan hesablanır:

$$g_B(\varepsilon) = \frac{1}{2(\pi R)^2 a \varepsilon_0} \sum_{N\sigma} \sin^{-1}(ak_z), \quad (6)$$

(4), (5) və (6) ifadələrindən istifadə edərək termoelektrinin maqnit sahəsindən, temperaturdan, zona parametrlərindən və spin parçalanmasının g^* - faktorundan asılılığını təyin etmək üçün ədədi hesablamalar aparılmış və bu faktorun müxtəlif qiymətlərində, $\varepsilon_0 = 1 \text{ meV}$, $a = 10 \text{ nm}$, $n = 10^{23} \text{ m}^{-3}$, $m_{\perp} = 0,2m_0$ parametrləri üçün, maqnit sahəsindən asılılığı qurulmuşdur [2].



Şəkl.1. Spin parçalanması nəzərə alınmaqla termoelektrinin g^* - faktorunun müxtəlif qiymətlərində maqnit sahəsindən asılılığı.

Şəkildən görüldüyü kimi termoehtə maqnit sahəsinin qiymətindən asılı olaraq qeyri-monoton dəyişirək bu sahədə ossilyasiya edir. Bu ossilyasiyaların periodu isə spin parçalanması və Fermi səthinin formasından asılı olur.

1. Аскеров Б.М. Электронные явления переноса в полупроводниках. - Москва: Наука, 1985. 320 стр.

2. Fiqarova S.R., Mahmudov M.M. Bakı Universitetinin Xəbərləri, fizika-riyaziyyat elmləri seriyası, №4, (2015).

Elmi rəhbər: dos. M.M.Mahmudov

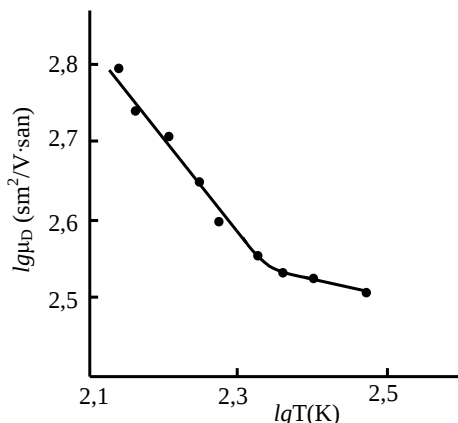
Ag₃In₅Se₉ MONOKRİSTALLARINDA QEYRİ-ƏSAS YÜKDAŞIYICILARIN DREYF YÜRÜKLÜYÜ

Süleymanzadə F.İ.
Bakı Dövlət Universiteti
Prelest_099@mail.ru

Yarımkeçiricilərdə qeyri-tarazlıqlı proseslərdə qeyri-əsas yükdaşıyıcıların elektrik keçiriciliyindəki rolu bir sıra hallarda əsas yükdaşıyıcıların rolu ilə müqayisəli dərəcədə olur. Ona görə də qeyri-əsas yükdaşıyıcıların davranışının tədqiqi onların keçiricilikdə iştirakı mexanizmini müəyyən etmək üçün çox vacibdir. Qeyri-əsas yükdaşıyıcıların dreyf yürüklüyü zərrəciklərin effektiv kütləsinin və yaşama müddətinin funksiyasıdır. Dreyf yürüklüyünün temperatur asılılığını tədqiq etməklə yarımkeçiricidə yükdaşıyıcıların yaşama müddəti və səpilmə mexanizmi haqqında dəqiq məlumat əldə etmək olar.

Ag₃In₅Se₉ monokristalları heksaqonal sinqoniyalı kristal quruluşa malikdir və kristalın elektrik xassələrində özünəməxsus anizotropluq müşahidə olunmuşdur. Sabit temperatur qradientli sobada yavaş soyudulma üsulu ilə alınmış monokristallar n-tip elektrik keçiriciliyinə malikdirlər. 200K temperaturdan aşağı temperaturda kristalın Volt-Amper xarakteris-

tikasında elektrik sahəsinin 400V/sm intensivliyindən yuxarı sahələrdə cərəyanın doyması müşahidə edilmişdir.



Şəkil 1. $\text{Ag}_3\text{In}_5\text{Se}_9$ monokristallarında qeyri-əsas yükdaşıyıcıların dreyf yürüklüyünün temperatur asılılığı

Kristalı 1,12-1,2mkm dalğa uzunluqlu infraqırmızı işıqda şüalandırıqda isə nümunədə cərəyan ossilyasiyası effekti qeyd olunmuşdur. Bu proseslərin yaranma mexanizmini müəyyən etmək üçün qeyri-əsas yükdaşıyıcı olan dəşiklərin dreyf yürüklüyünün və onun temperatur asılılığının öyrənilməsi çox əhəmiyyətlidir. n- $\text{Ag}_3\text{In}_5\text{Se}_9$ monokristalında qeyri-əsas yükdaşıyıcıların dreyf yürüklüyü Heyns-Şokli üsulu ilə müəyyən edilmişdir. Bu üsul yarımkeçirici nümunənin müəyyən hissəsində yaradılmış qeyri-əsas yükdaşıyıcıların dreyf sürətinin ölçülməsinə əsaslanır. Kristalda qeyri-əsas yükdaşıyıcıların yaradılması üçün iti uclu volfram məftili ilə n- $\text{Ag}_3\text{In}_5\text{Se}_9$ kristalının düzləndirici kontaktından istifadə olunmuşdur. Şəkil1-də n- $\text{Ag}_3\text{In}_5\text{Se}_9$ kristalında qeyri-tarazlıqlı dəşiklərin dreyf yürüklüyünün temperatur asılılığı təsvir olunmuşdur.

150-210K və 210-310K temperatur intervallarında $\lg \mu \sim \lg T$ asılılığı xətti xarakterlidir. Birinci intervalda xəttin

mailliyi 1,2-ə bərabərdir. Yükdaşıyıcıların səpilməsi nəzəriyyəsiindən məlumdur ki, akustik fononlardan səpilmədə yü-
rüklik temperaturdan $\mu \sim T^{-1.5}$ kimi asılılıqla dəyişir. Nəzərə
alsaq ki, $\mu \sim T^{-1.2}$ asılılığı nəzəri asılılığa yaxındır, deməli,
 $\text{Ag}_3\text{In}_5\text{Se}_9$ kristalında qeyri-tarazlıqlı dəşiklərin səpilmə
mexanizmi qəfəsin akustik fononlarından səpilməsinə uyğun
gəlir. İkinci temperatur intervalında $\mu(T)$ asılılığı çox zəifdir.
300K temperaturda dəşiklərin yürüklüyü $320\text{sm}^2/\text{V}\cdot\text{san}$ təşkil
edir. Ədəbiyyatdan məlumdur ki, $\text{Ag}_3\text{In}_5\text{Se}_9$ kristalında 300K
temperaturda elektronların yürüklüyü $120\text{sm}^2/\text{V}\cdot\text{san}$ -dir. De-
məli otaq temperaturunda $\text{Ag}_3\text{In}_5\text{Se}_9$ kristalında əsas və qeyri-
əsas yükdaşıyıcıların müqayisəli konsentrasiyasında dəşiklərin
keçiriciliyə verdiyi bəhrə üstünlük təşkil edir.

Elmi rəhbər: prof. Ə. H. Hüseynov

NAZİK TƏBƏQƏLƏRDƏ ELEKTRONLARIN STATİSTİKASI

Hüseynova F.S.
Naxçıvan Dövlət Universiteti

Yarımmetal və yarımkəçirici nazik təbəqələrdə kinetik və
termodinamik parametrlərin dəqiq öyrənilməsi, onlarda kvazi-
hissəciklərin mürəkkəb qarşılıqlı təsir mexanizmini araşdır-
mağa imkan verir. Qeyd edək ki, nazik təbəqələrin özünəməx-
sus spesifik xüsusiyyətlərinin olması, məsələn, yükdaşıyıcıların
enerji səviyyələrinin kvantlanması, energetik altzonaların ya-
ranması və nazik təbəqələrdə kvant-ölçü effektlərinin meydana
çıxması bu məsələnin təcrübi öyrənilməsinə stimulyaratmış
olur. Həmçinin, sözügedən məsələlərin nəzəri olaraq öyrənil-
məsində, nazik təbəqələrdə yükdaşıyıcıların statistikasının öy-
rənilməsi də xüsusi əhəmiyyətə malikdir.

Nazik təbəqələrdə yükdaşıyıcıların statistikasına dair
tədqiqatların əsas məqsədi elektronların hal sıxlığının, konsent-

rasiyasının hesablanması və həmçinin, Fermi səviyyəsinin vəziyyətinin təyin edilməsindən ibarətdir. Biz bu məqalədə n -tip yarımqeçirici nazik təbəqələrdə elektronların statistikasına baxmışıq. Yarımmetal nazik təbəqələrdə yükdaşıyıcıların statistikasına isə [1, 2]-də baxılmışdır.

1. Elektronların hal sıxlığı. Nazik təbəqələrdə vahid enerji intervalına düşən elektronların hal sıxlığı elektron qazının statistikasının əsas xarakteristikalarından biri olub, dispersiya qanunu ilə sıx əlaqədardır. Bir altzona üçün təbəqənin vahid həcminə düşən elektronların hal sıxlığı aşağıdakı düsturla təyin edilir [3, 4]:

$$N(L)_{altzona} = \frac{m_L^*}{\pi \hbar^2} \cdot \frac{1}{L} = N(\varepsilon)_{mas} \cdot \frac{\pi \hbar}{pL}. \quad (1)$$

Burada, m_L^* – təbəqədə elektronun effektiv kütləsi, L – təbəqənin qalınlığı, $N(\varepsilon)_{mas}$ – massiv maddədə elektronların hal sıxlığı, p – massiv maddədə elektronların impulsudur. Düsturdan göründüyü kimi hal sıxlığı altzonanın enerjisindən və nömrəsindən asılı olmayıb, təbəqənin qalınlığı ilə tərs mütənəsbdir. Qeyd edək ki, təbəqənin qalınlığının artması ilə Fermi səviyyəsi üzərində hal sıxlığı $N(L)$, L^{-1} qanunu üzrə o vaxta qədər azalır ki, hələlik altzonaların sayı dəyişməmiş olsun. Lakin, qalınlığın müəyyən bir L_s qiymətində, yəni yeni altzonaların dolmağa başladığı vaxt, $N(L)$ sıçrayışla artmağa başlayır. Nazik təbəqələrdə verilmiş enerji üçün hal sıxlığının tam qiyməti $N(\varepsilon, L)$, $N(L)_{altzona}$ -in bütün altzonalar üzrə götürülmüş cəminə bərabər olur ($\varepsilon_s < \varepsilon$) üçün [3];

$$N(\varepsilon, L) = S_{maks.} \cdot N(L)_{altzona} \quad (2)$$

Burada, $S_{maks.}$ – dolu altzonaların maksimal sayıdır.

Qeyd edək ki, nazik təbəqələrdə bütün kinetik və termodinamik kəmiyyətlərin təbəqənin qalınlığından olaraq ossilyasiya etməsi üçün lazımı və çox vacib şərt hal sıxlığının ossilyasiyasıdır. Bu

kəmiyyətlərin dəyişmə periodikliyi ilə altzonalararası məsafənin dəyişməsi arasındakı əlaqə nazik təbəqələrdə energetik spektrin bilavasitə təcrübi yolla tədqiqinə imkan yaradır.

2. Elektronların konsentrasiyası. Qeyd edək ki, nazik təbəqələrdə, keçiricilik zonasında elektronların konsentrasiyası aşağıdakı düsturla təyin edilir [5]:

$$n(T) = \frac{1}{V} \cdot \sum_n \int_{\varepsilon_s}^{\infty} \frac{N(L)_{altzona} \partial \varepsilon}{\exp \frac{\varepsilon - \eta}{kT} + 1} \quad (3)$$

V – təbəqənin həcmi; η – kimyəvi potensial səviyyəsidir. Bu düsturda integrallama S altzonası üzrə, cəmləmə isə bütün altzonalar üzrə aparılır. $N(L)_{altzona}$ üçün verilmiş (1) düsturundan istifadə edərək keçiricilik zonasındakı elektronların konsentrasiyası üçün aşağıdakı düstur da alınmışdır [5]:

$$n(T, L) = \frac{1}{L} \left(\frac{m_L^*}{\pi \hbar^2} \right)^{1/2} (kT)^{1/2} (N_{auz.} L)^{1/2} \exp \left(-\frac{E_d}{kT} \right), \quad (4)$$

$N_{auz.} - 1 \text{ sm}^3$ -də olan aşqar atomların sayı, E_d – donorların aktivləşmə enerjisidir. Bu düstur bir altzonanın dolma halı üçün ($S=1$) alınmışdır.

3. Elektronların kimyəvi potensial səviyyəsi. Adətən nazik təbəqələrdə elektronların kimyəvi potensial səviyyəsinin təyin olunması üçün neytrallıq düsturundan istifadə olunur [6]:

$$n(T, L) + \frac{N_{auz.}}{\exp \frac{-E_d - \eta}{kT}} = N_{auz.}, \quad (4)$$

Bu düstura əsaslanaraq və $\exp \frac{-E_d - \eta}{kT} \ll 1$ olduğunu nəzərə alaraq təbəqələrdə elektronların kimyəvi potensial səviyyəsi üçün aşağıdakı düstur alınmışdır:

$$\eta(T, L) = -\frac{E_d}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{N_{auz.}}{L} \cdot \frac{\pi \hbar^2}{m_L^*} \cdot \frac{1}{kT}. \quad (6)$$

Nazik təbəqələr üçün verilən bu düstur massiv yarımkeçiricilər üçün verilmiş uyğun düsturdan η -ın T və L -dən güclü asılılığı ilə fərqlənir. [5] ədəbiyyatında kimyəvi potensial səviyyəsinin (η^*), ($\eta^* = \eta/kT$ – gətirilmiş kimyəvi potensialdır.) n -tip yarımkeçiricidə temperaturdan asılılığı verilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, $\eta_{maks}^* < -2$ olduqda elektron qazını cırılşmamış qaz kimi götürmək olar və bunun təsviri üçün adi Maksvel-Bolsman statistikasından istifadə etmək olar. $\eta_{maks}^* > 0$ olduqda elektron qazı cırılşmış qaz kimi götürülür. Fermi səviyyəsinin təbəqənin qalınlığından asılılığı ətraflı olaraq [6]-da öyrənilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, ε_f -in L -dən asılılığı aşağıdakı düsturla təyin edilə bilər kimi verilmişdir [6]:

$$\varepsilon_f(L) = \frac{\hbar^2}{2m_L^*} \left[\frac{2\pi L n}{S} + \left(\frac{\pi}{L} \right)^2, \frac{(S+1)(2S+1)}{6} \right] \dots (7)$$

Bu işdə InSb yarımkeçirici nazik təbəqəsi üçün ε_f -in L -dən asılılığı təyin edilmişdir və göstərilmişdir ki, təbəqənin qalınlığının azalması ilə $200 \text{ \AA} < L < L_\infty$ oblastında ε_f yavaş tempdə, lakin qalınlığı $50 \text{ \AA} < L < 200 \text{ \AA}$ oblastında isə daha güclü tempdə artır. Kimyəvi potensial səviyyənin temperaturdan asılılığı isə ədəbiyyatda öyrənilmişdir və müəyyən edilmişdir ki, aşağı temperatur oblastında ($T \ll T_f$, $T_f = \varepsilon_f$) $\eta(T)$ asılılığı parabola, yüksək temperaturda isə ($T > T_f$ olduqda) düz xətt verir.

1. Лифшиц И.М., Косевич Ф.М. // ДАН СССР, 1953, т.91, с. 795.
2. Косевич А.М., Лифшиц И.М. // ЖЭТФ, 1955, т.29, с.743.
3. Сандомирский В.Б. // ЖЭТФ, 1967, 52, с.158.
4. Лифшиц И.М., Азбель М.Я., Качанов М.И. Электронная теория

металлов, Москва, 1971.

5. Ицкович Ф.И. // Изв. вузов (Физика), 1961, №2, с.13.

6. Сандомирский В.Б. // ЖЭТФ, 1967, 52, с.156.

Elmi rəhbər: dos. F.R.Qocayev

GaSe NANOHİSSƏCİKLƏRİNDƏ OPTİK UDULMA HADİSƏSİ

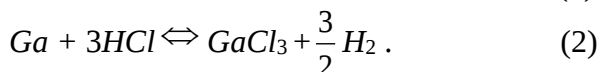
Məmmədova T.A.

Bakı Dövlət Universiteti

turka.memmedova@gmail.com

Kvantölçülü effektlərin az tədqiq olunmuş, lakin böyük perspektivli layvari GaSe yarımkəçirici maddələrində tədqiqi, onların əsasında geniş funksional imkanlara malik olan yeni cihazların yaradılmasına imkan verir. Lay boyunca atomlar arasında kovalent, laylar arasında isə zəif Van-der-Vaals rabitəsinin olması onların fiziki xassələrinin güclü anizotropluğuna səbəb olur. GaSe kristalları heç bir mexaniki və kimyəvi təsirə məruz qalmadan təbii güzgü səthinə malikdirlər, bu da onların səthində kəsilmiş kimyəvi rabitələrin sıxlığının çox az olmasını ($\sim 10^{10} \text{sm}^{-2}$) göstərir. GaSe kristalların qadağan olunmuş zolağının eninin $E_g = 2,02 \text{ eV}$ olması, onların fiziki xassələrinin öyrənilməsində müasir lazerlərdən istifadə olunmasına şərait yaradır. GaSe kristalların fundamental udma kənarı nisbətən böyük əlaqə enerjisinə ($E_g \sim 20 \text{ meV}$) malik olan eksiton keçidləri ilə baş verir.

Tədqiq olunan iş GaSe nanohissəciklərinin alınması, onların struktur analizi və optik spektrinin təcrübi tədqiqinə həsr olunmuşdur. GaSe nanohissəcikləri şüşə lövhə üzərində kimyəvi çökdürmə üsulu ilə alınmışdır:



Rentgenstruktur analizi vasitəsilə alınmış nanohissəciklərin β - modifikasiyalı, heksoqonal ($a=3,75 \text{ \AA}$, $c=15,94 \text{ \AA}$) *GaSe* olduğu müəyyən edilmişdir.

GaSe nanohissəciklərinin rentgenoqramları əsasında onların ölçüləri Debay-Şerer düsturu vasitəsilə təyin edilmişdir:

$$D = \frac{k\lambda}{\beta \cos \theta}, \quad (3)$$

burada D - nanohissəciyin ölçüsü, $\kappa = 0,9$ xəttin form faktorudur (shape factor), $\beta = 0,1355$ xəttin maksimumunun yarısının eninə genişlənməsidir (FWHM - Full Width at Half Maximum), λ - rentgen şüalarının dalğa uzunluğu ($\lambda = 1,54 \text{ \AA}$), θ - Brek bucağıdır ($\cos\theta=0,99$).

Hesablamalar göstərir ki, nanohissəciklərinin ölçüləri $4 \div 20 \text{ nm}$ intervalında dəyişir. Məlumdur ki, nanoölçülü yarımkeçirici maddələrin qadağan olunmuş zolağının eni kristal yarımkeçiricilərə nəzərən daha böyük qiymətə malik olur:

$$E_g = E_g^{(bulk)} + E_b \left(\frac{\pi a_B}{D} \right)^2, \quad (4)$$

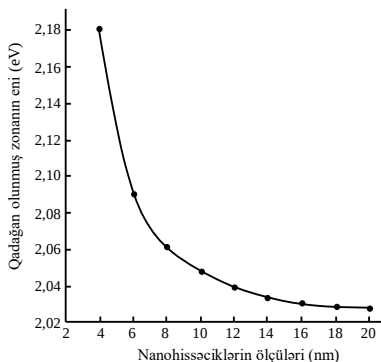
burada E_g - nanohissəciyin, $E_g^{(bulk)}$ isə kristalın qadağan olunmuş zolağının eni, E_b eksitonun əlaqə enerjisi, a_B - eksitonun Bor radiusu, D - nanohissəciklərin ölçüsüdür. *GaSe* kristalında bu parametrlər aşağıdakı qiymətlərə malikdir [2]:

$$E_g^{(bulk)} = 2,02 \text{ eV}, E_b = 20 \text{ meV}, a_B = 37 \text{ \AA}$$

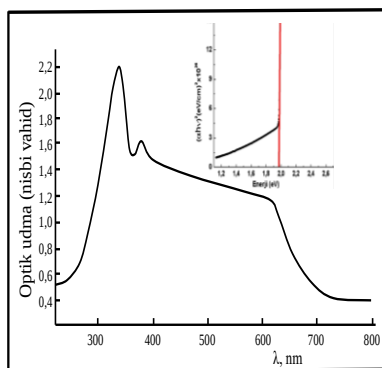
Şəkil 1,a-da *GaSe* - nanohissəciyinin qadağan olunmuş zolağının eninin onun ölçülərindən asılılığı göstərilmişdir. Şəkildən görüldüyü ki, D -nin $4 \div 20 \text{ nm}$ intervalında dəyişməsi E_g -nin $2,02 \text{ eV}$ -dan $2,18 \text{ eV}$ -a qədər artmasına səbəb olur. Digər tərəfdən, kvantölçülü effektlərin nanozərrəciklərin ölçülərinin $\sim 10 \text{ nm}$ qiymətlərindən kiçik qiymətlərdə baş verdiyi

müşahidə olunur.

Şəkil 1,b-də şüşə altlıq üzərində olan *GaSe* - nanohissəciyinin udma spektri verilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi spektral asılılıqda iki maksimum müşahidə olunur.



a



b

Şəkil 1. a - *GaSe* - nanohissəciyinin qadağan olunmuş zolağının eninin onun ölçülərindən asılılığı, b - *GaSe* - nanohissəciyinin optik udma spektri.

Spektral asılılıqdan *GaSe*-nin fundamental udma kənarında və yüksək enerjili oblastlarda qadağan olunmuş zolağının eni təyin edilmişdir, $E_g=2,00$ eV və $E_g =3,69$ eV. Bu qiymətlər *GaSe*-nin nəzəri hesablanmış energetik diaqramı ilə uyğunluq təşkil edir.

[1] Samuel S. Mao, *Int. J. of Nanotechnology*, 1, 42 (2004).

[2] C. Michel, L. Marvin Cohen. *Phys. Rev.B.* v.58, p. R4277, (1998).

Elmi rəhbər: prof. V.M. Salmanov

ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Sb}$ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Дамирова С.З.

Институт Физики НАН Азербайджана

suzanna_ismailova@mail.ru

Теплопроводность χ твердых растворов $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Sb}$ при различных значениях x ($x=0,45$ и $0,65$) исследовалась в интервале температур $4,2 \div 100$ К. Температурная зависимость теплопроводности χ в обоих образцах проходит через максимум. Температуры перехода χ через максимум равны 14 К и 22 К, соответственно для $\text{In}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{Sb}$ и $\text{In}_{0,55}\text{Ga}_{0,45}\text{Sb}$.

В настоящей работе рассматривается изменение механизма рассеяния фононов при низких температурах при переходе от бинарных соединений InSb и GaSb к их твердому раствору $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Sb}$ ($x=0,45$ и $0,65$). На рис. 1 представлены температурные зависимости теплопроводности χ бинарных InSb и GaSb [1,2] и $\text{In}_{0,55}\text{Ga}_{0,45}\text{Sb}$, $\text{In}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{Sb}$.

Как видно, зависимости $\chi(T)$ в InSb и GaSb соответственно при температурах 8 и 28 К проходят через максимум; температуры максимумов твердых растворов расположены между ними. С переходом к твердым растворам закон рассеяния фононов на границах в образцах $\text{In}_{0,55}\text{Ga}_{0,45}\text{Sb}$ и $\text{In}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{Sb}$ имеет вид $T^{2,25}$ и $T^{1,65}$, соответственно. Уменьшение показателя степени в зависимости $\chi \sim T^n$ ($n < 3$) в твердых растворах связано с рассеянием длинноволновых фононов на границах, на несовершенствах, крупнооблачных структурах кристалла и на носителях заряда.

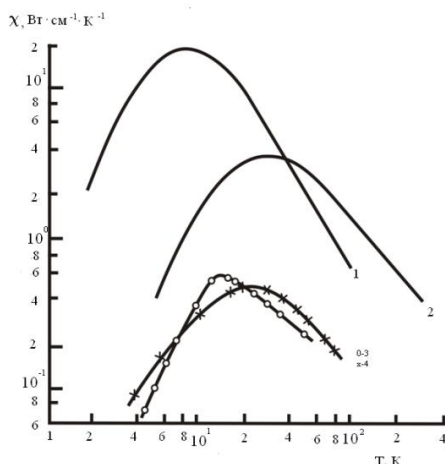


Рис.1. Температурная зависимость теплопроводности образцов: $\text{In}_{0.55}\text{Ga}_{0.45}\text{Sb}$ и $\text{In}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{Sb}$, а также исходных компонентов InSb , GaSb .

1- InSb [1], 2- GaSb [2], 3- $\text{In}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{Sb}$, 4- $\text{In}_{0.55}\text{Ga}_{0.45}\text{Sb}$.

Сильный рост χ от T при низких температурах в $\text{In}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{Sb}$, по видимому, связан с ростом концентрации точечных дефектов, обусловленным большим содержанием GaSb ; а в InSb , введенный в GaSb , компенсирует часть точечных дефектов. В $\text{In}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{Sb}$ зависимость $\chi(T)$ проходит через максимум при 14 К, а в $\text{In}_{0.55}\text{Ga}_{0.45}\text{Sb}$ при 22 К.

В $\text{In}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{Sb}$ максимум на температурной зависимости χ размыт, что связано с сильным граничным рассеянием фононов. Причины уменьшения $\chi(T)$ после максимума различны. Это может быть обусловлено усилением ангармонизма, т.е. рассеянием фононов на фононах, точечных дефектах и примесях.

1. Sood K.C., Verma G.S // *Phys.Rev.* 1972, vol.7, №12. p5316.

2. Тamarin П.В., Косарев В.В., Ивлева В.С // *ФТТ*, 1971 том 13, №3, с 1844.

Elmi rəhbər: prof. Tahirov B.A.

Nd:Mg:LiNbO₃ DOMEN QURULUŞUNDA REZONATOR DAXİLİ PARAMETRİK QARŞILIQLI TƏSİR

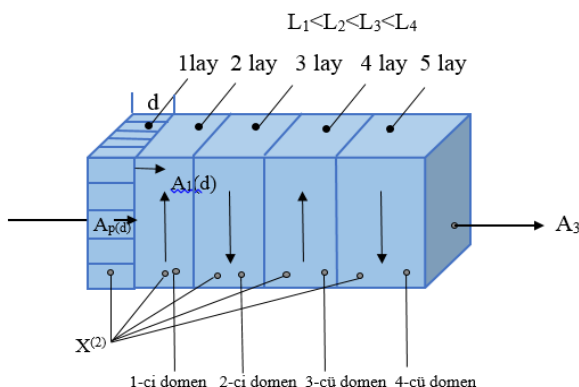
Səlimova G.S.
Bakı Dövlət Universiteti
gulzarselimova@yahoo.com

İşığın parametrik generasiyası üçfotonlu koherent proseslə təsvir olunur. Parametrik generasiya zamanı kvadratik qeyri-xətti mühitdə üç işıq dalğasının effektiv parametrik qarşılıqlı təsiri $\omega_s + \omega_i = \omega_p$ tezlik münasibəti ilə yanaşı, $\vec{k}_s + \vec{k}_i = \vec{k}_p$ faza sinxronizmi şərtinin də ödənilməsini tələb edir. Burada s – signal, i – yararsız (*ing* - idler), p – güclü dalğaları (*ing* - pump) əks etdirir.

Məlumdur ki, kəsilməz lazerlər üçün, xüsusilə stasionar rejimdə generasiya edən lazerlərdə çıxış güzgünün əksətmə əmsalı kiçik qiymətə malikdir. Belə lazerlərdə çıxış şüanın gücü rezonator daxilindəki şüanın gücündən qat-qat kiçikdir. Belə ki, harmonikaya çevrilmə əmsalı əsas şüalanmanın gücündən əhəmiyyətli asılı olduğundan, bu kimi hallarda qeyri-xətti kristalın lazer rezonatoru daxilində yerləşdirilməsi məqsədəuyğundur. Kəsilməz lazerlər üçün rezonator daxilində harmonika generasiyasının istifadəsi harmonikaya çevrilmə effektivliyinin əhəmiyyətli artmasına nail olmağa imkan verir.

[1,2] işlərdə yarımkeçirici strukturların periodik domen quruluşları qismində uğurla istifadə olunması haqqında məlumat verilir. Bu yarımkeçiricilər 1-12 mkm dalğa diapazonunda şəffaf olub, böyük qeyri-xəttiliyə ($d_{14}=90\text{pm/V}$, müqayisə üçün LiNbO₃ kristalında ən yüksək qeyri-xəttilik $d_{33}=34\text{ pm/V}$) və optik impulsa qarşı davamlılığa malikdir. Parametrik çevrilmənin realizə olunması üçün yüksək kvadratik qeyri-xəttiliyə malik üzvi polimerlər daha maraqlıdır. [3]

Bəzi tədqiqatlar [4,5] qeyri-xətti nüfuzluluğun modulyasiyalı n perioddan ibarət çoxdomenli qəfəslərdə yüksək effektiv parametrik çevrilmələrə həsr olunmuşdur. Təqdim olunmuş işdə ardıcıl yerləşmiş laylarda baş verən aşağıtezlilikli doldurma dalğalı parametrik güclənmənin kaskadlı kvazisinxron qarşılıqlı təsirinə baxılmış, optik dalğaların enerji qeyri-xətti mübadilə prosesinin xüsusiyyətləri öyrənilmişdir.



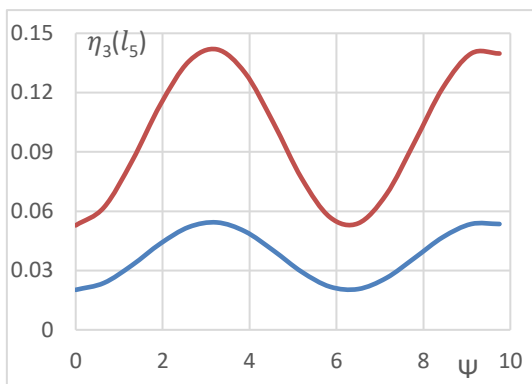
Şəkil 1. Beş layda parametrik çevrilmə prosesinin sxemi ($A_3 \neq 0$, ümumi hal).

Sabit intensivlik yaxınlaşmasında (SİY) məlum qısaldılmış tənliklərin təhlili nəticəsində effektivlik üçün aşağıdakı ifadəni aldıq:

$$\eta_3(l_5) = I_3(l_5)/I_{30} = \eta_3(l_4) \exp\left(-2\delta_3^{(2)}l_5\right) \times \left\{ \left(\cos\lambda_5 l_5 + b \sin\psi \frac{\sin\lambda_5 l_5}{\lambda_5} \right)^2 + \left(\frac{\Delta}{2} - b \cos\psi \right)^2 \frac{\sin^2\lambda_5 l_5}{\lambda_5^2} \right\} \quad (1)$$

(1)-i diferensiaslamaqla faza münasibətinin optimal qiymətini tapırıq:

$$\psi + \operatorname{atan}\left(\frac{2\lambda_5/\Delta}{\tan(\lambda_5 l_5)}\right) = \pi m, \quad m = 1, 2, \dots, \quad (2)$$



Şəkil 2.

Şəkildə effektivliyin maksimal qiymətinə uyğun faza münasibətlərinin qiymətləri aydın görünür.

Beləliklə, işdə parametrik çeviricidə rezonator daxili həndəsə üçün çoxlaylı quruluşda optimal faza münasibəti analitik yolla SİY-da təhlil olunub və göstərilib ki, bu münasibət dalğalar arasındakı faza fərqi, kristalın uzunluğundan və itkilərdən asılıdır.

1. L.A.Eyres, C.B.Eberdt, J.S.Harris, and M.M.Fejer, *Annual report*.
2. P.G.Schunemann, S.D. Setzler, L. Mohnkern, and K.O'hearn, *OPO, (CLEO, 22-27 May)* **3**, 2005, 1835-1837.
3. J.H.Jung, T.Kato, and T.Kinoshita. *J.Appl.Phys.*, **90**, 2001, 801-806.
4. A.S. Chirkin, and I.V.Shutov, *JETP Letts.*, **86**, 2007, 693-697.
5. C.I., *Optical Society of America*, 2000, paper TuA2.
5. L.E.Myers, R.C.Eckardi, M.M.Fejer, R.L.Byer, and W.R.Bosenberg, *Optics Letts.*, **21**, 1996, 591-595.

Elmi rəhbər: prof. R.C.Qasimova

НЕГАТРОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ СИСТЕМЫ TlInTe_2 - TlSmTe_2

Кулиева К.А.

***Сумгаитский государственный университет
kifayet.quliyeva.69@mail.ru***

Из литературных данных известно что, в системах $\text{TlInS}_2(\text{Se}_2, \text{Te}_2)$ – $\text{TlInS}_2(\text{Se}_2, \text{Te}_2)$ наблюдаются ограничение области растворимости на основе исходных тройных халькогенидов $\text{TlInS}_2(\text{Se}_2, \text{Te}_2)$ образуются твердые растворы $\text{TlIn}_{1-x}\text{Ln}_x\text{S}_2(\text{Se}_2, \text{Te}_2)$, обладающими уникальными полупроводниковыми свойствами [1-2]. Изменяя относительного содержания атомов редкоземельных элементов в составах данных твердых растворов, можно легко корректировать их полупроводниковых свойств.

Настоящий доклад посвящен исследованию негатронных эффектов в твердых растворах системы TlInTe_2 - TlSmTe_2 при комнатной температуре.

Объектами исследования являлись монокристаллы твердых растворов системы TlInTe_2 - TlSmTe_2 , взаимодействие в которой подробно рассмотрено в работе[1].

Образцы получали из элементов Tl, In, Te «осч» и Sm «хч» прямым синтезом в эвакуированных до 10^{-2} Па кварцевых ампулах. Для получения равновесного состояния сплавы отжигали при 900 К в течение 150 ч. [1].

Монокристаллы выращивали в кварцевых ампулах с внутренним диаметром 14-16 мм и длиной 120 мм, рост кристаллов продолжался до 6 суток. Полученные монокристаллы раскалывались по двум плоскопараллельным зеркальным плоскостям скола. Рентгенографическим анализом установлено, что все составы кристаллизуются в тетрагональной сингонии, как и исходное соединение TlInTe_2 . Параметры решетки увеличиваются с ростом

содержания атомов самария в составах по закону аддитивности, согласно правилу Вегарда.

Характерной особенностью кристаллов твердых растворов $\text{TlIn}_{1-x}\text{Sm}_x\text{Te}_2$ является наличие в их кристаллической решетке большой ($\sim 10^{19}$ - 10^{20} см⁻³) концентрации стехиометрических вакансий и связанных с ними локализованных состояний в запрещенной зоне. Исследованы вольтамперные характеристики (ВАХ) массивных образцов толщиной 100-800 мкм при комнатной температуре, эксперименты проводились в режиме постоянного тока. Последовательно с образцом включалось нагрузочное сопротивление, величина которого подбиралась в пределах 400-10 кОм в зависимости от сопротивления образца. Все исследованные образцы обладали статическим отрицательным дифференциальным сопротивлением (ОДС) S-типа. При переходе в низкоомное состояние сопротивление образцов, имевших 10^2 - 10^4 Ом, уменьшается на 2-3 порядка. Величина порогового напряжения $U_{\text{п}}$ ($E_{\text{Н}} \sim 10^4$ - 10^5 В/м) зависит от составов образцов и уменьшается с повышением температуры и содержания относительного количества самария. Заметного влияния контактов на эффект переключения не обнаружено[3].

Известно, что причиной ОДС в массивных образцах являются тепловые и электронные процессы. Температура материала при прохождении тока определяется в основном, его теплоемкостью и теплопроводностью. Если отдача тепла в окружающее пространство меньше, чем выделяемое джоулево тепло, то происходит нагрев центральной части образца, расположенной между электродами[4].

Таким образом, установлено, что причиной ОДС в полупроводниковых твердых растворах являются тепло-электронные процессы роста электропроводности при увеличении плотности тока.

Исследованные твердые растворы $\text{TlIn}_{1-x}\text{Sm}_x\text{Te}_2$ явля-

ются перспективными материалами для создания на их основе переключающих устройств. Установление механизма переключения позволит обеспечить, сохранность параметров устройств в процессе работы.

1. Зарбалиев М.М. РАН. Неорганич. материалы, 2000, т.36, № 5, с.619-623.
2. Зарбалиев М.М., Мамедов Э.Г., Ахмедова А.М., Зейналов Г.И. РАН. Неорганич. материалы, 2007, т.43, № 12. с.1611-1615.
3. Зарбалиев М.М. Особенности электрических свойств твердых растворов $TlIn_{1-x}Yb_xS_2(Te_2)$. Физика. 1999. Т.5. №3. С. 26-29.
4. Зарбалиев М.М., Ахмедова А.М., Зарбалиева У.М. Термoeлементы на основе твердых растворов $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$. Вестник Бакинского госуниверситета. 2011. №1. С. 176-181

Научный руководитель: проф. М.М.Зарбалиев

ТЕПЛОЕМКОСТЬ ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА В КВАНТОВОЙ ЯМЕ СЛОЖНОЙ ФОРМЫ

Рагимова Г.Г.

Бакинский Государственный Университет

gun.rahimova@mail.ru

Исследованию свойств двумерного электронного газа в квантовых ямах в последнее время уделяется большое внимание [1-2]. Кроме чисто научного интереса к таким объектам, они представляются весьма перспективными для твердотельной электроники.

Настоящая работа посвящена изучению теплоемкости двумерного электронного газа в квантовой яме сложной формы. Для этого, используя энергетический спектр двумерного электронного газа, найден большой термодинамический потенциал носителей тока. На основе известных термодинамических соотношений определена тепло-

емкость двумерного электронного газа. Рассматриваемая квантовая яма в предельных случаях переходит в известные выражения, как для прямоугольной, так и для параболической потенциальной ямы. Показано, что зависимость теплоемкости от параметров квантовой ямы носит немонотонный характер и при определенных значениях толщины ямы стремится к нулю.

Энергетический спектр носителей тока в квантовой яме имеет вид:

$$\varepsilon_{n,k_x,k_y} = \frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2m} + \varepsilon_n, \quad (1)$$

здесь $k_{\perp}^2 = k_x^2 + k_y^2$. В данной работе рассматривается энергетический спектр двумерного электронного газа в квантовой яме с потенциальной энергией $U = U_0 / \cos^2(z/a)$, который, исходя из решения уравнения Шредингера, примет вид [3]:

$$\varepsilon_n = \varepsilon_0 \left(1 + 2n + \sqrt{1 + \frac{U_0}{\varepsilon_0}} \right)^2, \quad (2)$$

здесь $\varepsilon_0 = \hbar^2 \pi^2 / (8ma^2)$ при $n=0$ и $U_0=0$, a - полуширина квантовой ямы, U_0 - минимум потенциальной энергии, n - квантовое число. Две часто используемые модельные задачи - спектр энергии частицы в прямоугольном потенциальном ящике и спектр энергии гармонического осциллятора - являются частными случаями спектра (2).

Можно показать, что для энергетического спектра (2), функция плотности состояний двумерного электронного газа имеет вид:

$$g(\varepsilon) = \frac{m}{\pi \hbar^2 a} \sum_n \Theta(\varepsilon - \varepsilon_n), \quad (3)$$

здесь $\Theta(\varepsilon - \varepsilon_n)$ - ступенчатая функция Хэвисайда.

Для определения теплоемкости будем исходить из большого термодинамического потенциала электронного газа, который после перехода от суммирования по $k_{\perp k}$ интегрированию имеет вид:

$$\Omega = -\frac{Vm(k_0T)^2}{2\pi\hbar^2a} \sum_n F_2\left(\frac{\mu - \varepsilon_n}{k_0T}\right), \quad (4)$$

где $F_2\left(\frac{\mu - \varepsilon_n}{k_0T}\right)$ - интеграл Ферми, μ -химический потенциал. Исходя из (4), для теплоемкости по формулам $C_V = T\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_V$ и $S = -(\partial\Omega/\partial T)_{\mu,V}$ [4] двумерного вырожденного электронного газа в квантовой яме сложной формы найдем:

$$C = \frac{\pi^2}{3} k_0^2 T g(\varepsilon_F), \quad (5)$$

где ε_F -уровень Ферми, который имеет вид:

$$\varepsilon_F = \frac{n_{эл} \pi \hbar^2 a}{mn} + U_0 + 2\sqrt{\varepsilon_0^2 + \varepsilon_0 U_0} (n+2) + \frac{4}{3} \varepsilon_0 (n^2 + 3n + 2) \quad (6)$$

Как следует из формул (5) и (6) теплоемкость вырожденного электронного газа осциллирует с толщиной пленки и существенно зависит от параметра квантовой ямы U_0 . Соотношение между теплоемкостями двумерного и трехмерного электронного газа, которое пропорционально отношению их плотностей состояния имеет вид:

$$\frac{C_{2D}}{C_{3D}} = \frac{g_{2D}}{g_{3D}}. \quad (7)$$

Из (7) следует, что теплоемкость двумерного электронного газа больше теплоемкости трехмерного. Кроме того отметим, что, изучая зависимость теплоемкости двумер-

ного электронного газа от концентрации и параметра квантовой ямы, можно сделать ряд заключений о форме квантовой ямы.

1. Vagner D. Thermodynamics of two-dimensional electron on Landau levels. *HIT Journal of Science and Engineering A*, 3, 2006. 102-152 p.
2. Драгунов В.П., Неизвестный И.Г., Гридчин В.А. Основы наноэлектроники. Москва, Логос. 2006. 496 с.
3. Щварцбург А.Б. Дисперсия электромагнитных волн в слоистых и неустационарных средах. *Успехи физических наук*, 170, 2000. с.1297-1324.
4. Askerov B.M. *Electron Transport Phenomena in Semiconductors*. - World Scientific, Singapore, 1994. 412 p.

Научный руководитель: проф. Фигарова С.Р.

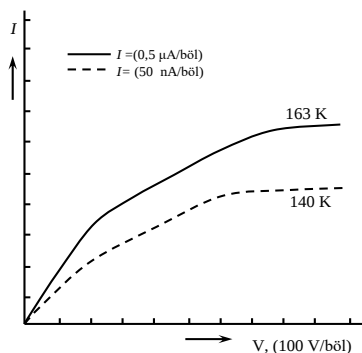
MÜKƏMMƏL KRİSTALLİK QURULUŞLU $\text{Ag}_3\text{In}_5\text{Se}_9$ MONOKRİSTALINDA FOTOCƏRƏYANIN RELAKSASIYASI

Nağıyeva Ş.K.
Bakı Dövlət Universiteti
master.fizik@mail.ru

$\text{Ag}_3\text{In}_5\text{Se}_9$ monokristalının yetişdirilməsi prosesində kristal quruluşun düyünlərində çox sayda kation və anion vakansiyaları yaranır ki, bunlar da kristalın fotoelektrik xassəsinin bəzi xüsusiyyətlərinin formalaşmasında əsas rol oynayır. Məsələn, güclü elektrik sahəsi ilə stimullaşan aşqar fotokeçiricilik anion düyünlərindəki Se vakansiyalarının hesabına yaranmış yapışma səviyyələrində yükdaşıyıcıların tutulmasının effektiv en kəsinin sahənin intensivliyindən asılılığının nəticəsində formalaşır. $\text{Ag}_3\text{In}_5\text{Se}_9$ monokristalın yetişdirilməsi üçün stexiometrik tərkibə uyğun sintez olunmuş maddəni monokristal yetişdirmək üçün hazırlanmış ampulaya doldurduqda

maddəyə selen elementi əlavə olunmuşdur. Selen buxarı ampulanın boş hissəsində əlavə təzyiq yaratmaqla kondensasiya olunmuş fazadan selen atomlarının desorbsiya olmasının qarşısı alınır ki, bununla da kristalda anion vakansiyaların konsentrasiyası minimuma endirilir. Belə üsulla yetişdirilmiş $\text{Ag}_3\text{In}_5\text{Se}_9$ monokristalın xüsusi müqaviməti Se əlavə edilmədən yetişdirilmiş monokristallarınkına nisbətən iki tərtib çox olur.

Şəkil1-də $\text{Ag}_3\text{In}_5\text{Se}_9$ monokristaldan hazırlanmış, uzunluğu 5mm, en kəsiyi $(2 \times 2) \text{mm}^2$ olan düzbucaqlı formalı nümunənin Volt-Amper xarakteristikası təsvir olunmuşdur. VAX-nın Om qanunundan kənara çıxması və gərginliyin artması ilə cərəyanın doymaya meyli 400 V/sm sahədən başlayır. Bu onu göstərir ki, kristaldakı defektlərin konsentrasiyasından asılı olmayaraq elektrik keçiriciliyinin sahənin intensivliyindən asılılığı ilk növbədə sərbəst elektronların akustik fononlardan səpilməsi ilə izah oluna bilər. Mükəmməl quruluşlu kristallarda 400-1200 V/sm intervalında cərəyanın gərginlikdən yenidən xətti qanunla dəyişməsinə, yəni keçiriciliyin 0-400 V/sm intervalındakı qiymətindən az qiymət almaqla sabit qalmasını yükdaşıyıcıların yaşama müddətinin sahədən asılı olmaması ilə izah etmək olar.



*Şəkil 1. Mükəmməl kristallik quruluşlu $\text{Ag}_3\text{In}_5\text{Se}_9$ monokristalın
Volt-Amper xarakteristikası*

Sahənin 1200 V/sm intensivliyindən başlayaraq keçirici zonada elektronların konsentrasiyasının məhdudluğu sahənin artması ilə cərəyanın sabit qalmasına gətirir.

$\text{Ag}_3\text{In}_5\text{Se}_9$ monokristalından hazırlanmış (10x2x2) mm ölçülü nümunənin təbii formalaşmış səthinin (heksaqonal kristal quruluşda "C" oxuna perpendikulyar olan) bir hissəsini dalğa uzunluğu 535 nm lazer şüasının 10 ns müddətli impulsu ilə işıqlandırdıqda yaranan fotocərəyanın kinetikaşı şəkil 2-də təsvir olunmuşdur. Lazer impulsunun təsiri ilə generasiya olunmuş qeyri-tarazlıqlı elektronların, şüalanma kəsildikdən sonra rekombinasiyasını xarakterizə edən cərəyanın relaksasiya əyrisi eksponensial və sönən harmonik funksiyaların kombinasiyası hesabına formalaşdığı görünür. Sönən harmonik funksiya ilə dəyişən cərəyanın yaranma səbəbini müəyyənləşdirək. Lazer şüasının impulsu ilə kristalı lokal olaraq həyəcanlandırdıqda lokal oblastda kristal deformasiyaya uğrayır.

Bu deformasiyaya iki səbəb ola bilər: yüksək intensivlikli işıq dalğasının təsiri və işıqlanan hissədə atomların kütləvi ionlaşması ilə atomlararası qarşılıqlı təsirin dəyişməsi. Xarici təsir kəsildikdən sonra elastiki sərt kristalda səthi dalğanın-Reley dalğasının yaranmasına şərait yaranır.



Şəkil 2. Mükəmməl kristallıq quruluşlu $\text{Ag}_3\text{In}_5\text{Se}_9$ monokristalında dalğa uzunluğu 535 nm lazer şüasının təsiri ilə yaranmış fotocərəyanın kinetikaşı

Reley dalğasının kristalda yayılması qeyri-tarazlıqlı elektronların yaratdığı cərəyanın harmonik qanunla dəyişməsinə səbəb olur. Harmonik funksiyanın periodu lazer şüasının intensivliyindən asılı deyil və cərəyan impulsunun relaksasiyası müddətində sabit qalmaqla 0.95 mks təşkil edir. Deməli, müşahidə olunan akustik dalğanın tezliyi 1.05 Mhz-ə bərabərdir.

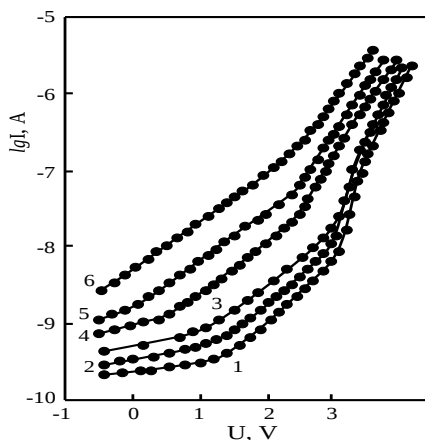
Elmi rəhbər: prof. Ə.H.Hüseynov

TIInSe₂ MONOKRİSTALININ BƏZİ ELEKTRİK XASSƏLƏRİ

Məmmədova G.İ.
Bakı Dövlət Universiteti
memmedlignl@gmail.com

Yavaş əritmə üsulu ilə alınmış TIInSe₂ monokristal tetraqonal quruluşa malikdir və kristal qəfəsin parametrləri: $a=8,061 \text{ Å}$, $c=6,822 \text{ Å}$ olmuşdur. Yükdaşıyıcıların konsentrasiyası $n \sim 2,5 \cdot 10^{11} \text{ sm}^{-3}$ və kristalların p-tip keçiriciliyə malik olması müəyyən edilmişdir [1,2]. Alınmış kristallardan lazımi ölçüdə kəsilmiş nümunələrin səthi hamar və parlaq olduğundan texniki cilalanmaya ehtiyac qalmır. Elektrik xassələrinin tədqiqi üçün nümunələrə omik kontakt vurulmalıdır. Bu məqsədlə Jn akvodaq və gümüş pastasından istifadə edilərək Volt-Amper xarakteristikası çıxarılmış və Jn-un məqsədəuyğun olduğu müəyyənlanmışdır. Kontaktların sahəsi $\sim 0,2 \div 0,3 \text{ mm}^2$, onlar arasındakı məsafə $2 \div 4 \text{ mm}$ olmuşdur.

Nümunələrin Volt-Amper xarakteristikaları (VAX) elektrik sahəsinin $20 \div 10^4 \text{ V/sm}$ və temperaturun $100 \div 300 \text{ K}$ intervalında tədqiq edilmişdir. Alınmış nəticələr Lampert nəzəriyyəsi əsasında təhlil edilərək kristalın qadağan olunmuş zonasında yerləşən lokal səviyyələrin parametrləri hesablanmışdır [3]. Belə ki, baxılan kristalın xarakterik xüsusiyyətlərindən biri onların kristal qəfəsində defektlərin konsentrasi-



Şəkil 1. TlInSe_2 monokristalının müxtəlif temperaturalarda
VAX-ı 1-120; 2-200; 3-300; 4-320; 5-340; 6-360 K

yasının yüksək ($10^{16} - 10^{17} \text{ sm}^{-3}$) olmasıdır. Onlar qadağan olunmuş zonada lokal səviyyələrdə yerləşir və kristalın fiziki xassələrinə güclü təsir edir. TlInSe_2 monokristalında da lokal səviyyələrin paylanma xarakterindən güclü asılıdır. Şəkilə TlInSe_2 monokristalının VAX-ı verilmişdir. Xarakteristikanın araşdırılması lokal səviyyələrin parametrləri haqqında məlumat almağa imkan vermişdir. Araşdırmalardan lokal səviyyələrin konsentrasiyası, onların qadağan olunmuş zonada energetik vəziyyətləri, yükdaşıyıcıların tutulma en kəsiyi hesablanmışdır.

1. Абдуллаев А.М., Керимова Э.М., Заманова А.К. Электрофизические свойства TlInSe_2 . Неорган. материалы, 1994, Т.30, №7. С.887-890.

2. Бахышов А.Э., Гасанова Л.Т., Лебедев А.А. и др. Исследование длинноволнового края TlInSe_2 по поглощению и фотопроводимости. ФТП, 1981, Т.15, №4. с.808-810

3. Ламперт М.А. Инжекционные токи в твердых телах Мир, 1973, 385 200 с.

Elmi rəhbər: dos. L.N.Həsənova

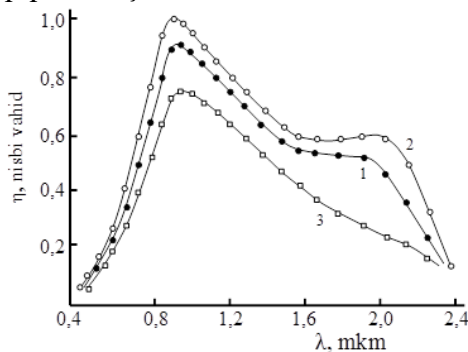
TlInSe₂ – TlSe HETEROKEÇİDLƏRİNİN FOTOELEKTRİK XASSƏLƏRİ

Əliyeva İ.İ.

Bakı Dövlət Universiteti

ilhamaliyeva91@gmail.com

Son zamanlar müxtəlif texnoloji üsulların köməyi ilə alınmış nazik təbəqələr əsasında heterokeçidlərin yaradılmasına diqqət xeyli artmışdır. Belə tədqiqatların aparılmasının əsas səbəblərindən biri TlSe monokristalının nazik təbəqələrinin bir çox fiziki xassələrinin saxlanması və şüalanmaya davamlı olmasıdır. Ona görə TlSe və TlInSe₂ əsasında heterokeçid almaq və onları ətraflı öyrənmək maraq kəsb edir. Ədəbiyyatda TlInSe₂ altlıqları üzərində TlSe nazik təbəqələri yetişdirməklə heterokeçidlər yaradılmış və onların fotoelektrik xassələri tədqiq edilmişdir [1,2].



Şəkil 1. Müxtəlif şüalanma dozalarında p -TlInSe₂- n -TlSe heterokeçidlərində kvant effektivliyinin nisbi spektral xarakteristikasına 6 MeV elektron şüalanmasının təsiri.
1- $\Phi=0$; 2- $\Phi=10^{13}\text{ his/sm}^2$; 3- $\Phi=10^{15}\text{ his/sm}^2$

Müəyyən edilmişdir ki, belə heterokeçidlərin xassələri altlığın səth halından və TlSe nazik təbəqələrin çökdürülmə

üsulundan asılıdır. TlInSe_2 və TlSe nazik təbəqələrinin quruluş baxımından oxşar olması və fiziki xassələrinə görə bir-birindən fərqlənməsi, onlar əsasında yeni funksional xassələrə malik heteroqecidlərin alınmasına imkan verə biləcəyi fərz olunmuşdur. Ona görə baxılan işdə TlInSe_2 - TlSe əsasında hazırlanmış heteroqecidlərin fotoelektrik xassələri araşdırılmış, alınmış nəticələrə şüalanmanın təsiri öyrənilmişdir.

Şəkil 1-də müxtəlif şüalanma dozalarında $p\text{-TlInSe}_2$ - TlSe heteroqecidlərində kvant effektivliyinin nisbi spektral xarakteristikası verilmişdir.

Qeyd etmək lazımdır ki, şüalanmanın TlInSe_2 və ya TlSe tərəfdən olmasından asılı olaraq spektral asılılıqların forması dəyişir. Kvant effektivliyinin nisbi qiyməti isə şüalanma dozasından asılı olaraq dəyişir.

1.Воронков Э.Н.,Козюхин С.А. Электропроводность аморфных пленок холькогенидных соединений в сильных электрических полях// ФТП,2009,т.43,и.7,с.953-957

2.Карпович И.А., Чернова А.А., Леонов Е.И., Орлов В.М. Некоторые электрические и фотоэлектрические свойства монокристаллов и пленок TlInSe_2 ./Изв.ВУЗОВ СССР, Физика, 1972, № 5, с.157-159

Elmi rəhbər: prof.A.Z. Abasova

METAL-SİLİSİUM KEÇİDİN İDEALLIQ ƏMSALINA ƏLAVƏ ELEKTRİK SƏHƏSİNİN TƏSİRİ

Mirzəyeva T.Ş.
Bakı Dövlət Universiteti
turkan_abc@yahoo.com

Real metal-yarımkeçirici kontaktlar (MYK) kontakt səthi boyunca elektron emissiyası baxımından qeyri-bircins olur. Kontakt səthi bircins olsa belə, kontakt səthi ilə onu əhatə edən

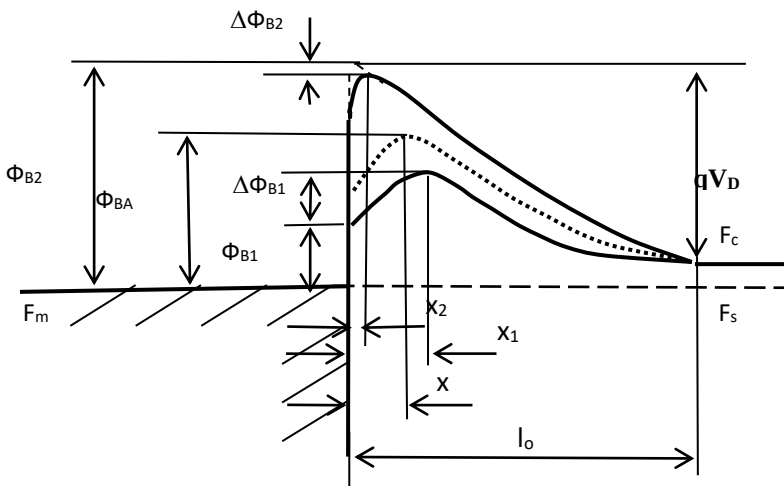
metal və yarımkeçiricinin sərbəst səthləri arasında yaranan potensiallar fərqi hesabına real MYK qeyri-bircins olur. Silisium lövhəsinin üzərində çökdürülmüş metal nazik təbəqəsinin sərbəst səthinin Atom qüvvə mikroskopu (AQM) vasitəsilə çəkilmiş topoqrafik təsvirindən aydın görünür ki, nazik metal təbəqəsi nanometrik xətti ölçülərə malik hissəciklərdən ibarət polikristal quruluşa malikdir, yəni real MYK-lar bir-birinə paralel qoşulmuş və elektrik qarşılıqlı təsirdə olan mikro və nanokontaktlardan ibarətdir.

Son illər real MYK-də baş verən elektron proseslərdə kontaktın emissiya qeyri-bircinsliyi hesabına yaranan əlavə elektrik sahəsinin (ƏES) [1] rolunun tədqiqinə böyük maraq göstərilir. Bu baxımdan real DŞ-lərin kontakt səthinin AQM vasitəsilə tədqiqinə ciddi ehtiyac duyulur. Bu metodika MYK-larda yaranan ƏES-in bilavasitə ölçülməsinə, onun xarakterik parametrlərinin kəmiyyətə təyin edilməsinə və ƏES-in düzləndirici MYK-nın elektrofiziki parametrlərinə, o cümlədən, ideallıq əmsalına təsirinin müəyyən edilməsinə imkan verir.

Real MYK-larda kontakt səthi boyunca müxtəlif konfigurasiyaya və müxtəlif lokal potensial çəpər hündürlüklərinə malik olan mikro- və nanokontaktlar xaotik paylanır. Lakin ümumilikdə qarşılıqlı elektrik təsiri nöqtəyi nəzərinə bu hissəciklər iki növə bölünür: potensial çəpərinin hündürlüyü ümumi kontakt səthinə görə orta hündürlükdən böyük və kiçik nanohissəciklər.

Real MYK-nın potensial çəpərinin orta hündürlüyünü Φ_{BA} ilə lokal potensial çəpərinin hündürlüyü böyük və kiçik olanları Φ_{B2} və Φ_{B1} ilə işarə etməklə ƏES-nin təsiri nəzərə alınan real MYK-ların energetik diaqramı şəkil 1-dəki kimi olur.

Burada potensial çəpərin orta hündürlüyünün (Φ_{BA}), böyük və kiçik lokal hündürlüklərinin (Φ_{B2} və Φ_{B1}), metalın kontakt səthindən olan uyğun məsafələri arasında $x_2 < x < x_1$ münasibəti ödənilir. Bu münasibət isə onu göstərir ki, real SD-nin işlək potensial çəpərinin Φ_{BA} hündürlüyünün xarici gərginlikdən



Şəkil 1. Əlavə elektrik sahəli MSK-nın energetik diaqramı.

asılılığı ilə müəyyən olunan ideallıq əmsalı, xarakterik x məsafəsinin $x_2 - x_1$ intervalında harada yerləşməsindən asılı olur ki, bu da bilavasitə ƏES- təsirinin dərəcəsi ilə müəyyən olunur.

İdeal düzləndirici MYK-lərdə güzgü əksi qüvvəsinin təsiri ilə potensial çəpərin hündürlüyünün xarici gərginliyin dördüncü dərəcədən kökündə $V^{(1/4)}$ asılı olur.

Real MYK-lərdə potensial çəpərin hündürlüyünün xarici gərginlikdən asılılığı aşağıdakı düsturla təyin olunur:

$$\Delta\Phi_B = \Delta\Phi_{BO} \pm \beta qV$$

Real düzləndirici MYK-lərin düz və əks istiqamətlərdə VAX – sı uyğun olaraq aşağıdakı düsturlarla təyin olunur:

$$\begin{aligned} I_F &= SAT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BO} + \Delta\Phi_{BO} + \beta qV}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] = \\ &= SAT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BO} + \Delta\Phi_{BO}}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) - \exp\left(-\frac{(n-1)qV}{nkT}\right) \right] \approx \\ &\approx SAT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BA}}{kT}\right) \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) \end{aligned}$$

Beləliklə, demək olar ki, kontakt materiallarının təbiətindən və ənənəvi hazırlanma texnologiyalarının seçimindən asılı olmayaraq real metal-yarımkeçirici kontaktlar bir qayda olaraq kontakt səthi boyunca elektron emissiyası baxımından qeyri-bircins olur. Mikroelektronikanın və Nanotexnologiyanın inkişafı ilə əlaqədar olaraq metal-yarımkeçirici kontaktlar integral sxemlərin komplektləşdirici elementləri kimi geniş istifadə olunduğundan onların xarakterik parametrlərinin təyininə ƏES-nin təsiri nəzərə alınmalıdır.

[1] Мамедов Р.К., Контакты металл – полупроводник с электрическим полем пьезен, Баку, БГУ, 2003, 231 с.

Elmi rəhbər: prof. R.Q.Məmmədov

TlIn_{1-x}Dy_xS₂ BƏRK MƏHLUL KRİSTALINDA ÇEVİRLMƏ EFFEKTİ (x; 0,01; 0,03)

Mürsəliyeva L.F.
Bakı Dövlət Universiteti
mursaliyev@mail.ru

Nadir torpaq elementləri vurulmuş tallium halkolantatları və onların mürəkkəb analogları, fiziki xassələrinin geniş diapazonda dəyişə bilməsi baxımından maraqlı obyektlərdir. Bu tip birləşmələrdən TlInSe₂ bərk məhlul kristalı mikroelektronikada, avtomatik idarəetmə qurğularında və müxtəlif tipli çeviricilər hazırlanmasında geniş istifadə olunur. TlInS₂ birləşməsində 3 valentli indium atomlarının qismən nadir torpaq element atomları ilə əvəz edilməsi həmin birləşmələrinin yarımkeçiricilik xassələrini saxlamaqla yanaşı, həm də o birləşmələrə maqnit xassələri verir. Ona görə də texnikada xarici maqnit sahəsi ilə idarə edilə bilən yarımkeçirici cihazların hazırlanması baxımından bu materiallar maraqlıdır [1].

Halkogenli yarımkeçiricilərdə çevirmə hadisəsinin müşahidə olunması və bu hadisə əsasında çevirici elementlərin hazırlaması mürəkkəb tərkibli yarımkeçiricilərin volt-ampər xarakteristikalarının (VAX) tədqiqinə daha çox maraq yaradır. İş prinsipi çevirmə hadisəsinə və ya mənfi müqavimətli elementlərin elektrik dövrlərində istifadə edilməsi elektrik sxemlərini kifayət qədər sadələşdirir.

Mənfi müqavimətli yarımkeçirici elementlər əslində elementlər bərk funksional sxemlərdir və onlar gücləndirici, generator, çevirici və s.funksiyaları yerinə yetirə bilirlər. Çox kiçik ölçülü bir yarımkeçirici kristalda çoxlu sayda mənfi müqavimətli cihazlar hazırlayıb onlar arasında həcmi əlaqə yaratmaqla daha mürəkkəb funksional sxemlər əldə etmək olar. Məhz bu baxımdan yarımkeçiricilərdə yaddaşlı çevirmə hadisəsi xüsusi maraq kəsb edir.Belə çeviricilər bağlı və açıq hallarda dayanıqlıdırlar. Hazırlanmış cihaz başlanğıc halda yüksək müqavimətli halda olur. Volt-ampər xarakteristikasının (VAX-ın) astana gərginliyinə qədərki oblastının tədqiqi çevirmə və yaddaş hadisələrinin mexanizmi haqqında qiymətli məlumat almağa imkan verir.

Yarımkeçirici çeviricilərin əsas üstünlükləri aşağıdakılardır: məlumatların çoxlu sayda yerinə yazılması, VAX-ın simmetrikliliyi (siqnalın istiqamətindən aslı olmayaraq çevirmə icra etməsi), yaddaş effekti, radiaktiv şüalanmaya həssas olmaması, konstruksiyasının və hazırlanma texnologiyasının sadəliyi və s.

İşdə $TlIn_{1-x}Dy_xS_2$ ($x;0,01;0,03$) bərk məhlul kristalları əsasında nazik təbəqəli planar strukturlar hazırlanmışdır. Kontakt materialı olaraq indiumdan istifadə olunmuşdur. Tədqiq olunan nümunələrdə elektrodlar arasındakı məsafə geniş intervalda dəyişdirilmiş, qalınlıq üzrə birincilik isə rentgenoqrafik mikroanaliz üsulu ilə yoxlanılmışdır. Müxtəlif tərkibli məhlullar əsasında hazırlanmış sistemlərin VAX-ları öyrənilmişdir. Müəyyən olunmuşdur ki, tədqiq olunan kristallar

çevirmə xassəsinə malikdir və astana gərginliyinin qiyməti tərkibdə dispoziyumun nisbi miqdarı artdıqca kiçilir. Məs. $x = 0,01$ olduqda bu gərginlik 40 V olduğu halda $x = 0,03$ olduqda isə 30 V olur. Müşahidə olunan çevirmə hadisələri elektron, elektrotermik və istilik mexanizmləri əsasında izah oluna bilər. Çevirmənin elektron mexanizmində ikiat injeksiya, elektrik sahəsinin təsiri ilə potensial çəpərdən elektronların tunel keçidləri, valent elektronların və aşqar atomlarının zərbə yolu ilə ionlaşması, həcmi yüklərin əmələ gəlməsi, Kulon çəpərinin elektrik sahəsinin təsiri ilə kiçilməsi (Pul-Frenkel effekti) nəticəsində elektronların tutucu mərkəzlərdən termik həyəcanlanması, keçirici zonaya metallik elektrodlardan tunel keçidləri və s. kimi hadisələri nəzərə almaq olar. Çevirmənin elektron-termik mexanizmində keçiriciliyi az olan haldan keçiriciliyi çox olan hala keçən yarımkeçiriciyə elektrik sahəsi ilə temperaturun birgə təsiri nəzərə alınır. Çevirmənin istilik mexanizmində əsasən istilik tutumu, istilik keçirməsi və aktiv hissənin keçiriciliyinin temperaturdan asılılığı müşahidə olunur. Çevirmə hadisəsi başlamazdan əvvəl Om qanunundan kənara çıxma müşahidə edilən geniş oblast mövcuddur. Bu oblastda cərəyan gərginlikdən aslı olaraq eksponensial qanunla artır. Bu oblastda istilik effektini nəzərə almamaq olar. Burada çevirmənin elektron mexanizmi əsas rol oynayır. Çevirici cihazların indiyə qədər əsas çatışmamazlığı astana gərginliyinin (U_a) stabil olmamasıdır. Stabilliyi artırmaq üsullarından biri termostabilləşdirmədir. Mövcud modellərdən istifadə edərək astana gərginliyi izah olunur. Bu modellərə əsasən tədqiq olunan yarımkeçirici eyni konsentrasiyalı müsbət və mənfi tutucu mərkəzlərə malikdirsə və bütün tutucu mərkəzlər dolmuşsa, yarımkeçirici bütövlükdə neytral olmaqla yüksək keçiriciliyə malik ola bilər. Həmçinin sahə tərəfindən yaradılmış əlavə yük daşıyıcıları elektrodların yaxınlığında yüksüz layların yaranmasına səbəb olur. Ona görə də Şotki baryerinin

hündürlüyü gərginlik artdıqca artır, lakin tutucu mərkəzlərin böyük konsetrasiyaya malik olması həcmi yüklər oblastının elektrodlardan daha uzağa yayılmasına imkan vermir və nəticədə kontaktlar omik olaraq qalır. Tutucu mərkəzlərin təsiri ilə cərəyan o zamana qədər axır ki, bütün tutucu mərkəzlər tamamilə dolmuş olsun. Bundan sonra çevirmə hadisəsi baş verir. Bunun nəticəsində gərginlik böyük qiymətli olmaqla, stabil keçiricilikli hal meydana çıxır.

[1] Э.М. Керимова. Кристаллофизика низкоразмерных халькогенидов. 2012. Баку. Изд. Элм. 708 с.

Elmi rəhbər: prof. N.F. Qəhrəmanov

GÜCLÜ MAQNİT SAHƏSİNDƏ OLAN İFRATQƏFƏSLƏRDƏ SPİN PARÇALANMASI NƏZƏRƏ ALINMAQLA FERMİ SƏVİYYƏSİ

Mustafazadə Y.H.

Bakı Dövlət Universiteti

yasemen.mustafazade.93@mail.ru

Təqdim olunmuş işdə spin parçalanması nəzərə alınmaqla güclü maqnit sahəsində ifratqəfəslərdə elektron qazının Fermi sərhədi nəzəri tədqiq olunmuşdur. Fermi səviyyəsinin maqnit sahəsinin qiymətindən və spin parçalanma faktorundan asılılıqları öyrənilmişdir.

Fermi sərhədini hesablamaq məqsədi ilə eninə güclü $\vec{B}$ maqnit sahəsində olan ifratqəfəslərdə elektron qazının Ω böyük termodinamik potensialından istifadə etmək daha məqsədəuyğun olar [1]:

$$\Omega = - \frac{V}{2(\pi R)^2} \sum_{N, \sigma} \int_{\varepsilon_1}^{\infty} k_z(\varepsilon, N, \sigma) f_0(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (1)$$

burada V - elektron qazının yerləşdiyi oblastın həcmi, N - Landau səviyyəsinin nömrəsi, $\sigma = \pm 1/2$ - elektronun spin kvant ədədi, $R = (\hbar/eB)^{1/2}$ - maqnit uzunluğu, k_z - dalğa vektorunun z toplananı, $f_0(\varepsilon)$ - Fermi paylanma funksiyası, integralın aşağı sərhəddi $\varepsilon_1(N, \sigma)$ isə $k_z(\varepsilon_1, N, \sigma) = 0$ tənliyinin həllindən tapılır. Yükdaşıyıcıların dispersiya qanunu olaraq güclü maqnit sahəsində spin parçalanması nəzərə alınmaqla kvaziikiölçülü elektron qazının enerji spektri götürülmüşdür:

$$\varepsilon(N, k_z, \sigma) = (2N + 1)\mu_B + \varepsilon_0(1 - \cos ak_z) + g^* \sigma \mu_B B, \quad (2)$$

burada $\mu = (m_0/m_\perp)\mu_B$, $\mu_B = e\hbar/2m_0$ - Bor maqnetonu, m_0 - sərbəst elektronun kütləsi, $m_\perp$ - elektronun təbəqə müstəvisində kütləsi, ε_0 - birölçülü keçirici zonanın k_z istiqamətində yarım-eni, a - z oxu istiqamətində qəfəs sabiti, g^* - elektronun enerjisinin spin parçalanma faktorudur.

(1) və $n = -1/V(\partial\Omega/\partial\zeta)_{T,V,B}$ münasibətlərindən istifadə etsək kvaziikiölçülü elektron qazının konsentrasiyası üçün $(\partial f_0/\partial\zeta) = (-\partial f_0/\partial\varepsilon_0)$ - yaxınlaşmasında tapırıq:

$$n = \frac{1}{2(\pi R)^2} \sum_{N, \sigma} \int_{\varepsilon_1}^{\infty} \left(-\frac{\partial f_0}{\partial\varepsilon} \right) k_z(\varepsilon, N, \sigma) d\varepsilon, \quad (3)$$

Fermi səviyyəsinin analitik ifadəsini (3)-dən bilavasitə tapmaq mümkün olmadığından verilmiş konsentrasiyalı cırlaşmış elektron qazı halına baxılmışdır. Kvant limiti halında ($N = 0$) (3) münasibətində σ üzrə cəmləməni yerinə yetirərək cırlaşmış elektron qazı üçün alırıq:

$$n = \frac{1}{2a(\pi R)^2} [\pi\theta(\zeta - 2\varepsilon_0) + Z_0\theta(2\varepsilon_0 - \zeta)], \quad (4)$$

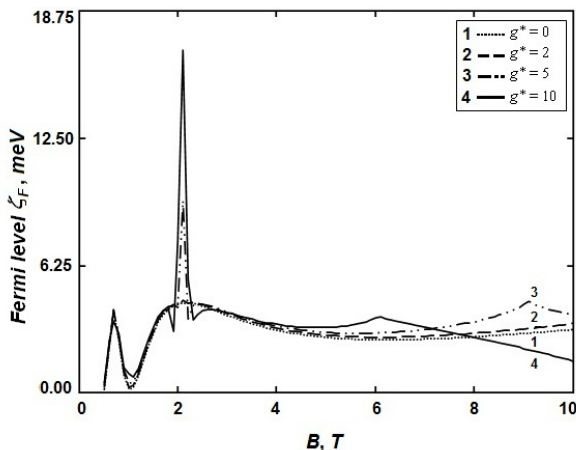
burada $\theta(x)$ - pilləvari Hevisayd funksiyası, ζ - kimyəvi potensialdır, Z_0 isə aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$Z_0 = \begin{cases} \pi & , \zeta_F > 2\varepsilon_0 \\ \arccos(1 + (\mu B - \zeta_F)/\varepsilon_0) & , \zeta_F < 2\varepsilon_0 \end{cases} \quad (5)$$

Buradakı ζ_F - Fermi səviyyəsi üçün $\zeta_F < 2\varepsilon_0$ halında tapırıq:

$$\zeta_F - \mu B = \varepsilon_0 \left[1 - \cos(na\pi^2 R^2) \sqrt{1 - \left(\frac{g^* \mu_B B}{2\varepsilon_0 \sin(na\pi^2 R^2)} \right)^2} \right] \quad (6)$$

(6) ifadəsindən istifadə edərək Fermi səviyyəsinin maqnit sahəsindən, temperaturdan, zona parametrlərindən və spin parçalanmasının g^* - faktorundan asılılığını təyin etmək üçün ədədi hesablamalar aparılmış və bu faktorun müxtəlif qiymətlərində, $\varepsilon_0 = 1 \text{ meV}$, $a = 10 \text{ nm}$, $n = 10^{23} \text{ m}^{-3}$, $m_{\perp} = 0,2m_0$ parametrləri üçün, maqnit sahəsindən asılılığı qurulmuşdur [2].



Şək.1. Spin parçalanması nəzərə alınmaqla Fermi səviyyəsinin maqnit sahəsindən asılılığı

Şəkildən göründüyü kimi Fermi səviyyəsi maqnit sahəsinin qiymətindən və g^* - faktorundan asılı olaraq qeyri-

monoton dəyişir. Belə ki, Fermi səviyyəsi maqnit sahəsində ossilyasiya edərək ekstremumlara – piklərə malik olur. Bu ossilyasiyaların xarakteri, piklərin qiyməti və periodu spin parçalanması, effektiv kütlə və yükdaşıyıcıların konsentrasiyası ilə təyin olunur. Piklərin itiliyi isə elektron qazının tam cırlaşmış olması ilə əlaqədardır.

1. Б.М.Аскеров. Электронные явления переноса в полупроводниках. Москва: Наука, 1985. 320 стр.

2. Fiqarova S.R., Mahmudov M.M. AMEA-nın Xəbərləri, fiz.-riy. və tex. elm. ser., Bakı, cild XXXV, № 5, 2015, səh. 3-7.

Elmi rəhbər: dos.M.M.Mahmudov

BƏRK CİSİMLƏRİN HAL TƏNLIYININ SƏCİYYƏVİLİYİ

Hüseynova Y.Ş., Bağirov O.R.
Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universiteti
yegana.huseynova197@gmail.com

Bərk cisimlərdə atomlararası məsafə atomların xətti ölçüsü tərtibindədir və atomlar bir-biri ilə kifayət qədər qarşılıqlı təsirdədirlər. Bərk cisimlərdə hər bir atom daxilində elektron-nüvə qarşılıqlı təsirini nəzərə almaqla yanaşı, həm də hər bir atom elektronu ilə digər atomların nüvələri arasındakı qarşılıqlı təsiri nəzərə almaq lazım gəlir. Bərk cisim mütləq sıfırda ($T=0$) elektronlardan tənəzərdən keçirərkən kristalın sıfırıncı rəqsləri hesabına nüvələrin hərəkət edə biləcəklərini nəzərdən atmaq və nüvələrin qəfəsin düyün nöqtələrində sükunətdə olmalarını qəbul etmək olar. Bu şərtləri nəzərə alaraq hal tənliyinin araşdırılmasının mümkünliyi baxımından bərk cisim modelinin aşağıdakı iki şərti ödəməsi zəruridir:

1. Nüvələr bir-birindən aralandıqda yaranan cəzəbmə və

2. Nüvələr bir-birinə yaxınlaşdıqda yaranan itələmə qüvvələri düzgün təsvir olunmalıdır.

Kristalda atomların rabitə enerjisi tərtib etibarilə atomda valent elektronlarının rabitə enerjisi qədər olduğu halda, daxili elektron təbəqəsindəki elektronlarının rabitə enerjisindən kiçikdir. Buna görə də deyə bilərik ki, bərk cisimlərdə rabitə qüvvələri xarici (valent) elektronların qarşılıqlı təsiri ilə yaranır və bu halda daxili elektron təbəqələri praktiki olaraq dəyişməz qalır. Son deyilənlər isə bizə əsas verir ki, bərk cisimləri, təqribi də olsa ionlar və xarici (valent) elektronlardan təşkil olunmuş sistem kimi təsəvvür edək.

Yuxarıda şərh edilənlər göstərir ki, müxtəlif növ bərk cisimlərdə eyni bir fiziki xassə fərqli qanunauyğunluqla verilməlidir. Bu qanunauyğunluqlar isə, ümumilikdə, hal tənzimlərinin köməyi ilə aşkarlanı bilər.

1. Bərk cisimlərin hal tənzimliyi termodinamik hal parametrləri arasında əlaqə olduğundan (xüsusi halda P, V, T arasında) və bu parametrlər bərk cismin quruluşundan, atomlararası rabitənin növündən və s. asılı olduğundan hal tənzimliyi müxtəlif növ kristallar üçün müxtəlifdir. Bu müxtəliflik birinci növbədə tam enerjinin atomlararası məsafədən asılılığında özünü biruzə verir.

2. Mütləq sıfır temperaturunda atomlararası cəzəbmə qüvvəsinin üstlü, itələmə qüvvəsinin isə eksponensial qanun üzrə dəyişməsinə fərz etməklə müxtəlif növ kristallar üçün hal tənzimliyini aşağıdakı kimi müəyyən etmək olar:

1. İon kristalları:

$$P_u = A \cdot x^{-\frac{2}{3}} \exp[b(1 - x^{1/3})] - K \cdot x^{-1/3} ;$$

2. Molekulyar kristallar:

$$P_{mk} = A \cdot x^{-\frac{2}{3}} \exp[b(1 - x^{1/3})] - K \cdot x^{-3} ;$$

3. Metallar:

$$P_m = A \cdot x^{-\frac{2}{3}} \exp[b(1 - x^{1/3})] - K \cdot x^{-4/3} ;$$

4. Valent kristalları :

$$P_{v,k} = (a \cdot x^{-\frac{2}{3}} - c) \exp[b(1 - x^{-1/3})]$$

3. Mütləq sıfırda istilik rəqslərin prinsipial fərqli olan sıfırıncı rəqslərin mövcudluğu əlavə təzyiqin yaranmasına səbəb olur. Heyzenberqin qeyri-müəyyənlik prinsipindən istifadə etməklə göstərmək olar ki, bu təzyiq

$$P_0 = \frac{9}{8} \cdot \frac{R}{\mu} \cdot \theta \rho_0 \cdot \frac{\gamma}{x}$$

ifadəsi ilə təyin olunur. P_0 bir neçə kilobar tərtibindədir və cismin həcmi azaldıqca artır.

4. Bərk cisimlərin hal tənliyinin müəyyənləşdirilməsinin digər mümkün yollarından biri potensiallar metodudur. Bu metod bərk cisimlərin mayelərə oxşar olaraq izotrop mühit kimi qəbul edilməsi və onlara Van-der-Vaals metodunun tətbiqinə əsaslanır. Potensiallar metodu ilk dəfə Mi tərəfindən verilmişdir. Miyə görə bərk hal tənliyi ümumi halda

$$3PV = 2E_k + \sum r \cdot f(r)$$

kimi verilə bilər. Hal tənliyinin aşkarlanması üçün qəfəs rəqslərinin kinetik enerjisi (E_k), atomların qarşılıqlı təsiri uyğun potensial enerjini ($r \cdot f(r)$), nəticə etibarilə $f(r)$ -i bilmək lazımdır. Digər tərəfdən $f(r) = -\varphi(r)dr$ olduğundan $f(r)$ -in bilinməsi zəruridir. Miyə görə

$$\varphi(r) = \frac{a}{r^n} - \frac{b}{r^m}, (n > m)$$

İon kristalları üçün Born görə

$$\varphi(r) = \frac{A}{r^9} - \frac{B}{r} - \text{dir.}$$

Metallar üçün Bardinə görə

$$\varphi(r) = \frac{a}{r^3} + \frac{b}{r^2} - \frac{c}{r} - \text{dir.}$$

1.E.Ə.Eyvazov. Bərk cisimlər fizikası, Bakı 2010

2.E.Ə.Eyvazov. Statistik paylanmalar, Bakı 1992

Elmi rəhbər: dos. S.Ş.Qurbanov

YARIMKEÇİRİCİ ƏSASLI NANO MƏFTİLDƏ IŞIĞIN UDULMASI

Quliyeva S.K.
Bakı Dövlət Universiteti
bdu_93@mail.ru

Bərk cisimlərin ölçüləri kiçilib, yükdaşıyıcıların (elektron və ya dəşiklərin) de-Broyl dalğası tərtibində olarsa, onların optik xassələri köklü sürətdə dəyişir. Bu onunla bağlıdır ki, yükdaşıyıcıların enerji spektri kvantlanmış olur. Bu isə öz növbəsində hal sıxlığının dəyişməsinə gətirir. Hal sıxlığının dəyişməsi bütün xətti və qeyri-xətti optik xassələrə təsir edir.

Təqdim olunan işdə kvazibirölçülü silindrik *GaAs/GaAlAs* kvant məftilində optik udulma əmsalı hesablanmışdır. Əvvəlcə Şredinger tənliyinin həllindən enerji spektri və dalğa funksiyaları tapılmış və onların əsasında hal sıxlığı və zonalararası udulma əmsalı hesablanmışdır. Udulma əmsalının kvant məftilinin radiusundan və düşən işığın tezliyindən asılı analitik ifadəsi alınmışdır. Seçmə qaydaları və polyarizasiya şərtləri müəyyən edilmişdir. Göstərilmişdir ki, udulma əmsalı düşən işığın tezliyindən asılı olaraq ossilyasiya edir, onun qiyməti isə kvant məftilinin en kəsiyinin radiusu kiçildikcə artır.

Elmi rəhbər: prof.T.H.İsmayilov

PARABOLİK POTENSİALLI NAZİK METAL TƏBƏQƏSİNDƏ ELEKTRON QAZININ FERMI ENERJİSİ

Zeynalova S.İ.
AMEA Fizika İnstitutu
sebine-zeynalova@mail.ru

Hazırda müxtəlif materiallardan ibarət altlıqlar üzərinə

çökdürülmüş nazik metal təbəqələrin tədqiqi müasir nanoelektronikada aktualdır. Məlumdur ki, belə təbəqələrin makroskopik xarakteristikaları-səth enerjisi, çıxış işi və s. təbəqənin qalınlığından asılı olur və bu asılılıq ossillyasiya xarakteri daşıyır. Bir sıra işlərdə bu ölçü kvantlanması ilə izah olunur. Qalınlığın artması ilə ossillyasiyalar zəifləyir və onun müəyyən qiymətindən sonra təbəqə özünü həcmi nümunə kimi aparır. Qeyd edək ki, yuxarıda sadalanan xarakteristikaların təbəqənin qalınlığından asılılığı ədədi hesablamalarla müəyyən edilmişdir. Təqdim olunan işdə $T=0$ temperaturunda vakuumda yerləşən parabolik potensiallı metal təbəqədəki cırlaşmış elektron qazına baxılmışdır. Bu modeldə sabit temperatur halında E_F Fermi enerjisi üçün təbəqənin qalınlığından asılı analitik ifadə alınmışdır. Göstərilmişdir ki, qalınlığın artması ilə hər dəfə növbəti ölçü səviyyəsi Fermi səviyyəsini kəsib ondan aşağı keçəndə kəskin pik alınır. Pikin itiliyi və forması Fermi səviyyəsinin altına keçən ölçü səviyyəsinin nömrəsindən asılıdır.

Elmi rəhbər: prof. T.H.İsmayılov

TlInSe₂ KRİSTALINDA SIÇRAYIŞLI KEÇİRİCİLİYİNİN TƏDQIQI

Alışanova S.F.

Bakı Dövlət Universiteti

sabina_ada@mail.ru

Aparılan tədqiqatın məqsədi, TlInSe₂ kristalında 90-300K temperatur intervalında keçiriciliyinin xüsusiyyətinin öyrənilməsi, həmçinin Mott yaxınlaşması çərçivəsində [1,2] keçiriciliyin təhlilinin aparılmasından ibarətdir.

Elektrik keçiriciliyinin ölçmələri dörd zondlu üsulla, tetroqonal “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.

TlInSe₂ nümunələrinin elektrik keçiriciliyi tədqiq olunmuş və sıçrayışlı keçiriciliyin mövcudluğunun temperatur və tezlik intervalları, həmçinin kristalın lokallaşmış hallar üzrə keçiriciliyin müşahidə olunduğu sərhəd tezliyinin aşağı qiymətləri müəyyən edilmişdir. TlInSe₂ nizamı pozulmuş kristal qəfəsi ilə səciyyəli ki, bu da bir çox yolla formalaşa bilər. Keçiriciliyin sıçrayışlı xarakteri üçün məsul olan əlavə səbəblər nəzərdən keçirilmişdir. Tədqiq olunan kristallar üçün lokallaşmış halların parametrlərinin: Fermi səviyyəsinin ətrafında lokallaşmış halların sıxlığı, dərin tələlərin konsentrasiyası, eləcə də yükdaşıyıcıların sıçrayışlarının orta müddəti və məsafəsinin qiymətləri hesablanmışdır. Birləşmədə enerji hallarının lokallaşmasına gətirən əlavə səbəblər nəzərdən keçirilmişdir.

Keçiriciliyin sıçrayışlı mexanizmi yükdaşıyıcıların kiçik yürüklüyü ilə səciyyəli. Belə ki, yükdaşıyıcıların sıçrayışları yaxınlıqda yerləşən akseptor səviyyələrinin dalğa funksiyalarının quyruq hissələrinin zəif örtülmələri üzrə həyata keçirilir.

Təcrübələrin nəticələrindən görünür ki, lokallaşmış hallar üzrə keçiricilik zona keçiriciliyini üstələyir. Keçiriciliyin bu xüsusiyyətini belə izah etmək olar: əgər nəzərə alsaq ki, lokallaşmış hallar üzrə keçiricilik aşqar səviyyələrdə olan bütün daşıyıcılar tərəfindən həyata keçirilir, zona keçiriciliyinin töhfəsi isə valent zonadan daşıyıcıların donması səbəbindən əhəmiyyətli dərəcədə zəifləmiş olur.

1. Мотт Н.Ф., Девис Э.А.. Электронные процессы в некристаллических веществах. Мир, М. 1974, с. 472.

2. Шкловский И., Эфрос А.Л.. Электронные свойства легированных полупроводников. М., Наука, 1979, с. 416.

Elmi rəhbər: prof. Əliyev İ.M.

СПИНОВАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ КВАНТОВОЙ ПРОВОЛОКИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Рзаева А.С.

Бакинский Государственный Университет

aydanrzayeva@outlook.com

Спинтроника представляет собой новое направление электроники, в которой помимо заряда электрона используется спин электрона. [1, 2]. В будущем, устройства спинтроники будут наиболее распространенными по сравнению с обычными электронными устройствами из-за их компактности, быстродействия и надежности [3]. Центральной темой спинтроники является контроль спина электронов и дырок с помощью электрического и магнитного полей [4]. В данной работе, исследован спиновый ток в полупроводниковой квантовой проволоке. С помощью уравнения Шрёдингера, в одночастичном приближении рассчитан энергетический спектры волновые функции электронной системы в магнитном поле:

$$E_{n(\pm)}^{(0)} = \hbar\omega \left(a_n^+ a_n + \frac{1}{2} \right) + \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m^*} \pm \frac{1}{2} \mu_B g B \quad (1)$$

$$\Psi(x, y) = \Psi(x) \exp(ik_y y), \quad (2)$$

здесь $\hbar$ – постоянная Планка, a_n^+ и a_n^- – спиновые операторы, ω_0 – собственная частота осциллятора, ω – эффективная частота, g – магнитный фактор, B – магнитная индукция и μ_B – магнетон Бора, k_y – волновой вектор вдоль направления оси y . На основе полученных спектра и волновых функций, вычислена спиновая проводимость, которая имеет вид:

$$G_i^s = \frac{I_i^s}{V} = \frac{e}{2\pi} \langle v(\mu) | \sigma_i | v(\mu) \rangle, \quad (3)$$

здесь e – заряд электрона, $\langle v(\mu) | \sigma_i | v(\mu) \rangle$ – среднее значение спиновой компоненты, μ – электрохимический

потенциал.

На основе результатов проведённых вычислений, построены графики зависимости энергетического спектра, электронной и спиновой проводимостей в сильном, среднем и слабом магнитных полях в зависимости от напряжения, подаваемого на торцы проволоки. Исследуемая спиновая проводимость с ростом напряжения растёт и имеет осцилляционный характер.

В сильных магнитных полях, энергетические зоны имеют плоский вид. Спины соседних подзон оказываются противоположными друг другу и параллельны (антипараллельны) направлению магнитного поля. Зависимость электронной проводимости от приложенного напряжения имеет ступенчатый характер. Т.к. значение полного спина системы состоит из суммы отдельных спинов, то зависимость результирующей спиновой проводимости имеет импульсный характер, т.е. состоит из отдельных импульсов с равными амплитудами. Длина этого импульса равна энергетическому расстоянию между уровнями с противоположными спинами.

В промежуточных магнитных полях, свойства спиновой проводимости зависят от спин-орбитального взаимодействия и значения магнитного поля. Спиновая компонента в направлении оси z имеет прерывистый импульсный характер, резким изменением спиновой величины при пересечении уровня Ферми с очередными минимумами энергетических подзон. Спиновая компонента вдоль оси x с ростом магнитного поля – растёт, что в свою очередь отражает влияние спин-орбитального расщепления Рашбы и эффекта Зеемана, из-за чего в различных зонах, спин изменяется по-разному в зависимости от k_y .

В случае слабых магнитных полей, преобладает спин-орбитальное взаимодействие Рашба и расщепление энергетических зон происходит вдоль оси k_y . В отсутствие магнитного поля, спиновые компоненты вдоль осей y и

зравны нулю, в результате чего, после отключения одного из каналов, спиновая компонента вдоль оси x прерывается и результирующий спин остается параллельным оси x для всех значений напряжения.

В заключение, исследована зависимость спинового тока вдоль квантовой проволоки от приложенного напряжения. В результате, получено, что функциональная зависимость спинового тока от напряжения имеет сложный характер. В более общем случае, ввиду конкуренции между взаимодействиями Рашбы и Зеемана, спин испытывает флуктуации в плоскости, перпендикулярной оси квантовой проволоки.

1. L. Worschech, D. Hartmann, S. Reitzenstein, A. Forchel, *J. Phys., Condens. Matter* 17, R775 (2005).
2. W. Lu, C.M. Lieber, *J. Phys. D., Appl. Phys.* 39, R387 (2006).
3. G. Engels, J. Lange, T. SchÄapers, H. LÄuth, *Phys. Rev. B* 55, R1958 (1997).
4. D. Grundler, *Phys. Rev. Lett.* 84, 6074 (2000).

Научный руководитель: проф. Исмаилов Т.Г.

TlInTe₂KRİSTALLININ KOMPLEKS IMPEDANS SPEKTRİ

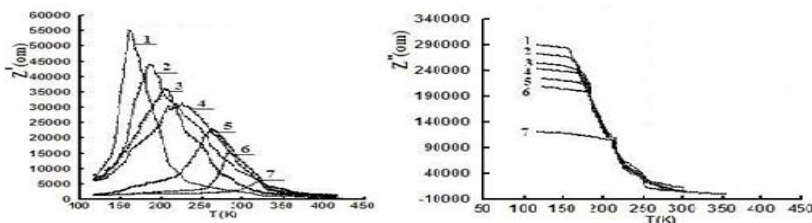
Fətəlizadə X.Z.

Bakı Dövlət Universiteti

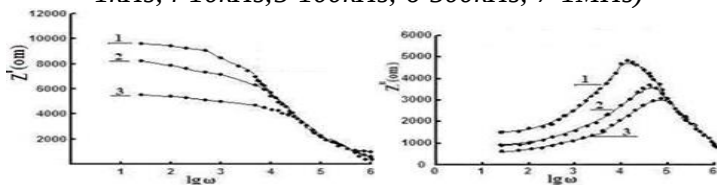
xedicefetelizade@gmail.com

Fundamental proseslərin, xassələrin və tətbiqi tədqiqatların öyrənilməsində metod kimi impedans spektroskopiyasından geniş istifadə olunur. Dəyişən elektrik sahəsində elektrik keçiriciliyinin ölçülməsinin əsas problemi alınan nəticələri düzgün təhlil etmək və ya ekvivalent sxemi seçməkdir. Şəkil 1-də $Z^*(f)$ kompleks impedansın uyğun olaraq həqiqi və xəyalı hissələrinin temperaturdan asılılıqları müxtəlif tezliklər üçün

verilmişdir (200Hz÷1MHs). Şəkil 1-dən göründüyü kimi Z' (impedansın həqiqi hissəsi) maksimal qiyməti ölçmə tezliyinin artması ilə yuxarı temperaturalar oblastına doğru sürüşür və onun amplitud qiyməti azalır. İmpedansın xəyalı hissəsinin (Z'') temperaturdan asılılığı pilləkənvari şəkildədir. Ölçmə tezliyi artdıqca "pilləkənin" amplitud qiyməti azalır.



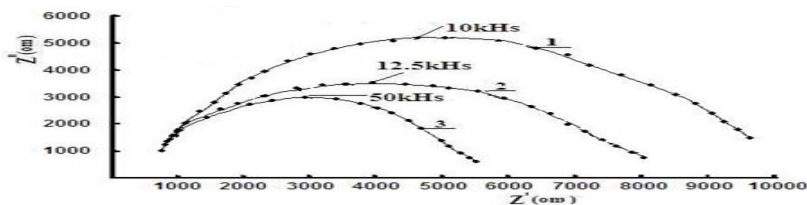
Şəkil.1. TlInTe₂ kristallının $Z^*(f)$ kompleks impedansının həqiqi və xəyalı hissəsinin temperaturdan asılılığı (1-200Hz; 2-500Hz; 3-1kHs; 4-10kHs; 5-100kHs; 6-500kHs; 7-1MHs)



Şəkil.2. TlInTe₂ kristallının $Z^*(f)$ kompleks impedansının həqiqi və xəyalı hissəsinin tezlikdən asılılığı. (1-320K; 2-360K; 3-404K)

Şəkil 2-də TlInTe₂ kristallının $Z^*(f)$ kompleks impedansının uyğun olaraq həqiqi və xəyalı hissəsinin müxtəlif temperaturalarda ölçmə tezliklərindən asılılığı verilmişdir. Şekillərdən göründüyü kimi $Z'(\omega)$ kompleks impedansının həqiqi hissəsi müxtəlif temperaturalarda tezlik asılılıqları "pilləkənvari" dəyişir, $Z''(\omega)$ xəyalı hissəsi isə maksimumlarla müşayiət olunur və maksimumlar temperatur artdıqca yuxarı tezlik oblastına doğru sürüşür. İmpedansın tezlik asılılığında, elektrik sahəsinin tezliyinin artması ilə onun qiymətinin

azalması və dispersiya müşahidə olunur [1]. İmpedans spektroskopiyasının əsasında impedans qodoqrafının qurulması və təhlili durur.



Şəkil.3. TlInTe_2 kristallının $(Z''-Z')$ kompleks müstəvisində qodoqraması (1-320K; 2-360K; 3-404K)

Şəkil 3-də $(Z'-Z'')$ kompleks müstəvisində diaqramma (qodoqramma) verilmişdir. Real sistemlər üçün dielektrik və impedans spektrləri ekvivalent dəyişmə sxemləri köməyi ilə yazılır (dəyişən cərəyan sxemi). $(Z'-Z'')$ kompleks müstəvisində paralel RC- birləşməsində qodoqraf yarım dairə şəklində olur [2-6].

R və C paralel birləşməsində impedansın həqiqi və xəyali hissələri aşağıdakı kimi təyin olunur

$$Z' = \frac{R}{1 + (RC\omega)^2} \quad \text{və} \quad Z'' = R \frac{RC\omega}{1 + (RC\omega)^2}$$

Sadə rezistor və tutum əsasında ekvivalent sxem bütün tədqiq olunan tezlik oblastında eksperimental nəticələri təsvir etmir. Qodoqrafın aşağı tezlikli oblastında aşağıdakı uyğunsuzluqlar var. Eksperimental nöqtələr ideal yarım dairədən kənara çıxır (şəkil 3). Bu kənara çıxmalar diffuziya impedansı ilə əlaqədardır [3-4]. Yəni aşağı tezliklərdə yük daşıyıcıların qradienti əmələ gəlir. Dreyfin əks istiqamətində diffuziyanın artması impedansın həqiqi hissəsinin Z' qiymətini artırır. Bu yanaşma, eyni zamanda eksperimental nəticələrdə ideal yarım dairənin alınmamasını, yəni təhrif olunmasına gətirib çıxarır. Elektrik tutumunu RC paralel dövrə ilə ardıcıl birləşmiş

Csc kimi yazmaq olar. Beləliklə kompleks impedans spektrlərinin öyrənilməsi göstərdi ki, tədqiq olunan temperatur–tezlik intervalında TiInTe_2 birləşməsi kristallarının elektrik xassələri iki əsas prosesin olması ilə müəyyən olunur. Bu proseslərdən biri düyünlərarası ionların sıçrayışlı keçiriciliyinə uyğundur, digəri isə təcrid olunmuş elektrodlar yaxınlığında yük daşıyıcılarının toplanması prosesidir.

1. M.D. Volnyanskiy, S.N. Plyaka, M.P. Trubitsin, Yaxya FTT, 2012, tom, 54, vip. 3, s. 471. (Rusca).

2. A. Vest. Ximiya tvyordoqo tela. MİR, M., 1988, 336 s.

3. B.H. Чеботин, M.B. Перфильев. Электрохимия твердых электролитов. Химия, 7M. (1978). 310с.

4. Impedance Spectroscopy, Emphasizing Solid Materials and Systems / Ed. J. Ross MacDonald, J. Wiley & N. Y. Sons, 1987

Elmi rəhbər: prof. Y.Q. Nurullayev

$\text{ZnSe} - \text{Sm}_2\text{Se}_3$ SİSTEMİNDƏ Sm_2Se_3 ƏSASINDA ALINMIŞ BƏRK MƏHLUL ƏRİNTİLƏRİNİN ELEKTROFİZİKİ XASSƏLƏRİNİN TƏDQIQI

Əliyev K.Ə.

Bakı Dövlət Universiteti

$\text{ZnSe} - \text{Sm}_2\text{Se}_3$ halkogenli birləşmələr yarımkəçiricilərdir və onlar əsasında alınan birləşmələr və bərk məhlullar fətohəssas material olub, optik cihazların hazırlanmasında istifadə edilir.

$\text{ZnSe} - \text{Sm}_2\text{Se}_3$ sistemində ilkin komponentlər əsasında bərk məhlul sahəsinin əmələ gəlməsi müəyyən edilmişdir. İşdə qarşıya qoyulan məqsəd ZnSe əsasında alınan bərk məhlul sahəsinin elektrofiziki xassələrinin öyrənilməsidir.

Bu məqsədlə Sm_2Se_3 əsasında alınmış bərk məhlul sahə-

sindən 2,3 və 5 mol % Sm_2Se_3 tərkibli ərintilər sintez edilmişdir. Sintez $900-1000^{\circ}S$ temperatur intervalında aparılmışdır. Alınmış nəticələri homogenləşdirmək üçün $700^{\circ}S$ -də 150 saat müddətində saxlanılmışdır. Homogenləşdirilmiş və sonra 200-250 atmosfer təzyiqdə preslənərək tablet şəklində salınmışdır. Elektrik keçiriciliyi $20-500^{\circ}S$ temperatur intervalında kompensasiya metodu ilə ölçülmüşdür.

2 mol % Sm_2Se_3 əsasında alınan bərk məhlulu elektrik keçiriciliyi $\sigma = 6,20 \cdot 10^8 \text{ Om}^{-1} \cdot \text{sm}^{-1}$ -dir. 5 mol % Sm_2Se_3 ərintisinin elektrik keçiriciliyi yarımkəçirici xassəyə malik olub, temperaturdan asılı olaraq artır. $(ZnSe)_{1-x} - (Sm_2Se_3)_x$ bərk məhlul ərintilərinin termo e.h. qüvvəsinin temperaturdan asılılığı öyrənilmişdir. Termo elektrik hərəkət qüvvəsi temperaturdan asılı olaraq bütün temperaturlarda monoton artır və təxminən $500-600^{\circ}K$ temperaturda maksimum qiymət alır, sonra tədricən azalır. Bərk məhlul sahəsindəki 5 mol % tərkibin daha yüksək effektivliyə $Z = 3,84 \cdot 10^3 K$ malik olduğu müəyyən edilmişdir.

VANADIUM ATOMI İLƏ AŞKARLANMIŞ MONOKLIN QURULUŞLU TİS BİRLƏŞMƏSİNİN DİELEKTRİK XASSƏLƏRİ

Quliyeva A.M.
Bakı Dövlət Universiteti
elnur_605@mail.ru

Monoklin quruluşlu TİS birləşməsində (tetroqonal fazadan fərqli olaraq) seqnetoelektrik faza keçidləri aşkar edilmişdir. Bəzi seqnetoelektrlərdə aşkar vurduqda dielektrik nüfuzluğunun temperatur asılılığında yayımlı fazalar aşkar olunur.

Son illərdə seqnetoelektrlərdə yayımlı faza keçidləri temperatur oblastında geniş tədqiqatlar aparılır.

Yayımlı faza keçidli seqnetoelektrlər relaksor adlanır. Relaksor adlanan seqnetoelektrlər daha çox öyrənilən seqnetoelektrik materiallara aiddir. Relaksorlarda aşağı temperaturu faza ilə bir haldır ki, burada nümunə müxtəlif istiqamətli spontan polyarizasiyalı mikro sahələrə bölünür. Bu mikro sahələrdə polyarizasiyanın istiqaməti lokalizasiya olunmuş yüklərlə möhkəmlənir.

TİS yarımkeçirici birləşmə olduğundan, aşqarların daxil edilməsi lokal elektrik sahəsi yarada bilən lokal yük mərkəzləri yaradır [1]. Relaksor faza keçidli seqnetoelektrlərin əsas xüsusiyyəti ondan ibarətdir ki, T_m – dielektrik əmsalının temperatur asılılığında maksimumu, T_d - T_f temperatur intervalında Foqel – Fulçer münasibəti ilə ifadə olunur . Bu temperatur intervalında dielektrik əmsal qanuna tabe olur, T_d - Börns temperaturundan yuxarı temperaturlarda isə, Kuri-Veys qanuna görə dəyişir. Beləliklə göstərilmişdir ki, vanadium ilə aşkarlanmış TİS birləşmələrdə ($TIS < V >$) relaksor seqnetoelektrlərə aid bütün xarakterik xüsusiyyətlər müşahidə olunur. $TIS < V >$ birləşmədə dayanıqlı relaksor temperatur oblastı əmələ gəlir. $T_f = 164$ K temperaturunda nanodomen relaksor halından makrodomen seqnetoelektrik halına faza keçidi baş verir.

1. Коротков Л.Н., Гриднев С.А., Константинов С.А., Бабкина И.В., Бармин Ю.В. Электрические и диэлектрические свойства аморфного титаната свинца. Известия РАН, сер. физ., 2001, т.65, № 8, с.1138-1142.

Elmi rəhbər: prof. İ.M.Əliyev

METAMATERIALLARDA ÜÇÜNCÜ HARMONİKANIN KOMPLEKS AMPLİTUDU

Şamilova Ş.A., Məlikova N.A.

Bakı Dövlət Universiteti

nigarmelikovanm@gmail.com

Son illərdə təbiətdə rast gəlinməyən xüsusi elektromaqnit xassələrə malik süni kompozit materiallar olan metamaterialların optik xassələri üzrə aktiv surətdə tədqiqatlar aparılır. Metamaterialların daha çox maraq doğuran tiplərindən biri, müəyyən tezlik oblastında sındırma əmsalının həqiqi hissəsi mənfi qiymət alan strukturlardır. Hal-hazırda sındırma əmsalı spektrin mikrodalğalı, infraqırmızı və hətda optik oblastında mənfi qiymət alan metamateriallar məlumdur.

Əvvəlki işlərdə belə mühitlərdə ikinci harmonikanın generasiyası və üçdalğalı qarşılıqlı təsir zamanı parametrik güclənmə təsvir olunmuşdur və ikinci harmonikanın generasiyası təcrübi olaraq müşahidə olunmuşdur. Bəzi işlərdə, xətti halda olduğu kimi, düzünə və əks dalğalar arasında rezonans əlaqə göstərilmişdir ki, bu da metamaterialda itkini kompensə etmə imkanı yaradır və parametrik generasiyanı həyata keçirir. Həmçinin kubik qeyri-xətti metamaterialda dörd dalğalı parametrik prosesə baxılmışdır.

Metamateriallar – sistemin parametrlərini variasiya etməklə elektromaqnit xassələri idarə oluna bilən mikrorezonatorlar sistemidir. Metamateriallar üzrə tədqiqatlar yaxın elektromaqnit sahəsini idarə edən cihazların yaradılması üçün geniş imkanlar açır.

Adi materiallarda atomların xassələrini və onlar arasındakı məsafəni idarə edə bilmirik. Metamateriallarda isə struktur elementləri mikrorezonatorlardır ki, onlar da çoxlu atomlardan təşkil olunub. Belə olan halda, biz özümüz, $d < \lambda$ şərtini ödəyəcək şəkildə, elementlərin ölçüsü və onlar arasındakı

məsafəni seçə bilərik.

Hazırkı işdə tədqiqat obyektini üçüncü harmonikanın həyəcənə gətirilməsi prosesidir ki, bu da birbaşa (birçevirici kristalda), həm də kaskad (bir kaskadlı, iki kaskadlı və sayır) yolu ilə tezlik çevrilməsi zamanı mümkündür. Harmonikanın generasiyasına sabit intensivlik yaxınlaşmasında dörd dalğalı qarışıqın təsiri prosesi araşdırılıb və analitik şəkildə kompleks amplitud alınmış.

Metamateriallarda üçüncü harmonikanın generasiyası zamanı kompleks amplitudun alınması üçün qısaldılmış tənliklərdən istifadə edək:

$$\begin{cases} \frac{dA_1}{dz} + \delta_1 A_1 = i\gamma_1 A_3 (A_1^*)^2 \exp(i\Delta z) \\ \frac{dA_3}{dz} + \delta_3 A_3 = i\gamma_3 A_1^3 \exp(-i\Delta z) \end{cases} \quad (1)$$

Burada, $\Delta = k_3 - 3k_1$ – fazalar fərqi,

$$\gamma_1 = \frac{2\pi\omega_1}{c} \sqrt{\frac{\mu_1}{\varepsilon_1}} \chi_{eff}^{(3)}, \quad \gamma_3 = \frac{2\pi\omega_3}{c} \sqrt{\frac{\mu_3}{\varepsilon_3}} \chi_{eff}^{(3)} - \text{isə } \omega_{1,3} \text{ uyğun}$$

tezliklərdə qeyri-xətti əlaqə əmsallarıdır.

(2) sisteminin ikinci tənliyini ikiqat diferensiallayaq:

$$\frac{d^2 A_3}{dz^2} + \delta_3 \frac{dA_3}{dz} = 3iA_1^2 \gamma_3 \frac{dA_1}{dz} \exp(-i\Delta z) - i\gamma_3 A_1^3 i\Delta \exp(-i\Delta z)$$

Aşağıdakı sərhəd şərtlərindən istifadə edərək kompleks amplitudu hesablayaq:

$$A_1(z=l) = A_{1l} \exp(i\varphi_{1l}), \quad A_3(z=0) = 0 \quad (2)$$

Burada $z=l$ metamateriala sağ tərəfə uyğun gəlir, φ_{1l} – qeyri-xətti mühitin çıxışında doldurma dalğasının başlanğıc fazasıdır. (1) sistemini sabit intensivlik yaxınlaşması ilə həll edərkən ($I_1(z) = I_1(z=l) = I_{1l}$ və (2) sərhəd şərtlərini nəzərə almaqla), biz qeyri-xətti orta z uzunluqda harmonik dalğanın kompleks amplitudu üçün alırıq:

$$A_3(z) = -\frac{\gamma_3 A_{1l}^3 \cdot \sinh \lambda z}{\frac{\Delta}{2} \sinh \lambda l + i \lambda \cosh \lambda l} \exp \left[i 3 \varphi_{1l} - \frac{i \Delta (z + l)}{2} \right],$$

əgər

$$3\Gamma^2 \geq \frac{\Delta^2}{4} \quad (3)$$

Burada $\lambda^2 = 3\Gamma^2 - \frac{\Delta^2}{4}$, $\Gamma^2 = \gamma_1 \gamma_3 I_{1l}^2$, $I_j = A_j A_j^*$.

$3\Gamma^2 < \frac{\Delta^2}{4}$ halında isə alırıq:

$$A_3(z) = \frac{i \gamma_3 A_{1l}^3 \cdot \sin \lambda' z}{\lambda' \cos \lambda' l - i \frac{\Delta}{2} \sin \lambda' l} \exp \left[i 3 \varphi_{1l} - \frac{i \Delta (z + l)}{2} \right] \quad (4)$$

Burada

$$\lambda'^2 = 3\Gamma^2 - \frac{\Delta^2}{4}.$$

Alınmış nəticələrdən görünür ki, harmonikanın amplitudu harmonika dalğasının doldurma dalğasına əks təsiri ilə nəticələnən faktordan asılıdır. Bu faktor üçüncü harmonikanın fazasına təsir edir. Əlavə olaraq görünür ki, alınan nəticələr verilmiş sahə yaxınlaşmasının müqayisəsində, üçüncü harmonikanın dalğa fazası doldurma dalğasının intensivliyindən asılıdır.

Elmi rəhbər: prof. R.C.Qasımova

YSPE+ x həcm% GaAs TİP KOMPOZİTLƏRİN ALINMASI VƏ DİELEKTRİK PARAMETRLƏRİNİN TEZLİK- TEMPERATUR XARAKTERİSTİKALARI

Əhmədova G.B.

AMEA Fizika İnstitutu

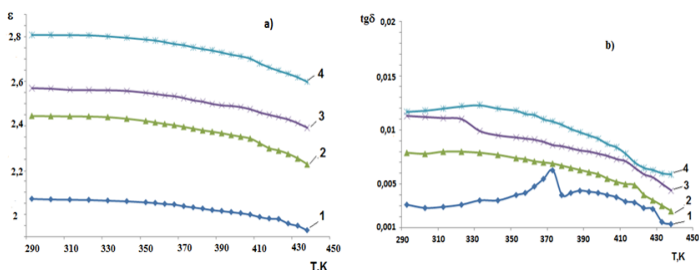
gunayehmedova12@gmail.com

Kompozisiya materiallarının alınmasında əlavələrin seçilməsi xüsusi əhəmiyyət kəsb edir. Bu baxımdan yuxarı sıxlıqlı polietilenə (YSPE) əlavə kimi GaAs birləşməsinin seçilməsi təsadüfi deyil. Bu birləşmə müasir cihazların qurulmasında

istifadə olunan ən perspektivli yarımkeçiricilərdən biri hesab edilir və tətbiqolunma imkanlarına görə hətta silisium elementini də üstələyir.

Beləliklə, YSPE – yə kifayət qədər perspektivli birləşmə olan GaAs əlavələr etməklə yeni sinif materialların alınması şübhə doğurmur. Stexiometriyaya uyğun polimer kompozit materialların alınması üçün toz halına salınmış polietilenin və yarımkeçirici əlavənin bir-birinə qarışdırılması həyata keçirilir. Sonrakı mərhələdə həmin qarışıq polimer matrisanın ərimə temperaturunda, 15 MPa təzyiqdə, alüminium folqa arasında preslənir və nəticədə 100 mkm qalınlığında nazik təbəqə alınır. Nümunələr suda sürətlə soyudulur və folqa kənarlaşdırılır.

Bu işdə YSPE+ x həcm%GaAs tip kompozitlərin dielektrik xassələrinin temperatur - tezlik xarakteristikaları barədə də məlumatlar verilir. Tədqiqatlar $0 \leq x \leq 9$ tərkibli kompozitlərdə 300÷450K temperatur intervalında aparılmışdır. Tədqiqatın nəticələri göstərir ki, xarakterik olaraq tədqiqi olunmuş bütün nümunələrdə temperaturun artması ilə dielektrik nüfuzluğunun cüzi azalması müşahidə edilir (şəkil 1a).



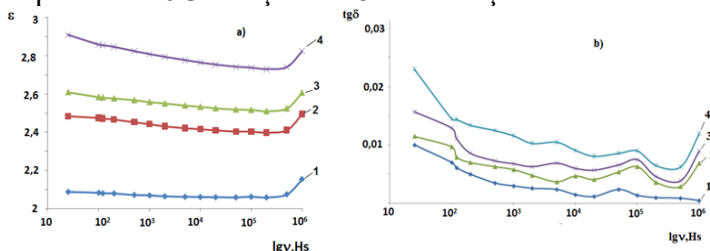
Şəkil 1. YSPE+xhəcm %GaAs (harada ki, $1-x=0$; $2-x=3$; $3-x=5$; $4-x=7$) kompozitlərinin dielektrik nüfuzluğunun (a) və dielektrik itki bucağının (b) temperatur asılılığı

Tərkibdə GaAs əlavəsinin miqdarı artdıqca dielektrik nüfuzluğunun ədədi qiyməti qanunauyğun olaraq artır. Tangens

itki bucağını temperatur asılılığının tədqiqi də göstərir ki, tədqiq edilmiş $x=3,5,7$ həcm%GaAs tərkibli nümunələrin dielektrik itki bucaqlarının tangensi də xarakterik olaraq hər üç nümunə üçün temperatur artdıqca səlis olaraq azalır(şəkil 1b).

Dielektrik itkisinin artması tərkibdə əlavənin həcmi miqdarının artması ilə olur. Qeyd edək ki, $\varepsilon(T)$ və $\operatorname{tg}\delta(T)$ asılılıqlarında hər hansı bir dispersiya müşahidə edilməmişdir.

Kompozitlərin dielektrik xassələrinin tezlikdən asılılıqları $10\text{-}10^6$ Hz tezlik diapazonunda $x=0; 3; 5$; və 7həcm %GaAs tərkibli kompozitlərdə aparılmışdır. $\varepsilon(\nu)$ və $\operatorname{tg}\delta(\nu)$ asılılıqlarının nəticələri şəkil 2-də verilmişdir.



Şəkil 2. YSPE+xhəcm %GaAs (harada ki, 1- $x=0$; 2- $x=3$; 3- $x=5$; 4- $x=7$) kompozitlərinin dielektrik nüfuzluğunun (a) və dielektrik itki bucağının (b) tezlik asılılığı

Göründüyü kimi tezliyin $25 \div 5 \cdot 10^5$ Hz intervalda dəyişməsi zamanı xarakterik olaraq tədqiq olunan bütün kompozitlər üçün dielektrik nüfuzluğunun səlis olaraq azalması, $10^5 \div 10^6$ Hz intervalda isə kəskin artması müşahidə edilir. Şəkil 2(b)-dən göründüyü kimi itki bucağının tezlik asılılığı nisbətən mürəkkəbdir. Belə ki, tərkibində əlavələr olan kompozitlərin tangens itki bucaqlarının qiymətlərində $2 \cdot 10^4 \div 2 \cdot 10^5$ Hz tezlik diapazonunda zəif dispersiya müşahidə edilir. Qeyd edək ki, ümumiyyətlə YSPE+ x həcm%GaAs tip kompozitlərinin tərkibində GaAs doldurucusunun miqdarını artırması ilə dielektrik parametrlərinin qanunauyğun olaraq artması müşahidə edilir.

1. Мамедов Г.А., Годжаев Э.М., Магerrамов А.М., Зейналов Ш.А. Исследования рельефа поверхности атомно-силовым методом и диэлектрических свойств композиций полиэтилена высокой плотности и добавок TeGaS₂. Электронная обработка материалов, 2011, том 47, №6, с.94-98.

2. Годжаев Э.М., Магerrамов А.М., Сафарова С.И., Нуриев М.М., Рагимов С.С. Диэлектрические свойства полимерных композитов с полупроводниковым наполнителем TlInSe₂. Электронная обработка материалов, 2008, том 44, №6, с.66-71.

3. M.I.Aliyev, N.N.Gadjiyeva, G.B.Akhmedova, A.M.Aliyeva. The investigation of composite films containing GaAs and GaAs<Te> by roentgenodiffractometric method. Azerbaijan journal of physics, 2015, vol 21, №1, p.9-12.

Elmi rəhbər: Akad.M.İ.Əliyev

Zn_{1-x}Cd_xTe NAZİK TƏBƏQƏLƏRİNDƏ FOTOSTİMULYASIYA PROSESLƏRİ

Hüseynzadə S.X.
Bakı Dövlət Universiteti
Salatin93@inbox.ru

Müasir materialşünaslığın aktual problemlərindən biri halkogen komponentli yarımkeçiricilərin nazik təbəqələrinin sadə və iqtisadi cəhətdən sərfəli texnologiyasının işlənməsi və təkmilləşdirilməsidir. Bu metodlardan biri nazik təbəqələrin sulu məhluldan kimyəvi çökdürmə metodudur. Məhluldan kimyəvi çökdürmə metodunun perspektivliyi mürəkkəb yarımkeçirici materialların təbəqələrinin alınması, müxtəlif yarımkeçirici bərk məhlulların alınması, aktiv aşqarların daxil edilməsi, nazik təbəqəli kompozitlərin alınması, çox təbəqəli strukturların hazırlanması və elektrik kontaktlarının formalaşması, eyni bir texnologiya ilə reallaşdırmaq imkanları, massiv altlıq üzərində eyni materialın nanoölçülü təbəqələrinin epitaksiya imkanları, mikro və nanomaterialların alınmasında

tətbiqindən ibarətdir. Bu metod müxtəlif metalların unikal xassələrə malik halkogenli birləşmələrinin böyük səthlərdə nazik təbəqələrini seriya şəklində istehsalını reallaşdırmağa və bu materialların mühüm xassələrinin tətbiq oblastlarını genişləndirməyə imkan verir. Son dövrlərdə xassələri qabaqcadan verilən və yüksək təkrarlanmaya malik təbəqələrin alınmasında bu metodun tətbiqindəki məhdudiyyəti aradan qaldırmaq üçün baş verən proseslərin mexanizminin öyrənilməsinə məqsədyönlü yanaşma prinsipi işlənib hazırlanmışdır. Təqdim olunan iş məhluldan kimyəvi və elektrokimyəvi çökdürmə üsulu ilə müxtəlif tərkib və qalınlıqlı ($0.5-2.0 \text{ mkm}$) $\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ nazik təbəqələrinin alınması texnologiyasına və fiziki-kimyəvi təhlilinə həsr olunmuşdur. Burada nazik təbəqələrin və onların əsasında hazırlanmış strukturların spektrin görünən oblastında yüksək foto həssaslığını, eləcə də digər parametrlərinin əlverişli (maksimal) qiymətlərini təmin edən optimal tərkib, kimyəvi və elektrokimyəvi çökdürmə rejimlərinin seçilməsi əsaslandırılmış, sulu məhluldan çökdürülmə üsulu müxtəlif altlıqlar üzərində $\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($0 \leq x \leq 0.5$) nazik təbəqələri alınmışdır. İstifadə olunmuş altlıqlarının səthinin fiziki və kimyəvi çirklənmələrdən təmizlənməsi xüsusi kimyəvi aşılایıcıların köməyi ilə həyata keçirilmişdir. Tədqiq olunan nazik təbəqələrin elektrokimyəvi üsulla çökdürülməsi otaq temperaturunda ($20^\circ \div 30^\circ \text{C}$) aparılmış, elektrodlar arasındakı məsafə isə $2 \div 3 \text{ sm}$ intervalda dəyişdirilmişdir.

$\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ nazik təbəqələrinin kimyəvi çökdürmə yolu ilə alınmasında istifadə olunan məhlul aşağıdakı qaydada hazırlanmış məhlulların hər birindən eyni qədər götürməklə hazırlanır: sink xlorid ZnCl_2 -0,2 M; kadmium xlorid $-\text{CdCl}_2$, natrium hidroksid (NaOH) -0,3M; Tellur oksid (TeO_2)- 0,2M. Kimyəvi çökdürmə prosesi 150 ml-lik laboratoriya stəkanının içərisində (80°C) aparılmışdır. Məhlulun içərisinə əvvəlcədən şaquli vəziyyətdə şüşə altlıq yerləşdirilir və bütün proses müddətində məhlul maqnit qarışdırıcı ilə daima qarışdırılır. 20 dəqiqədən

sonra şüşə altlıq çıxarılır və distillə suyunda yuyularaq qurudulur. Bu prosesdən sonra şüşə üzərində yaxşı adgeziyaya malik, bircins, tünd boz rəngli ZnS təbəqəsi alınmışdır. Bu halda nazik təbəqələrin xüsusi müqavimətinin optimal qiymətinin alınması üçün məhluldakı metal (Cd+Zn) / qeyri metal (Te) nisbətinin müəyyən qiyməti seçilmişdir. $0 \leq y \leq 0.5$ $\rho = 200 \div 300 \text{ Om} \cdot \text{sm}$, onlarda sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyası $(2 \div 8) \times 10^{17} \text{sm}^{-3}$ intervalında dəyişmişdir. Reaksiyanın davam etmə müddətindən (10 dəqiqə $\div$ 1 gün) asılı olaraq təbəqənin qalınlığı 0.1 $\div$ 2 mkm olmuşdur. Tədqiq olunan təbəqələrinin səthinin morfologiyasını və qadağan olunmuş zonasının eninin tərkibdən asılılığını öyrənmək məqsədi ilə onların optik buraxma spektleri termik emaldan əvvəl və sonra tədqiq edilmişdir. Müəyyən olunmuşdur ki, təbəqələrin tərkibində Cd-un miqdarının artması ilə onların udma spektri uzun dalğalara doğru sürüşür. Bu isə qadağan olunmuş zonanın (E_g) eninin azaldığını göstərir. X-in $0 \leq x \leq 0.5$ aralığında artması ilə E_g –nin qiyməti 2.2.ev-dən 1.8 ev-a qədər azalır. $\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ nazik təbəqələrində fotokeçiriciliyin kinetikasında ilkin işıqlanmanın dalğa uzunluğundan asılı olan spektral yaddaş müşahidə olunmuşdur. Fotocərəyanın relaksasiya əyrilərindəki qanunauyğunluqları izah edən modelə görə Fermi səviyyəsindən aşağıdakı akseptor mərkəzləri (r və s-mərkəzlər) elektronlarla doludur. $\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ təbəqələrində qalığ və termostimulyasiya cərəyanının asılılıqlarından derf və rekombinasiya çəpərinin hündürlüyü təyin olunmuşdur. Başqa sözlə dəyişən potensial relyefli model reallaşmış olduğu göstərilmişdir.

Elmi rəhbər: prof. M.Ə Cəfərov

BORLA AŞQARLANMIŞ GaSe KRİSTALININ FOTOELEKTRİK XASSƏLƏRİ

Məmmədova A.X.
Bakı Dövlət Universiteti
arzu.mamedova1991@inbox.ru

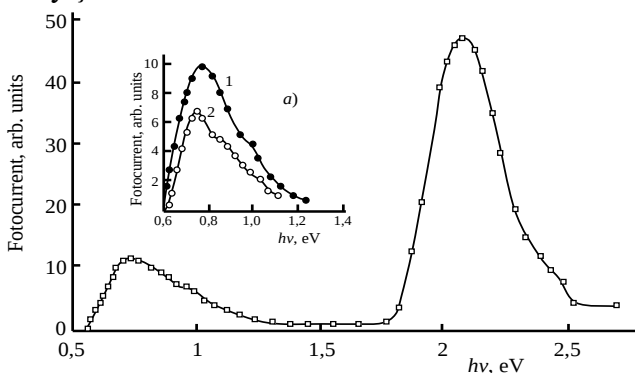
Laylı kristal quruluşuna malik olan GaSe kristalı qeyri-xətti optika materialı kimi məşhurdur. Onun elektik və fotoelektrik xassələrinin geniş tədqiq olunmasına və bu xassələrdə çox sayda xüsusiyyətlərin aşkar edilməsinə baxmayaraq alınan nəticələr praktiki tətbiq sahələri tapmamışdır. Buna səbəb olaraq eyni bir texnoloji rejimlərdə alınan kristalların elektrik və fotoelektrik xassələrinin müxtəlif olması göstərilmişdir. Eyni texnoloji üsulla və eyni rejimdə yetişdirilən monokristalların elektrofiziki xassələrinin müxtəlif olması onu göstərir ki, kristalın yetişdirilməsi prosesində idarə oluna bilməyən faktorlar mövcuddur. Kristalın elektrofiziki xassələri kristal quruluşun defektləri ilə formalaşığından demək olar ki, idarə oluna bilməyən faktorları müəyyən etmək üçün kristaldakı defektlərin təbiətini müəyyən etmək vacibdir. Aparılan elmi tədqiqat işlərinin nəticəsi olaraq müəyyən olunmuşdur ki, GaSe kristalında yüksək konsentrasiyalı dislokasiyalar vardır və onlar kristal quruluşunda layların bir-birinə nəzərən sürüşməsi hesabına yaranırlar. Dislokasiyaların konsentrasiyasını azaltmaq məqsədi ilə GaSe kristalına müxtəlif növdə və miqdarda aşqarlar vurularaq tədqiq olunmuşdurlar və hal-hazırədək qənaətbəxş nəticələr alınmamışdır.

Bizim işdə GaSe kristalına bor aşqarları vurularaq nümunələrdə fotoelektrik xassələri tədqiq edilmişdir. Bor elementi Gallium elementi kimi üçüncü qrup elementidir. GaSe birləşməsinin sintezi və monokristalının yetişdirilməsi prosesində stexiometrik tərkibdə Ga elementinin bir hissəsinin əvəzinə bor elementi daxil etdikdə bor atomları kristal qəfəsin düyünlərində

Ga atomunu əvəz edə bilən pozisiyanı tuta bilər. B-Se rabitəsi Ga-Se rabitəsindən güclü olduğunu nəzərə alsaq, GaSe kristalında bor atolarının nöqtəvi defektləridisloka-siyaların konsentrasiyasını azaltmaq üçün bir vasitə rolunu oynaya bilər.

Bor elementi ilə aşqarlanmış GaSe kristalının fotocərəyanının spektrləri şəkil 1-də təsvir olunmuşdur. Spektrlər kristal daimi sabit intensivlikli işıqlandırma (1 əyrisi) və 0,48kHs tezlikdə intensivliyi modulyasiya olunmuş işıqlandırma (2 əyrisi) rejimlərində çıxarılmışdır.

Təmiz GaSe kristalının spektrindən bu spektrlər onunla fərqlənirlər ki, burada uzundalğalı kənarı kiçik enerjiyə doğru yayılmışdır. GaSe kristallarında bor aşqarları dayaz yapışma səviyyələri yaradırlar və bu səviyyələr keçirici zonanın dibinə yaxın olaraq qadağan olunmuş zonada müəyyən enerji intervalında paylanırlar. Işığın təsiri ilə generasiya olunan qeyri-tarazlıqlı yükdaşıyıcıların bu səviyyələri doldurma dərəcəsindən asılı olaraq fotocərəyanın spektri formaca dəyişir.



Şəkil 1.Şüalanmanın intensivliyinin 0.48 kHs tezlikdə modulyasiyası rejimində 140, 180(a, 1) u 200(a, 2) K temperaturlarda GaSe-un fotocərəyanının spektrləri

Modulyasiya olunmuş işıqla çıxarılan spektr qeyri-stasionar rejimdəki şəraitdə çıxarıldığından 2 əyrisi fotocə-

rəyanın sürətli rekombinasiya kanalı hesabına formalaşmış cərəyan komponentinin ifadəsidir. Spektrlərin yüksək enerji oblastlarındakı hissəsində (2,24 ev ətrafında) müşahidə olunan xarakterik enerjini də bor atomlarının keçirici zona daxilində yaratdığı enerji hallarına aid edilir.

Elmi rəhbər: prof. Ə. N. Hüseynov

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ И ПОДВИЖНОСТЬ ЭЛЕКТРОНОВ В КВАНТОВОЙ ЯМЕ ПРИ РАССЕЯНИИ НА ИОНАХ ПРИМЕСИ

Байрамова Г.А.

Бакинский Государственный Университет

В настоящее время техника эксперимента позволяет получать и исследовать образцы очень малых размеров - пленки. В них возникают новые физические явления, связанные с ограниченностью размера образца такие, как квантовый эффект Холла, осцилляции кинетических коэффициентов, отрицательное магнитосопротивление и другие [1]. Эти новые явления, которые не имеют места в массивных образцах, дают дополнительную информацию об основных физических свойствах кристаллов, структуре энергетических зон, о механизмах поверхностного рассеяния и т.д. Квантовые размерные эффекты имеют место, когда толщина пленки становится порядка длины волны де-Бройля. При этом поперечное движение носителей тока квантуется, происходит перестройка спектра и волновых функций, и спектр становится частично дискретным. Рассмотрим тонкую пленку, толщиной d . Ось z направим по нормали к пленке. Движение носителей тока вдоль оси z будет ограничиваться поверхностью пленки. В качестве модели потенциала пленки $U(z)$ примем прямоугольную

яму с плоским дном и бесконечно высокими стенками.

В этом случае энергетический спектр носителей тока для заданного распределения потенциала имеют вид [2]:

$$\varepsilon(n, k_x, k_y) = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\pi}{d} \right)^2 n^2 + \frac{\hbar^2}{2m} (k_x^2 + k_y^2), \quad (1)$$

где m - эффективная масса носителей тока, $n = 1, 2, 3, \dots$ - размерные квантовые числа.

Как известно, используя (1), для плотности состояний $g(\varepsilon)$ двумерного электронного газа в квантовой яме имеем

$$g_{\text{пл}}(\varepsilon) = \frac{m}{\pi \hbar^2 d} \left[\sqrt{\varepsilon/\varepsilon_1} \right], \quad (2)$$

где $\left[\sqrt{\varepsilon/\varepsilon_1} \right]$ - целая часть от $\sqrt{\varepsilon/\varepsilon_1}$, т.е. число подзон, дно которых находится ниже заданной энергии ε , $\varepsilon_1 = (\pi/d)^2 (\hbar^2/2m)$.

Известно, что в области низких температур рассеяние носителей тока на ионах примеси является одним из основных механизмов рассеяния. В данной работе определяется зависимость подвижности и электропроводности двумерных электронов от концентрации и температуры при рассеянии на ионах примеси.

При слабой экранировки кулоновского потенциала примесных ионов - $kr_0 \gg 1$ для обратного времени релаксации имеем:

$$\frac{1}{\tau_{\perp}} = \frac{1}{\tau_0} \frac{\ln(4r_0/a)}{(2k_{\perp}r_0)^3}, \quad (3)$$

где r_0 - радиус экранирования, зависящий от концентрации.

Отсюда видно, что при сильном экранировании заряженный ион примеси ведет себя как точечный дефект с

короткодействующим δ -образным потенциалом.

На основе формулы (3) был построен график зависимости подвижности от температуры (Рис.1) по формуле $u = e\tau / m$.

Из этого графика видно, что зависимость подвижности от температуры немонотонная и при температуре порядка 20 К имеет максимум. Подставляя аналитические выражения для времени релаксации (3) в общую формулу для плотности тока и потока энергии после интегрирования по φ , для электропроводности вырожденного электронного газа получим:

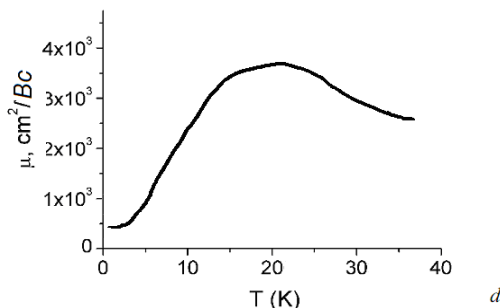


Рис.1. Зависимость подвижности двумерных электронов от температуры

$$\sigma_{\perp} = \sigma_{0\perp} \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_F - \varepsilon_1} (\varepsilon_F^* - \varepsilon_1^*)^{1/2} \left(\frac{3\pi}{2} \right) \frac{1}{\ln \left[4 \left(\frac{r_0}{a} \right) \right]}, \quad (4)$$

здесь $\varepsilon_F^* = \varepsilon_F / k_0 T$, ε_F - уровень Ферми, $\varepsilon_1^* = \varepsilon_1 / k_0 T$. Из формулы (4) следует, что электропроводность слабо зависит от радиуса экранирования и от положения уровня Ферми относительно первого пленочного уровня ε_1 .

1. Борисенко С.И. Физика полупроводниковых наноструктур.

Изд-во Томского Университета. 2010. 113 с.

2. Аскеров Б.М. Электронные явления переноса в полупроводниках. Москва: Наука, 1985. 320 с.

3. Дымников В.Д. Энергия Ферми электронов в тонкой металлической пластине. ФТТ, т. 53, в. 5, с.847-852, 2011.

Научный руководитель: проф. Фигарова С.Р.

FeGa₂Se₄ – də DIELEKTRİK İTKİSİ

Niftiyev N.N., Hüseynov V.İ., Əlimərdanova İ.M.

Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universiteti

namiq7@bk.ru

FeGa₂Se₄ - ün dielektrik itki bucaq tangensinin tezlik və temperatur asılılığı tədqiq edilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, tədqiq olunan temperatur intervalında dielektrik itkisi elektrik keçiriciliyi mexanizmi ilə bağlıdır. Müxtəlif tezliklər üçün aktivləşmə enerjisi hesablanmış və göstərilmişdir ki, $\Delta E_1 = 0.22 \div 0,055$ eV ; $\Delta E_2 = 0,51 \div 0,21$ eV.

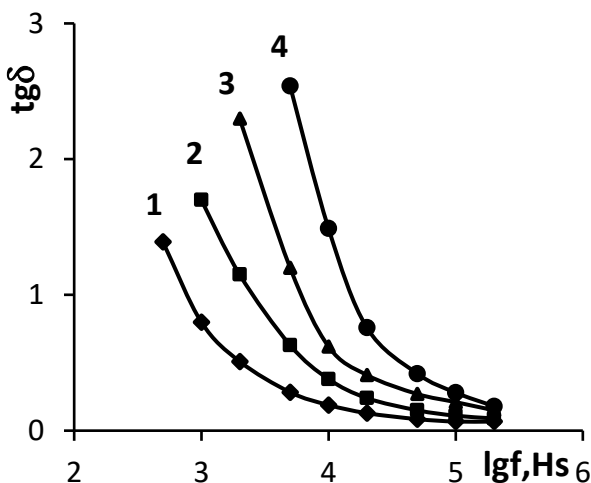
İşdə FeGa₂Se₄ birləşməsinin dielektrik itkisinin tezlik və temperaturdan asılılığı tədqiq edilmişdir. FeGa₂Se₄ birləşməsi qəfəs parametri $a=5,54\text{\AA}$ olan kubik quruluşa malik kristaldır.

Şəkil1-də FeGa₂Se₄ kristali üçün müxtəlif temperaturlarda itki bucağının tangensinin ($tg\delta$) dəyişən elektrik sahəsinin tezliyindən asılılıq qrafiki verilmişdir. Şəkildən görünür ki, tədqiq olunan temperaturlarda ($294 \div 359\text{K}$) tezlik artdıqca ($5 \cdot 10^2 \div 3 \cdot 10^5\text{Hz}$) itki bucağı tangensinin qiyməti azalır və temperatur yüksəldikdə isə $tg\delta$ artır.

Dielektriklərdə itki bucağının tangensini belə ifadə etmək olar[1]:

$$tg\delta = \frac{I_a}{I_r} = \frac{I}{\omega C_R R} = \frac{\sigma}{\varepsilon \varepsilon_0 \omega} . \quad (1)$$

Burada $J_a - R$ müqaviməti naqıldən keçən aktiv cərəyanın, J_r -isə C tutumlu kondensatordan keçən reaktiv cərəyanın qiymətidir. $\omega=2\pi f$ - tezlik, σ -elektrikkeçiriciliyi, ϵ_0 -elektrik sabitidir.



Şək.1. $FeGa_2Se_4$ kristalı üçün müxtəlif temperaturalarda $tg\delta \sim lgf$ asılılığı. T, K ; 1-294, 2-309, 3-339, 4-354

Məlumdur ki, $tg\delta \sim f(T)$ asılılığı aşağıdakı kimi təyin olunur[2]:

$$tg\delta(T) \sim \left[\frac{1}{\omega} \exp(-\Delta E_\sigma / kT) + \omega \exp(\Delta E_\mu / kT) \right] \quad (2)$$

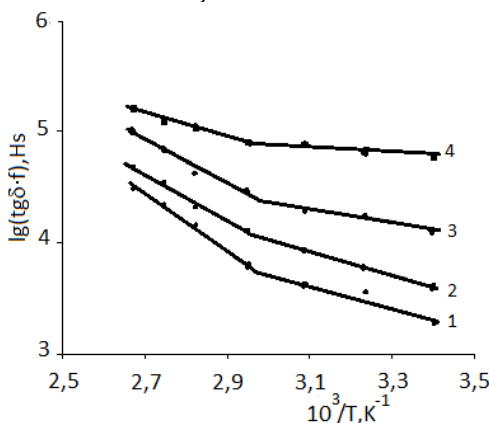
Burada ΔE_σ və E_μ - uyğun olaraq elektrik keçiriciliyinin və yürüklüyün aktivləşmə enerjisidir.

Tədqiq olunan birləşmədə temperatur artdıqca $tg\delta$ - nin artması onu göstərir ki, tədqiq olunan temperatur intervalında dielektrik itkisi əsasən keçiricilik cərəyanı ilə təyin olunur. Ona görə də (2) dən

$$tg\delta(T) \sim \frac{1}{\omega} \exp(-\Delta E_{\sigma} / kT) \quad (3)$$

olar. (3) - dən görünür ki, dielektrik itkisində elektrik keçiriciliyinin əsas rol oynadığı halda $\lg(tg\delta \cdot \omega) \sim f(1/T)$ koordinat sistemində düz xətt asılılığı olmalıdır. Uyğun düz xəttin meyl bucağı keçiriciliyin aktivləşmə enerjisinə uyğun gəlir.

Şəkil 2- də $FeGa_2Se_4$ birləşməsi üçün müxtəlif tezliklərdə itgi bucağı tangensinin temperaturdan asılılığı $\lg(tg\delta \cdot \omega) \sim f(1/T)$ koordinatında təsvir edilmişdir.



Şək.2. $FeGa_2Se_4$ kristalı üçün müxtəlif tezliklərdə $\lg(tg\delta \cdot \omega) \sim 10^3/T$ asılılığı, Hz: $1 \cdot 10^4$, $2 \cdot 5 \cdot 10^4$, $3 \cdot 2 \cdot 10^5$, $4 \cdot 10^6$

Şəkildən görünür ki, asılılıq müxtəlif meyllərə malik iki düz xətdən ibarətdir. Düz xətt meyllərindən $\Delta E^{tg\delta}$ aktivləşmə enerjisi hesablanmışdır. Aşağı temperaturlu oblastda $10^4 \div 10^6$ Hz tezlik intervalında tezlik artdıqca aktivləşmə enerjisi 0,22 eV-dan 0,055 eV-a qədər azalır. Yuxarı temperaturlu oblastda isə həmin tezlik intervalında aktivləşmə enerjisinin qiyməti 0,21÷0,51 eV oblastında dəyişir. Qeyd etmək lazımdır ki, bu qiymətlər $FeGa_2Se_4$ kristalı üçün $\lg\sigma \sim 10^3/T$ asılılığından da tapılmışdır.

1. Ю.М. Поплавко. Физика диэлектриков, М., Высшая школа, 1980, 400с.
2. E.A. Eivazov, V.I. Guseinov, S.Sh. Kurbanov, N.N. Niftiev, I.M. Alimardanova. Electrical Spectrum of $\text{CoCr}_2\text{S}_{3.5}\text{Se}_{0.5}$ Physics of the Solid State, 2015, Vol. 57, No. 11, pp. 2202–2203.

İKİÖLÇÜLÜ İSTİLİKKEÇİRMƏ TƏNLIYININ INVARIANTLIQ QRUPU

Abasova A.N.
Bakı Dövlət Universiteti
ayka.94@rambler.ru

İşdə iki ölçülü istilikkeçirmə tənliyinin maksimal invariantlıq qrupu tapılmışdır. Göstərilmişdir ki, bu qrup 9 parametrlı kəsilməz Li qrupudur.

Riyazi-fizika tənliklərinin öyrənilməsi fiziki problem-lərin həllində mühüm rol oynayır. Bu növ məsələlərin həlli metodu Li, Ovsianikov və İbrahimov tərəfindən verilmişdir. Bu metod invariantlıq qrupunun davamı metodu adlanır.

Bu metoda görə s tərtibli

$$F(x, u, u_1, u_2, \dots, u_s) = 0 \quad (1)$$

differensial tənliyin verilmiş qrup çevirmələrinə nəzərən invariantlıq şərti

$$(X_s F)_{F=0} = 0 \quad (2)$$

şəklində ifadə olunur. Burada X_s operatoru tənliyi invariant saxlayan

$$X = \xi^i \frac{\partial}{\partial x_i} + \eta^\alpha \frac{\partial}{\partial u^\alpha} \quad (3)$$

operatorunun s -ci tərtibdən davam operatoru adlanır və aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$X_s = X + \zeta_i^\alpha \frac{\partial}{\partial u_i^\alpha} + \zeta_{ij}^\alpha \frac{\partial}{\partial u_{ij}^\alpha} + \dots + \zeta_{i_1, i_2, \dots, i_s}^\alpha \frac{\partial}{\partial u_{i_1, i_2, \dots, i_s}^\alpha} \quad (4)$$

Bu ifadələrdə s -indeksi differensial tənliyin tərtibinə bərabərdir, α indeksi tənlikdəki funksiyaların sayı, $i, j, \dots$ indeksləri isə dəyişənlərin sayı qədər qiymətlər alırlar.

İkiölçülü istilikkeçirmə tənliyi

$$u_t - a^2(u_{xx} + u_{yy}) = 0 \quad (5)$$

şəklində olduğundan $\alpha=1, i=1, 2, \dots$ və $S=2$ qiymətlər alırlar.

(5) tənliyi 2-ci tərtibdən differensial tənlik olduğundan davam operatoru aşağıdakı kimi olacaqdır.

$$X_2 = X + \zeta_i^\alpha \frac{\partial}{\partial u_i^\alpha} + \zeta_{ij}^\alpha \frac{\partial}{\partial u_{ij}^\alpha}. \quad (6)$$

Burada

$$\begin{aligned} \zeta_i^\alpha &= D_i(\eta^\alpha) - u_j^\alpha D_i(\xi^j) \\ \zeta_{ij}^\alpha &= D_j(\zeta_i^\alpha) - u_{jk}^\alpha D_j(\xi^k) \end{aligned} \quad (6^a)$$

Baxdığımız hal üçün invariantlıq şərti

$$[\zeta_1 - a^2(\zeta_{22} + \zeta_{33})]_{F=0} = 0 \quad (7)$$

şəklində olacaq.

Deməli məsələnin həlli $\zeta_1, \zeta_{22}, \zeta_{33}$ kəmiyyətlərini (6^a) düsturları vasitəsilə hesablayıb, (7) tənliyində yazdıqdan sonra aldığımız ifadəni həll etməkdən ibarətdir.

Aldığımız bu ifadələr vasitəsilə tapırıq ki,

$$\begin{aligned} \xi^1 &= \frac{2}{3}c_1t + 2c_2t + c_3 & \xi^2 &= \left(\frac{2}{3}c_1t + c_2\right)x - c_4x + \frac{2}{3}c_6 + c_7 \\ \xi^3 &= \left(\frac{2}{3}c_1t + c_2\right)y + c_4x + \frac{2}{3}c_9t + c_{10} \end{aligned} \quad (8)$$

$$\eta = \left[-\frac{c_1}{6a^2}(x^2 + y^2) - \frac{1}{3a^2}(c_6x + c_9y + c_1t) + B \right] u + c_{13}(x, y, t)$$

ξ^1, ξ^2, ξ^3 və η parametrlərinin bu ifadələrini X operatorunda yerinə yazsaq alarıq ki,

$$\begin{aligned} X = & \left(\frac{2}{3}c_1t^2 + 2c_2t + c_3 \right) \frac{\partial}{\partial t} + \left(\frac{2}{3}c_1tx + c_2x - c_4y + \frac{2}{3}c_6t + c_7 \right) \frac{\partial}{\partial x} + \\ & \left(\frac{2}{3}c_1ty + c_2y + c_4x + \frac{2}{3}c_9t + c_{10} \right) \frac{\partial}{\partial y} + \\ & \left[\left(-\frac{c_1}{6a^2}(x^2 + y^2) - \frac{1}{3a^2}(c_6x + c_9y + c_1t) + B \right) u + c_{13}(x, y, t) \right] \frac{\partial}{\partial u} \end{aligned} \quad (9)$$

Burada ($c_i = 1, 2 \dots 8$) sabitlər c_i isə

$$\eta_t - a^2(\eta_{xx} - \eta_{yy}) = 0 \quad (10)$$

tənliyinin ixtiyari həllidir.

1. Ağamaliyev Ə.Q. BDU-nun xəbərləri F.R. elmləri seriyası №2, 2000-ci il. №3, 1998; №1, 2001; №1, 2002-ci il.

2. Ибрагимов Н.Х. "Группы преобразований в математической физике", 1983.

3. Овсянников Л.В. Групповой анализ дифференциальных уравнений. Москва. Наука 1978.

Elmi rəhbər: dos. Ə.Q.Ağamaliyev

$Cu_3Ga_5Se_9$ YARIMKEÇİRİCİ KRİSTALININ FOTOKEÇİRİCİLİK VƏ LÜMİNESSENSIYA SPEKTRLƏRİNİN TƏDQIQI

İbrahimov B.H.
Bakı Dövlət Universiteti
behbud.ibrahimov.93@mail.ru

Təqdim olunan işdə $Cu_3Ga_5Se_9$ kristallarının fotokeçiricilik və lüminessensiya spektrləri təcrübi olaraq ölçülmüşdür.

Alınan nəticələr əsasında bu kristalların energetik diaqramı verilmişdir. Enerji diaqramında müşahidə olunan keçidlər qadağan olunmuş zolaqda yerləşən elektron keçidləri ilə izah olunur. Göstərilmişdir ki, $Cu_3Ga_5Se_9$ kristallarının fətohəssaslığı temperatur artdıqca artır, bu da onların əsasında Günəş çevirici elementlərin hazırlanmasının mümkünliyünü göstərir.

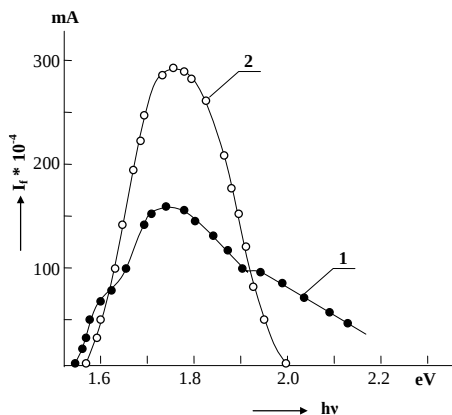
Yeni yarımkəçirici cihazların yaradılmasında və mövcud olanlarının müasirləşdirilməsində gündən-günə praktik olaraq artan tələbatın ödənilməsi üçün məlum yarımkəçirici materialların xassələrini daha dərinədən tədqiq etmək və yeni materiallar axtarib tapmaq tələb olunur. Nisbətən yeni materiallar sinfinə daxil olan yarımkəçirici birləşmələrə $A_3B_5^{III}C_9^{VI}$ tipli birləşmələr aiddir. Bu birləşmələrin fiziki və fiziki-kimyəvi xassələrinin tədqiqi göstərdi ki, onlar yüksək fətohəssaslığa və intensiv lüminüssünsiyaya malikdirlər. Təqdim olunan məqalə $Cu_3Ga_5Se_9$ yarımkəçirici kristallarının fətokeçiricilik və lüminessensiya spektrlərinin təcrübi tədqiqinə həsr olunmuşdur.

İşıq mənbəyi olaraq közərmə lampasından və LTİ-701 tipli (şüalanmanın dalğa uzunluğu $\lambda=0,535$ mkm, gücü $\sim 4Vt$) bərk cisim lazerindən istifadə olunmuşdur. Optik cihaz olaraq ZMR-3 monoxromatorundan və FEU-62 tipli şüa qəbuledicisindən istifadə olunmuşdur. Ölçülər 77-400K temperatur intervalında aparılmışdır.

Şəkil 1-də $Cu_3Ga_5Se_9$ yarımkəçirici kristallarının 291 və 233 K temperaturda fətoçərəyanın spektrləri təsvir olunmuşdurlar. Spektrləri 3 xarakteristik oblasta ayırmaq olar: $1,5\div 1,65$ eV; $1,65\div 1,85$ eV və $1,85\div 2,2$ eV. 1 əyrisinə görə bu kristallarda 1,6; 1,71 və 1,92 eV enerjili keçidlər mövcuddurlar. Burada 1,71 eV verilmiş temperaturda $Cu_3Ga_5Se_9$ kristalının qadağan olunmuş zonasının enini ifadə edir. Valent zonadan keçirici zonaya keçidlərə 1,92 eV enerjili keçid də aiddir. Burada guman

etmək olar ki, elektron valent zonanın maksimumundan keçirici zonada minimumdan 0,21 eV yuxarıda yerləşən alt zonaya keçir. Belə keçidin fotocərəyanı aktivləşdirməsi onunla izah olunur ki, bu altzonanın $\partial^2 E / \partial k^2$ parametrinin əyriliyi keçirici zonanın dibindəkinə nəzərən daha çoxdur, yəni altzonada elektronlar daha mütəhərriklirlər. Bu fikirlərin təstiqini [1] işində diffuz əksolunmanın spektrlərinin izahında da görmək olar.

$\text{Cu}_3\text{Ga}_5\text{Se}_9$ kristalında fotocərəyanın temperatur asılılığı göstərir ki, 320 K temperatur ətrafında fotocərəyan kəskin artır, 350÷400 K temperatur intervalında isə demək olar ki sabit qalır. 400 K temperaturdan başlayaraq 422 K-ə qədər fotocərəyanın termik sönməsi müşahidə olunur. Müşahidə olunan optik udulma qadağan olunmuş zolaqda yerləşən elektron keçidləri ilə izah oluna bilər.



Şəkil 1. $\text{Cu}_3\text{Ga}_5\text{Se}_9$ yarımkeçirici kristallarının 291 və 233 K temperaturda fotocərəyanın spektrləri.

$\text{Cu}_3\text{Ga}_5\text{Se}_9$ kristallarının lüminessensiya spektri elektromaqnit şüalanması enerjisinin 0,95 – 2 eV oblastını əhatə edir. 1 – 1,23 eV intervalında dörd şüalanma zolağı yerləşir. B və C

zolaqları daha aydın ayrılır və bu zolaqların maksimumları uyğun olaraq 1,047 və 1,069 eV qiymətlərini alır. Şüalanmanın ən intensivlikli zolağı, E piki vasitəsilə ifadə olunub (1,39 eV qiymətində) ondan sonrakı K zolağı isə 1,47 eV enerjisinə malik şüalanma keçidi ilə xarakterizə olunur. 300 K temperaturda $\text{Cu}_3\text{Ga}_5\text{Se}_9$ monokristalının qadağan olunmuş zonanın eninin 1,47 eV bərabər olduğunu nəzərə alaraq fərz etmək olar ki, L zolağı zonalararası elektron şüalanma keçidinə aiddir.

1. Шик А.Я., Шмарцев Ю.В. Фотоэлектрические свойства неидеальных гетеропереходов. ФТП, 1981, т. 15, в. 17, 1385-1393.
2. Бондарь Н.В. Выращивание монокристаллов CuGaSe_2 и исследование их некоторых свойств. Изв. АН СССР, Георг. матер., 1982, т. 18, №7, с. 1104–1107.

Elmi rəhbər: prof. V.M. Salmanov

FİZİKİ ELEKTRONİKA BÖLMƏSİ

0.2%Ag ARTIQLIĞININ AgSbTe₂ BİRLƏŞMƏSİNİN ELEKTRİK VƏ İSTİLİK KEÇİRMƏSİNƏ TƏSİRİ

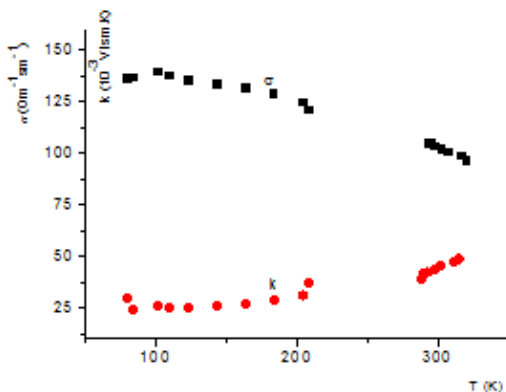
Babayeva A.E., Əliyeva A.İ.

AMEA Fizika İnstitutu

Physics.aygun@gmail.com

Ag₂Te və Sb₂Te₃ kimi binar maddələr əsasında alınan AgSbTe₂ birləşməsi yaxşı termoelektrik material hesab olunur. Bu materiallardan əsasən termoelektrik çeviricilərin, İnfraqırmızı qəbuledicilərin hazırlanmasında istifadə olunur. AgSbTe₂ birləşməsi kiçik istilikkeçirməyə və kifayət qədər yüksək termoe.h.q. malik p-tip darzolaqlı yarımkəçiricidir. Məlumdur ki, təmiz halda AgSbTe₂ birləşməsinin 77-350K temperatur intervalında elektrikkeçiriciliyinin σ və istilikkeçiriciliyinin k qiymətləri $\sigma=100-150 \text{ Om}^{-1}\text{sm}^{-1}$ və $k= 6.3 \cdot 10^{-3} \text{ Vt/sm.K}$ tərtibindədir [1]. Bu üçkomponentli birləşmə səthəmərkəzləşmiş NaCl tipli kubik struktura malikdir. Əsasən aşqarlanmanın ilkin birləşmənin termoelektrik parametrlərinə təsiri maraq kəsb edir. Aşqarların vurulması maddədə yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının dəyişməsinə və uyğun olaraq elektrofiziki xassələrin dəyişməsinə gətirib çıxarır. Bu məqsədlə biz 0.2%Ag artıqlığının ilkin birləşmənin elektrofiziki xassələrinə təsiri tədqiq etmişik. Ag elementinin artıqlığı əsasən bu maddədə elektrikkeçirmə əmsalının artırmaq məqsədi ilə aparılmışdır. Aşağıda göstərilən şəkildə 0.2%Ag artıqlığı ilə sintez olunmuş AgSbTe₂ birləşməsinin elektrik və istilik keçirmə əmsallarının temperatur asılılıqları verilmişdir. Təcrübələr 77-350K temperatur intervalında aparılmışdır. Şəkildən görüldüyü kimi, elektrikkeçirmə əmsalının qiyməti temperatur artdıqca azalır. Qeyd etmək lazımdır ki,

stexiometrik AgSbTe_2 birləşməsinin də elektrikkeçirmə əmsalının temperatur asılılığı eyni şəkildə olub qiymətcə fərqlənir.



Ag artıqlığı elektrikkeçirmə əmsalının qiymətinin artmasına səbəb olur. İstilikkeçirmə əmsalının temperatur asılılıqları da hər iki tərkib üçün eyni olub ancaq qiymətləri ilə fərqlənir. Hər iki tərkib üçün alınan nəticələrin analizi göstərmişdir ki, Ag artıqlığı bu maddədə istilik keçirmə əmsalının cüzi artmasına səbəb olur. Lakin termoelektrik effektivliyini təyin edən digər əsas parametrlərdən biri olan termo e.h.q. əmsalının qiyməti də Ag artıqlığı nəticəsində artır. İstilik keçirmə əmsalının temperaturdan asılı olaraq artmasına gəldikdə isə bu faktı temperatur artdıqca şüalanma nəticəsində istilik itkilərinin çoxalması ilə izah etmək olar. Hesablamalarda bu faktın nəzərə alınması istilikkeçirmə əmsalının temperaturdan asılı olaraq sabit qalmasını göstərir.

[1]. C.C.Рагимов, С.А.Алиев, AgSbTe_2 , Неорганические материалы, 43 №11 (2007) 1321-1323.

Elmi rəhbər: S.S.Rəhimov

INVESTIGATION of p-Si/n-Cd_{1-x}Zn_xS_{1-y}Te_y/ZnO HETEROJUNCTIONS WITH NANO-TRANSPARENT ZnO ELECTRODES

Mamedova V.J., Akhmedova X.M.

Baku State University

mamedovabsu@rambler.ru

In the present work, anisotype heterojunction of p-Si/n-CZSTE/*nano*-ZnO was fabricated by depositing of CZSTE and nanostructured ZnO thin films as a window and transparent, respectively, using the electrochemical deposition method onto the p-Si single crystals. Electrodeposition of the CZSTE films onto the p-Si substrates was carried out at temperature of 80°C from aqueous solution containing cadmium (CdSO₄), zinc (ZnSO₄), sodium (Na₂S₂O₃) and tellurium (TeO₂) salts. The thickness and resistivity of the monocrystalline p-Si substrates were 0.4 mm and $\rho = 0.2\text{-}0.23\ \Omega\cdot\text{cm}$, respectively.

Nanostructured ZnO films on p-Si/Cd_{0.25}Zn_{0.75}S_{0.8}Te_{0.2} substrates have been fabricated by electrochemical deposition methods in the three-electrode system, with zinc nitrate aqueous solution as the electrolyte. The distance between the electrodes was about 0.5 cm. Electrodeposition was carried out the current density between 4 mA/cm². The pH was adjusted to 5, and the deposition time was 1 h. All films ZnO were then annealed at 500°C under oxygen ambient.

Heat treatment was carried out in argon atmosphere. All the as deposited CZTE thin films are amorphous. As the temperature increases from 100 to 390°C for 14 min, the intensities of the peaks increase, implying an improvement in crystallinity. The high intensity of the substrate peak (Si) compared to the compound peak shows that the film thickness is low due to insufficient deposition time. The obtained d-spacing values corresponds well the standard Joint Committee on Powder Diffraction Standard data. The XRD results

obtained indicated that the films were polycrystalline in nature. The films deposited for this period was smooth and adhered well towards the substrate. However when the deposition time was increased to $\tau \geq 20$ minutes, the presence of additional peaks, which does not correspond to CdS-ZnTe system, was obtained. This is phenomenon may occur due to co-deposition of elemental materials due to long immersion time in the deposition bath.

The stoichiometry of the CZSTE films was investigated using XRF in order to correlate the material and atomic percentages of individual elements. XRF analysis for $\text{Cd}_{0.25}\text{Zn}_{0.75}\text{S}_{0.8}\text{Te}_{0.2}$ thin films deposited at different cathodic potential shows that at voltage of 0.84 V, the material becomes stoichiometric, reaching 25 at% for Cd and 20 at% for Te. The SEM images of the ZnO nanostructured films deposited on p-Si/ $\text{Cd}_{0.25}\text{Zn}_{0.75}\text{S}_{0.8}\text{Te}_{0.2}$ substrates using current density of 4 mA/cm² for 1 h and annealed at 500°C presents the crystalline ZnO film with nanostructured surface morphology. It is favorable to the growth of ZnO to extend the deposition time, to increase the electrolyte concentration in the system, consequently improving the crystallinity and orientation of ZnO arrays.

Photoresponse curves of the p-Si/n- $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{S}_{1-y}\text{Te}_y$ cells without and with nanostructured ZnO after thermal annealing at 390°C for 14 min shows that the solar cells with nanostructured ZnO films show the high photosensitivity in the UV region of spectrum.

After the thermal annealing in argon atmosphere at 390°C for 14 min, the highest open-circuit photovoltage, short-circuit photocurrent, fill factor, and efficiency of the p-Si/n- $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{S}_{1-y}\text{Te}_y$ cells with nanostructured ZnO under standard 100 mW/cm² white-light illumination at room temperature, were $V_{oc} = 584$ mV, $J_{sc} = 14.54$ mA/cm², FF = 0.6 and $\eta = 6.7$ %, respectively.

Elmi rəhbər: dos. H.M.Məmmədov

QEYRİ-STASİONAR ELEKTRİK BOŞALMASI PLAZMASINDA CİVƏNİN HƏYƏCANLAŞMIŞ ATOMLARININ REAKSİYA SÜRƏTLƏRİ

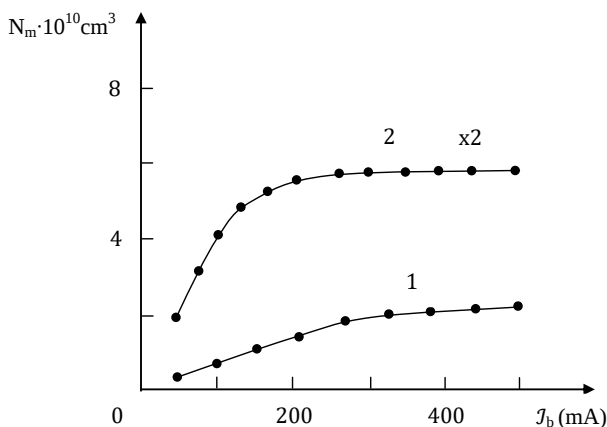
Abbaszadə N.N.
Bakı Dövlət Universiteti

Burada civə buxarı boşalmasında en kəsiyinin dəyişən hissəsində yaranan qeyri-stasionar ikiqat elektrik təbəqəsində elementar proseslərin reaksiya sürətləri öyrənilir. İkiqat elektrik təbəqəsində elektronların sürətlənməsinə görə elektronların enerjiyə görə paylanma funksiyasında ikinci maksimum əmələ gəlir. Müxtəlif həyəcanlaşma funksiyasına malik olan spektral xətlər üçün boşalmanın müxtəlif nöqtələrində bir-birindən fərqli şəraitlər yaranır. Ona görə də boşalma cərəyanı modullaşdıqda, en kəsiyi dəyişən müsbət sütun hissəsində yaranan ikiqat elektrik təbəqəsində mövcud olan müxtəlif növ spektral xətlər müxtəlif cür modullaşır. Spektral xətlərin intensivlik rəqslərinin amplitudu və faza sürüşməsi ikiqat elektrik təbəqəsinin verilmiş nöqtəsində baş verən elementar proseslərlə təyin edilir. Qeyri-stasionar balans tənliklər sisteminin həlli üçün xəttilləşdirmə üsulundan istifadə edib, şərtləri seçsək, civə atomlarının iştirakı ilə elementar proseslərin reaksiya sürətlərini təyin etmək olar [1-3].

İkiqat elektrik təbəqəsində elektronların sürətlənməsi səbəbindən onların enerjiyə görə paylanma funksiyasında ikinci maksimum əmələ gəlir. Müxtəlif həyəcanlaşma funksiyasına malik olan spektral xətlər üçün boşalmanın müxtəlif nöqtələrində bir-birindən fərqli şəraitlər yaranır. Ona görə də boşalma cərəyanı modullaşdıqda, en kəsiyi dəyişən müsbət sütun hissəsində yaranan ikiqat elektrik təbəqəsində mövcud olan müxtəlif növ spektral xətlər müxtəlif cür modullaşır. Spektral xətlərin intensivlik rəqslərinin amplitudu və faza sürüşməsi ikiqat elektrik təbəqəsinin verilmiş nöqtəsində baş

verən elementar proseslərlə təyin olunur. Qeyri-stasionar balans tənliklər sisteminin həlli üçün xəttiləşdirmə üsulundan istifadə edib, şərtləri seçsək, cəvə atomlarının iştirakı ilə elementar proseslərin reaksiya sürətlərini təyin etmək olar.

Şəkil 1-də boşalma borusunun en kəsiyinin dəyişən hissəsində yaranan ikiqat elektrik təbəqəsindən katod tərəfə 12 mm məsafədə, 6^3P_0 və 6^3P_2 səviyyələrində məskunlaşmaların boşalma cərəyanından asılılığı təsvir edilir. $\lambda = 404,6$ nm və $\lambda = 546,0$ nm spektral xəttlərin udulması əsasında məskunlaşmalar ölçülmüşdür. Həmin şəkildən göründüyü kimi, 6^3P_0 - səviyyəsində doyma halı boşalma cərəyanının $I_b = 350$ mA və 6^3P_2 - səviyyəsi üçün isə $I_b = 200$ mA qiymətlərində müşahidə edilir.



Şəkil 1. 6^3P_0 (1-ci əyri) və 6^3P_2 (2-ci əyri) səviyyələrin məskunlaşmasının boşalma cərəyanından asılılığı. İkiqat elektrik boşalmasından katod tərəfə $L = 12$ mm məsafədə.

Cəvə boşalması plazmasında yaranan ikiqat elektrik təbəqəsi oblastında ölçülmüş elektronların enerjiyə görə paylanma funksiyaları əsasında $\lambda = 404,6$ nm və $\lambda = 407,7$ nm dalğa uzunluqlu spektral xəttlərin modullaşma dərinliyinə görə $6^3P_2 \rightarrow 7^1S_0$ pilləli həyəcanlaşma ($\alpha_{mk} = 1,4 \cdot 10^{-7} \text{ sm}^3 \text{ san}^{-1}$) və

elektron zərbəsi ilə həyəcanlaşmanın ötürülməsi $7^3S_1 \rightarrow 7^1S_0$ reak-siyalarının sürətləri təyin edilmişdir ($\alpha_{0m} = 8,1 \cdot 10^{-8} \text{sm}^3 \text{san}^{-1}$). Məlum olmuşdur ki, boşalma cərəyanı artdıqca, N_m metastabil atomların konsentrasiyası xətti artır. Balans tənliyində yaranan və yox olan həddlər elektronların konsentrasiyası ilə mütənasib olur.

[1] Мурадов А.Х., Гусейнов Т.Х. Исследование процесса ускорения электронов в разряде с сужением в гелии // ЖТФ, Россия, 1991 г., т.61., 5, с.130-138.

[2] Мурадов А.Х., Гусейнов Т.Х. О слоях объемного заряда в области сужения разряда в ртути // Теплофизика Высоких Температур, 1991 г., т.29.3, с.82-827.

[3] Muradov A.H., Abdullayev R.E., Hüseynov T.H. Plazma Sütününün iki kat Tabakasındaki Civa atomunun $6^3P_2 \rightarrow 7^1S_0$

Eçişinin Basamaksal Uyarılması / IIIrd National Atomic and Moleculular Physics Symposium, Ataturk Universities, Turkey, 2000, B33, p.50.

Elmi rəhbər: dos.T.X Hüseynov

KİÇİK HƏCMLİ YÜKSƏK GƏRGİNLİK GENERATORU

Bəhmənova A.G.

Bakı Dövlət Universiteti

aygun.behmenova@box.az

İşdə bərk cisimlərdə strimer boşalması alınması üçün kiçik konstruksiyaya malik yüksək gərginlik generatorunun iş prinsipi təsvir olunur. Bu kiçik həcmli generator bizə görünən oblasda spontan lazer şüalanmasının alınmasında qida mənbəyi kimi istifadə olunmasına imkan yaradacaqdır.

Generatorun prinsipial sxemi aşağıdakı hissələrdən

ibarətdir. 4,5 V–luq sabit qida mənbəyindən gərginlik П–214В tranzistorunda yığılmış çeviricinin vasitəsi ilə çevrilir. Çevrilmiş gərginlik ikinci dolağında 300V dəyişən gərginlik verən transformatorun birinci dolağına verilir. Transformatorun çıxışına tutumu 4mkF olan kondensator qoşulmuşdur. Bu kondensator D226 diodlarında yığılmış düzləndirici vasitəsi ilə 300V gərginliyə kimi yüklənir.

Generator həm tək impuls, avtomatik və xaricdən idarə oluna bilən rejimdə işləyə bilir. Generatorun tək impuls rejimində işləməsini K_2 düyməsi təmin edir. K_2 düyməsini qapadıqda C_3 kondensatoru Tr_2 çıxış transformatorunun birinci dolağı ilə qapanan dövrə vasitəsi ilə boşalır. Bu zaman Tr_2 çıxış transformatorunun çıxışında 50 – 70 kV tərtibində yüksək gərginlik impulsu meydana gəlir.

Generatorun avtomatik buraxılma rejimi 2H102D dinistoru və KY202H tiristoru vasitəsi ilə həyata keçirilir. Generatorun avtomatik rejimdə işləməsini təmin etmək üçün tezlik R_3 rezistoru və C_3 kondensatorunun köməyi ilə seçilir. Generatorun buraxılması C_5 kondensatorunu 80V gərginliyə qədər yükləyə bilən R_3 müqavimətinin qapandığı dövrə vasitəsi ilə baş verir. Bu zaman 2H102D dinistoru açılır və C_5 kondensatoru R_5, R_6 , 2H102D və R_4 dövrəsi vasitəsi ilə boşalır. Beləliklə müqavimətdən 5V gərginlik KY202H tiristorunun idarəedici elektroduna verilir. C_3 kondensatoru tiristor və Tr_2 transformatorunun birinci dolağından boşalır. K_3 açarı isə generatorun çıxışında olan impulsun qütblərini dəyişməyə imkan yaradır. Generatorun xaricdən idarə olunması C_4 , R_7 , və KY202H tiristoru ilə qapanan dövrə vasitəsi ilə baş verir. KY202H tiristorunun idarəedici elektroduna gərginlik R_7 rezistoru vasitəsi ilə verilir.

Generatorun texniki göstəriciləri aşağıdakılardır.

1. İmpulsun davam etmə müddəti: 15 – 30 mks
2. İmpulsun amplitudu: 30 – 50 kV
3. İş rejimi: a) Tək impuls, b) Avtomatik, c) Xaricdən

buraxılma.

4. İmpulsun təkrarlanma tezliyi: $1 \div 50$ hs

5. Generatorun ölçüsü: $20 \times 25 \times 25$ sm³.

6. Generatorun çəkisi: 4kq

Belə bir generator vasitəsi ilə CdS monokristalında strimer boşalması almaq mümkün olmuşdur.

1. *И.П.Жеребцов: «Основы электроники».Л., «Энерго-издат», 1989*

2. *Пасынков В.В., Чиркин Л.К. «Полупроводниковые приборы». М., «Высшая школа», 1987*

Elmi rəhbər dos. Ağayev M.N.

AŞQARLANMIŞ P-GASE KRİSTALLARINDA MƏXSUSİ FOTOKEÇİRİCİLİYİN İNFRAQIRMIZI SÖNMƏSİNİN SPEKTRİ

Məstəliyeva G.M.
Bakı Dövlət Universiteti
gunay31@list.ru

Bərk cisim fizikasının maraqlı və aktual məsələlərindən biri də yarımkeçirici materialın qadağan olunmuş zonasındakı lokal enerji səviyyələrinin tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcılarla mərhələli dolub-boşalması ilə bağlı olan fotoelektrik hadisələrinin tədqiqidir. Bu hadisələr sırasında öndə dayananlardan biri məxsusi fotokeçiriciliyin infraqırmızı (İQ) sönməsidir [1].

p-GaSe kristallarının qadağan olunmuş zonasında kifayət qədər böyük sıxlığa, əlverişli enerji dərinliyinə və sərbəst yükdaşıyıcıları tutma kəsiyinə malik müxtəlif tip (α -dayaz və β -dərin) tutma və rekombinasiya (S-sürətli və r-asta) mərkəzlərinin mövcudluğu, müəyyən şəraitdə (başlıca olaraq aşağı temperaturalarda) həmin hadisənin müşahidə olunmasını müm-

kün edir [2]. Lakin indiyədək aşqarlanmanın həmin materialda bu hadisəyə təsiri lazımınca öyrənilməyib.

Təqdim olunan işdə müxtəlif miqdarda holmiumla aşqarlanmış p-GaSe monokristallarında məxsusi fotokeçiriciliyin İQ sönməsinin xüsusiyyətləri tədqiq edilmişdir.

Aparılan ölçmələr nəticəsində müəyyənləşdirilmişdir ki, $\sim 10^{-5}$ at.% miqdarında aşqarlanmış p-GaSe<Ho> kristallarında məxsusi fotokeçiriciliyin İQ sönməsinin spektral paylanmasının xarakterik nöqtələri (maksimumu və qırmızı sərhədi) alçaqomlu təmiz p-GaSe kristallarındakına nəzərən təqribən $\Delta\lambda \approx 0,1 \text{ mkm}$ qədər uzun dalğalar tərəfə sürüşmüş olur. Məxsusi fotokeçiriciliyin İQ sönməsinin spektral paylanmasının xarakterik nöqtələri ən yüksəkomlu p-GaSe monokristallarındakı ilə müqayisədə də nəzərəcarpacaq dərəcədə uzun dalğalar tərəfə sürüşmüş olur. Aşqarın miqdarının sonrakı artırılmasında əvvəlcə bu sürüşmənin qiyməti $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 > 0$ olur (burada λ_0 - təmiz, λ -isə Ho-la aşqarlanmış p-GaSe kristallarında məxsusi fotokeçiriciliyin sönməsinin spektral paylanmasının maksimumuna və ya qırmızı sərhədinə uyğun gələn dalğa uzunluğudur) və artmaqda davam edir. $N_{\text{Ho}} \approx 10^{-4}$ at.% olduqda $\Delta\lambda$ özünün maksimal qiymətini alır. Sonra isə aşqarın miqdarının $\sim 10^{-2}$ at.%-ə qədər artması ilə $\Delta\lambda$ kiçilir və $N > 10^{-2}$ at.% qiymətlərində işarəsini dəyişir ($\Delta\lambda < 0$ olur). Bu isə o deməkdir ki, $N \approx 10^{-1}$ at.% olan p-GaSe<Ho> monokristallarında məxsusi fotokeçiriciliyin İQ sönməsinin spektral paylanması daha qısa dalğalar oblastını əhatə edir.

1. Рывкин С.М. Фотозлектрические явления в полупроводниках. М., Наука, 1963, -429 с.
2. Бабаева Р.Ф. Автореферат докторской диссертации. Баку, 2009, -38 с.

Elmi rəhbər: dos. Rəsulov E.A.

REAL METAL - YARIMKEÇİRİCİ KONTAKTLARDA PERİFERİYA CƏRƏYANI

Məmmədov R.M.
Bakı Dövlət Universiteti
ramil384@mail.ru

Periferik effektlərin yaratdığı cərəyanı ölçmək üçün aşağıdakı metod işlənib hazırlanmışdır. Bu metoda uyğun olaraq düzləndirici metal-yarımkeçirici kontaktın periferik effektlərinin cərəyanı periferik effektlərin xətti J_L cərəyan sıxlığı ilə təyin olunur. J_L -i təyin etmək üçün I_1 və I_2 cərəyanlarının axdığı L_1 və L_2 uzunluqlu periferiyaya və S_1 və S_2 sahəsinə malik iki eyni metal-yarımkeçirici kontaktdan istifadə olunur. Əgər sahəsi S_1 olan N sayda metal-yarımkeçirici kontaktların sahəsi S_2 MYK-ın sahəsi ilə eyni olarsa, onda aşağıdakı mülahizələri yürütmək olar:

$$S_2 = NS_1 \text{ və } L_2 < NL_1 \quad (1)$$

Əgər periferik effektlərin təsiri olmadığı zaman sahəsi S_1 və S_2 olan metal MYK-dan axan cərəyanlar I_{s_1} və I_{s_2} , və yalnız periferik effektlərin təsiri altında axan cərəyanlar I_{L_1} və I_{L_2} olarsa, onda MYK-nın ümumi cərəyanları I_1 və I_2 aşağıdakı şəkildə ifadə olunurlar:

$$I_1 = I_{s_1} + I_{L_1} \text{ və } I_2 = I_{s_2} + I_{L_2} \quad (2)$$

Eyni MYK-lar üçün (1) şərti ödəndikdə, aşağıdakı ifadə düzgündür:

$$I_{s_2} = NI_{s_1} \quad (3)$$

Uyğun olaraq $L = NL_1 - L_2$ kontaktın periferik uzunluğu keçən cərəyan (2) və (3) düsturlarını nəzərə alıqda aşağıdakı ifadə ilə təyin olunur:

$$I_L = NI_{L_1} - I_{L_2} = N(I_1 - I_{s_1}) - (I_2 - I_{s_2}) = NI_1 - I_2 \quad (4)$$

Düzləndirici metal-yarımkeçirici kontaktın periferik effektlərin xətti J_L cərəyan sıxlığı aşağıdakı ifadə ilə təyin

olunur:

$$J_L = \frac{I_L}{L} = \frac{NI_1 - I_2}{NL_1 - L_2} \quad (5)$$

Uyğun olaraq, kontaktlarının periferiyasının uzunluğu L_1 və L_2 olan MYK-nın I_{L1} və I_{L2} cərəyanları aşağıdakı kimi ifadə olunurlar:

$$I_{L1} = J_L L_1 \quad \text{və} \quad I_{L2} = J_L L_2 \quad (6)$$

S_1 və S_2 sahəli MYK-ların ümumi cərəyanında periferik effektlərin cərəyanlarının g_1 və g_2 payları aşağıdakı kimi (%) ifadə olunurlar:

$$g_1 = \frac{I_{L1}}{I_1} 100 \quad \text{və} \quad g_2 = \frac{I_{L2}}{I_2} 100 \quad (7)$$

Bu metodda əvvəlcə metal-yarımkeçirici kontaktların periferik effektlərinin xətti sıxlığının orta qiyməti təyin olunur, daha sonra periferik effektlər tərəfindən yaradılan cərəyan və periferik effektlər olmadıqda kontaktdan keçən ümumi cərəyan təyin edilir.

Bu metodun məğzi aşağıdakı kimidir: sahələri S_0 , S_1 , uyğun olaraq kontaktların periferiyasının uzunluğu L_0 , L_1 olan iki eyni (burada $S_0 \ll S_1$) MYK-dan axan I_0 və I_1 ümumi cərəyanları ölçülür. Sahəsi S_1 -ə bərabər olan S_0 ümumi kontaktlarının sayı N olarsa, onda aşağıdakı ifadəni ala bilərik:

$$S_1 = NS_0 \quad \text{və} \quad L_1 < NL_0 \quad (8)$$

Əgər periferik effektlərin cərəyan sıxlığı

$$J_L = \frac{I_L}{L} = \frac{NI_0 - I_1}{NL_0 - L_1} \quad (9)$$

olarsa, onda S_0 və S_1 sahəsinə malik olan kontaklardan periferik effektlərin təsiri olmayan zaman axan I_{0S} və I_{1S} cərəyanları və yalnız periferik effektlərin təsiri altında axan I_{0L} və I_{1L} cərəyanları aşağıdakı kimi ifadə olunur:

$$I_{0S} = I_0 - I_{0L} \quad \text{və} \quad I_{1S} = I_1 - I_{1L} \quad (10)$$

$$I_{0L} = J_L L_0 \quad \text{və} \quad I_{1L} = J_L L_1 \quad (11)$$

1. Мамедов Р.К., Мамедов Р.К. Контакты металл-полупроводник с электрическим полем пятен. Баку, БГУ, 2003, 231 с.

2. Стриха В.И., Бузанева Е.В. Физические основы надежности контактов металл-полупроводник в интегральной электронике. Москва, Сов.радио, 1987, 254 с.

3. Адамчук В.К., Федосенко С.И. Исследование процесса формирования барьера Шоттки методом фотоэлектронной спектроскопии. В сб. Полупроводниковые приборы с барьером Шоттки, Киев, Наукова думка, 1979, с.

Elmi rəhbər: prof. Məmmədov R.Q.

İMPULS PLAZMA BUXARLANDIRICILARINDA ANODUN BUXARLANMASI PROSESLƏRİ

İsgəndərova G.İ.

Bakı Dövlət Universiteti

gulnar-isgenderova@mail.ru

Bu texnologiyanın əsasını impuls plazma buxarlandırıcısı təşkil edir. Selin hərəkət istiqamətinə perpendikulyar qoyulmuş soyuq altlıq üzərində sıx impuls plazma seli ($n \sim 10^{16} \div 10^{18} \text{ sm}^{-3}$) kondensasiya olunaraq təbəqə əmələ gətirir. Bu metod ilə Mo və GeO_2 təbəqələrini almaq üçün plazmanı vakuum mühitində alısdırmaq lazımdır. İmpuls rejimində işləyən plazma buxarlandırıcılarında olan kifayət qədər böyük cərəyanların təsiri nəticəsində onların elektrodları eroziyaya uğrayır və boşalma fazasına buxar halında atılır. Çox vaxt elektroddan buxarlanan kütlənin miqdarını bilmək lazım gəlir. Təbiidir ki, elektrodun vahid səthindən buxarlanan maddənin miqdarı boşalma aralığında olan cərəyanla və onun davam etmə müddəti ilə mütənasibdir.

Boşalma cərəyanının kifayət qədər böyük qiymətlərində ($J=5 \div 10 \text{ kA}$) elektrodların səthinə böyük istilik seli düşür. Belə böyük sellərdə buxarlanmaya sərf olunan enerji elektrodun səthinə düşən bütün enerjini uda bilmir və metalın səthində

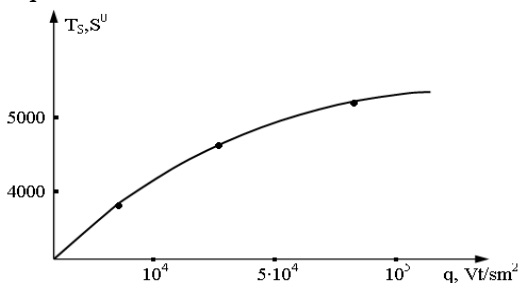
ifrat qızmış nazik təbəqə yaranır.

$$\dot{m}_{hes} = \frac{\Delta m}{\Delta t} = 5,83 \cdot 10^2 \sqrt{\frac{\mu}{T_s}} \cdot 10^{\frac{\lambda}{T_s} + B}$$

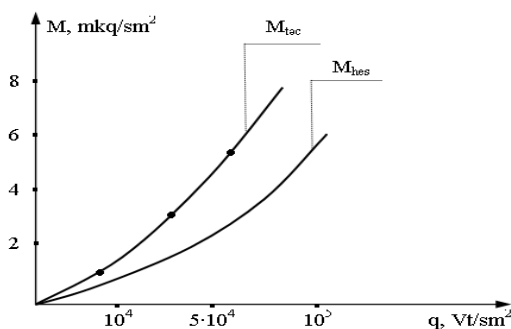
ifadəsindən buxarlanma sürətini tapıb elektrodun səthindən buxarlanan ümumi kütləni

$$\dot{m}_{hes} = S_{ef} m \cdot \tau$$

kimi hesablamaq olar.



Şəkil 1. Elektrodun səth temperaturunun enerji sıxlığından asılılığı



Şəkil 2. Molibden elektrodunun vahid səthindən atılan kütlənin onun səthinə düşən enerji sıxlığından asılılığı

Elektrodun səth temperaturu kifayət qədər böyük qiymətlər ala bilər. Bunun nəticəsində maddə eroziya olunan sahədə ani olaraq əriyib plazmaya çevrilərək partlayışlar şəklində elektrodlar arasına atılır. Sonra isə boşalma kamerasında yara-

nan qazokinetik $P=2n_e kT$ təzyiqi nəticəsində alınmış plazma sel halında irəli atılır.

Digər tərəfdən isə elektrodu boşalmaya qədər və boşalmadan sonra dəqiq tərəzidə çəkməklə eroziya olunan kütləni tapmaq olar. Şəkil.3 – də $m_{təc}$ və m_{hes} kütlələri müqayisə edilmişdir.

$$\dot{m}_t = \frac{\Delta m}{S_{ef} \cdot \tau}, \quad S_{ef} \approx 0,8 \text{ sm}^2, \quad \tau = 300 \text{ mks}$$

Amma elektrod ağır olduğundan bu cür tapılan qiymət çox dəqiq olmur. Tozlanan maddənin miqdarını tapmaq üçün plazma buxarlandırıcısından müəyyən məsafədə (bu məsafə əsas etibarilə altlığın yerləşdiyi məsafə tərtibində götürülür) kiçik çəkiyə malik nazik şüşə tələləri yerləşdirilib. Onlarda yığılan kütlə 10^{-4} q dəqiqliklə təyin edilmişdir.

1. И. В. Антонец “Радиотехника и электроника.” – 2006, т.51, №12, с. 1081.
2. *Технология тонких пленок*. Под. ред. Майселла Л., Глэнга Р., Москва, Энергия, 3 т., 1977-662 с.
3. Берри Р., Холл П., Гаррис М. *Тонкопленочная техно-логия*. — М.: Энергия, 1972. — 336 с.

Elmi rəhbər: dos.B.B.Davudov

TlGaTe₂ KRİSTALLARININ ELEKTRİK KEÇİRİCİLİYİNİN VƏ DİELEKTRİK NÜFUZLULUĞUNUN TEZLİK ASILILIĞI

Məmmədov R.A.
Bakı Dövlət Universiteti
ramil.azad@mail.ru

TlGaTe₂ yarımkəçirici birləşməsi A³B³C⁶₂ qrup birləşmələri sinfinə məxsusdur və qəfəsin periodları a=8,420 Å, c=6,865 Å olmaqla tetraqonal sinqoniyada kristallaşırlar [1].

Bu yarımkeçirici geniş praktiki tətəbiq imkanlarına malikdir. Belə ki, ondan hidrostatik təzyiqə qarşı yüksək dərəcədə həssas olan tenzoqeydedicilərin, geniş temperatur intervalında işləyə bilən infraqırmızı şüa qəbuledicilərinin, piroelektrik qəbuledicilərin hazırlanması üçün istifadə etmək olar [2].

Təqdim olunan işdə TlGaTe_2 kristallarının dielektrik nüfuzluğunun xüsusiyyətləri öyrənilmişdir. Daha doğrusu həmin kristalların dielektrik nüfuzluluğunun həqiqi (ϵ') və xəyali (ϵ'') hissələrinin tezlik dispersiyası, dielektrik itgi bucağının tangensinin ($\text{tg}\delta$) və elektrik keçiriciliyinin tezlikdən asılılığı tədqiq edilmişdir. Ölçmələr otaq temperaturunda ($25\text{-}10^6$) Hs tezlik intervalında rəqəmli E7-25 impedans ölçü cihazı vasitəsilə aparılmışdır.

Müəyyənləşdirilmişdir ki, tezlik yüksəldikcə ϵ' kiçilir və $f=10^3$ Hs olduqda 200, $f=10^6$ Hs olduqda isə 21-ə bərabər olur. Dielektrik nüfuzluluğunun belə monoton azalması imkan verir deyək ki, TlGaTe_2 kristallarında dispersiya relaksasiyası mövcuddur.

Qeyd etmək lazımdır ki, tezliyin $f=5\cdot 10^3$ Hs qiymətində TlGaTe_2 kristallarının sabit sahədəki (σ_{ds}) keçiriciliyin qiyməti, dəyişən sahədəki qiymətinə (σ_{as}) bərabər olur: $\sigma_{\text{ds}} = \sigma_{\text{as}} = 1,09\cdot 10^{-7} \text{ Om}^{-1}\cdot\text{sm}^{-1}$. Tezliyin yüksəlməsi ilə σ_{as} artır və $f=10^6$ Hs olduqda $\sigma_{\text{as}}=1,4\cdot 10^{-6} \text{ Om}^{-1}\cdot\text{sm}^{-1}$ qiymətini alır.

Eyni zamanda aşkar edilmişdir ki, $f=10^3$ Hs olduqda, $\text{tg}\delta$ -nin tezlik asılılığında maksimum müşahidə olunur və tezliyin sonrakı yüksəlməsi ilə bu kəmiyyətin qiyməti hiperbolik qanunla azalır. Bu isə TlGaTe_2 kristallarının elektrik keçiriciliyinin relaksasiya mexanizminə malik olmasına dəlalət edir. TlGaTe_2 kristallarının dielektrik nüfuzluluğunun xəyali hissəsinin (ϵ'') tezlik asılılığının tədqiqindən isə müəyyənləşdirilmişdir ki, tezliyin yüksəlməsi ilə dispersiya zəifləyir.

1. Muller D., Eulenberger G., Hahn H. *Über ternäre Thalliumchalkogenide mit Thallium selenidstruktur* // Z. anorg. Allg.

Chem., 1973, 398, pp. 207-220.

*2. Салаев Э.Ю., Аллахвердиев К.Р., Гасымов Ш.Г., Мамедов Т.Г.
Датчик гидростатического давления // Авторское свиде-
тельство СССР № 1182291, 1984.*

Elmi rəhbər: f.r.e.n. Rəhimova N.Ə.

METAL-YARIMKÇİRİCİ KONTAKTININ OMİK XASSƏSİ

Cəlilli Ü.S.

Bakı Dövlət Universiteti

umidec@mail.ru

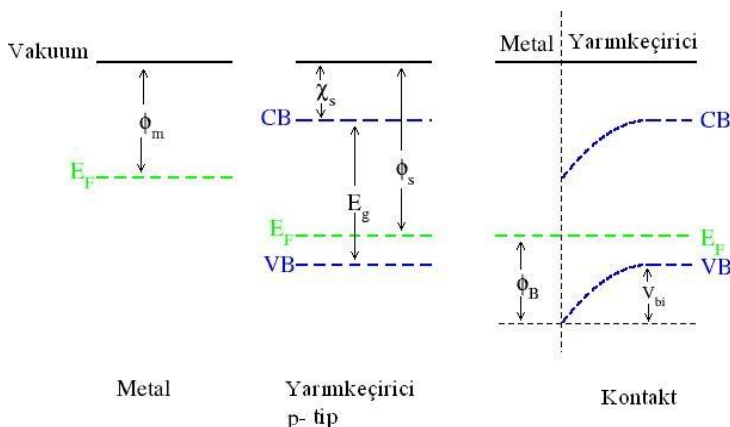
Müasir dövrdə elm və texnikanın inkişafına elektronikanın təsiri çox böyükdür. Bu baxımdan həm mikroelektronikanın, həm də nano elektronikanın qarşıya qoyduğu məsələlərin həllində kontakt hadisələrinin tədqiqi diqqəti daha da cəlb edir.

Metal –metal kontaktı . İki müxtəlif metalın kontaktında, kontakt potensiallar fərqi yaranır. Kontakt potensiallar fərqi ona görə yaranır ki, metallar müxtəlif olduğu üçün, onlarda potensial çuxurun dərinliyi və Fermi səviyyəsi müxtəlifdir. Kontakt yaranarkən metallardan biri müsbət digəri isə mənfi yüklənir. Hər iki metalın kontaktında potensiallar fərqi əmələ gəlir və energetik səviyyələr sürüşür. Sürüşmə o vaxta qədər davam edir ki , metalların Fermi səviyyəsi bərabərləşir.

Metal-metal kontaktından termocütün hazırlanmasında istifadə olunur. Kontakt potensiallar fərqi, elektron cihazların, məsələn termoelektron çeviricilərdə əhəmiyyətli rol oynayır. Metal-vakuum boşluğu - metal kontaktında vakuum boşluğunun qalınlığı sıfır olanda kontakt omik, qalınlıq çox böyük olanda kontakt cəryan keçirmir. Qalınlıq 1nm tərtibində olanda kontakt diod (düzəldirmə) xassəsinə malikdir.

Metal-yarımkeçirici kontaktı. Kontaktdan elektrik cəryanı

keçərkən kontaktda yaranmış elektrik sahəsi, enerji səviyyələrinin əyilməsinə səbəb olur. Əyilmənin istiqaməti kontakta gətirilmiş materialların çıxış işləri ilə təyin olunur. Bu zaman metal-yarımkəçirici kontaktı ya düzləndirilə bilər (Şottki diodu), ya da Om qanununa tabe ola bilər (Omik kontakt olur).



Omik kontakt. Kontakt müqavimətinin qiyməti cərəyanın qiymət və istiqamətindən asılı olmayan halda kontakt Omik kontakt adlanır. Belə kontaktın VAX düz və tərs istiqamətdə düz xətti olur. Elektronikada yarımkəçirici cihazların istehsalı zamanı vacib komponent kimi Omik kontakt (OK) qarşısında aşağıdakı tələblər qoyulur:

1. OK keçid müqaviməti (R_K) cihazın ardıcıl müqaviməti ilə müqayisədə kiçik olmalıdır.
2. OK hazırlama texnologiyası bütünlükdə cihazın hazırlanması texnologiyasına uyğun olmalıdır.
3. OK hazırlanma prosedurası cihaz quruluşunu dəqradasiya etməməlidir.
4. OK hazırlanarkən metal təbəqəsinin YK -yə adiqəziyası yaxşı olmalıdır.
5. OK-ın elektrik, mexaniki və digər parametrləri praktiki olaraq parametrlərin geniş intervalda dəyişdiyi zaman sabit

qalmalıdır. Kontakt sahənin dəyişməsi omikliklə xələl gətirməməlidir.

6. Cihazın strukturunun işlədiyi parametrlərin dəyişdiyi intervalda omiklik təmin olunmalıdır. Omik kontaktın tədqiqi zamanı aparılan geniş nəzəri araşdırmalar və təcrübi nəticələr onudəməyə əsas verir ki bu sahəyə maraq hər zaman aktual olmuşdur.

1. Аскеров Ш. К Омичности контакта метал-полупроводник. Уч. записки АГУ. №3. С 55. 1976

2. Зи. С. М. Физика полупроводниковых приборов Москва: Мир, часть 1, 1984, С.324-450

Elmi rəhbər: prof. Əsgərov Ş. Q.

QAZ BOŞALMASI MÜSBƏT SÜTUNUNDA STRAT RƏQSLƏRİNİN TƏDQIQI

Nadirova G.O.

Bakı Dövlət Universiteti

gulnar.nadirova1994.gn@gmail.com

Müasir texnikanın ən yeni sahələrində plazmadan geniş istifadə olunur. Plazmada ionların konsentrasiyası böyük qiymətə malik olur. Ona görə də böyük sıxlıqlı ion seli almaq üçün ionların plazma mənbələrindən istifadə edirlər. Plazma mühərliklərində işçi maddə plazma selindən ibarətdir. Hazırda işçi maddəsi plazma olan reaktiv qurğular (raketlər) yaradılır. Plazmanın nümunə kimi gətirdiyimiz bu və digər tətbiq sahələrində və elmi tədqiqat işlərində çox vaxt bircins plazma əldə etmək lazım gəlir. Bununla bağlı olaraq müsbət sütunda meydana çıxan qeyri-bircinsliyi aradan qaldırmaq lüzumu yaranır. Belə qeyri-bircinsliklərdən biri və ən geniş yayılanı da stratlar olduğundan müsbət sütun plazmasında stratların

öyrənilməsi çox mühüm əhəmiyyət kəsb edir.

Qaz boşalmasının müsbət sütunu iki formada mövcud olur: bircins və laylı sütunlar. Müsbət sütunda layların (stratların) əmələ gəlməsi qaz boşalmasının hələ ilk tədqiqatçılarına məlum olan geniş yayılmış bir hadisədir. Müsbət sütunda təbii stratlar heç bir xarici mənbənin periodik təsiri olmadan yaranırlar.

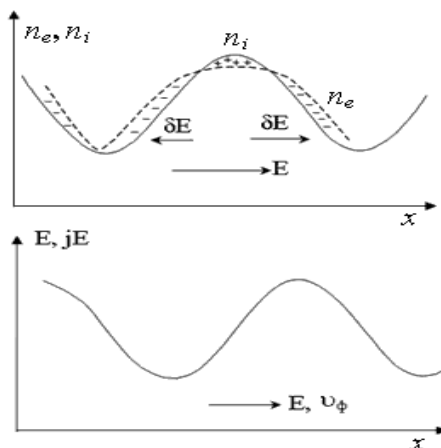
Uzununa həyəcanlaşmaların inkişafının nəticəsi boşalmanın stratlaşmasına, yəni stratların yaranmasına səbəb olur. Stratlar tərpənməz (dayanmış stratlar) və hərəkət edən (qaçan stratlar) olurlar.

Stratlar boşalma cərəyanı, qazın təzyiqi, boşalma borusu radiusu qiymətlərinin məhdud diapazonunda mövcud olurlar. Böyük amplitudlu startlar da mümkündür. Bu startlarda stratın parametrlərinin rəqsləri sinusoidal olmur.

Stratlar elektrik sahəsi istiqamətində növbələşən eninə yerləşmiş işıqlı və qaranlıq zolaqlardan:artmış və azalmış elektron konsentrasiyası oblastlarından ibarətdir. Adi gözlə staratları yalnız onlar bir yerdə dayandıqları halda görmək olar.Boşalmada daha tez-tez qaçan stratlar yaranır. Bir stratın uzunluğu,yəni iki qonşu startın uyğun nöqtələri arasındakı məsafə, boşalma borusu diametrinin bir neçə misli qədər olur.

İndi stratların niyə qaçmasını və bir qayda olaraq, anoddan katoda doğru qaçmasının səbəbini aydınlaşdıraraq. Qeyd etmək lazımdır ki, nisbətən kiçik dalğalarda yüklü zərrəciklərin konsentrasiya qradientləri böyük olur. Plazmanın yüksək dərəcədə elektroneytral olmasına baxmayaraq yüklərin mövcud olan nisbi ayrılması dreyflə yox, diffuziya ilə müəyyən olunur.

Tutaq ki, hər hansı $t=t_0$ anında müsbət sütunun $x=x_0$ nöqtəsində fluktasiya nəticəsində ionlaşma sürəti artıb. İlk anda müsbət ionların və elektronların konsentrasiya artımı üst- üstə düşür. Növbəti anda yüklü zərrəciklərin konsentrasiya az olan yerlərə diffuziyası başlayır.



Şəkil 1. Müsbət sütunda qaçan stratların hərəkətinin izahı

Elektronlarının kütləsi ionların kütləsindən kiçik olduğundan elektronların diffuziya sürəti böyük olur və nəticədə yüklərin ayrılması baş verir.

Bunun nəticəsində polarizasiya elektrik sahəsi δE yaranır. Bu sahə konsentrasiyanın maksimumundan anoda tərəfdə müsbət sütundakı E elektrik sahəsi ilə əks istiqamətli olur və buna uyğun olaraq ionlaşma sürəti zəifləyir.

Konsentrasiyanın zirvəsindən katod tərəfdə isə polyarizasiya elektrik sahəsi δE sütundakı E elektrik sahəsi ilə eyni istiqamətli olur, onunla toplanır, sahə güclənir və uyğun olaraq ionlaşma sürəti də artır. Nəticədə ionlaşmanın maksimumu katoda tərəf sürüşmüş olur.

1. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М., 1987

2. Гарибов Г.И., Садыхзаде Г.М. Газоразрядная плазма в учебной лаборатории, Баку, 2005.

3. Qəribov Q.İ. Qaz boşalması və plazma fizikası praktikumu, Bakı, 2003

Elmi rəhbər: dos. Qəribov Q.İ.

KİÇİK BOŞALMA CƏRƏYANLARINDA QAZ BOŞALMASI PLAZMASININ DİNAMİK XASSƏLƏRİ

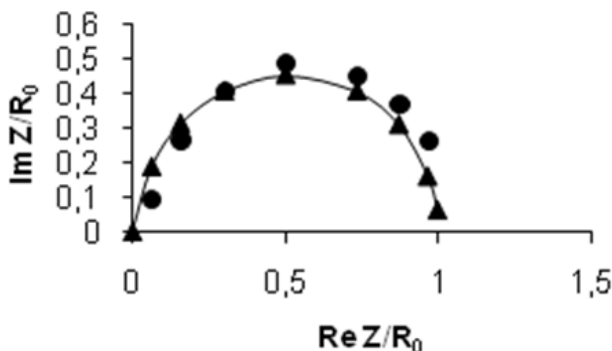
Mikayılova A.Y.
Bakı Dövlət Universiteti
mikayilova50@gmail.com

Qeyd edək ki, böyük diametrli boşalma borularından fərqli olaraq, bir neçə on Tor qazın təzyiqindən başlayaraq, həyəcanlaşma və ionlaşma prosesləri pilləli xarakter daşıyır, yüklü zərrəciklərin yoxolması ambipolyar diffuziya rejimində baş verir. Kapillyar borularda elektron temperaturunun yüksək olmasına görə yüklü zərrəciklərin yaranmasında birbaşa proseslər hələdici rol oynadığı halda, zərrəciklərin yox olmasında sərbəstçatma rejimi əsas rol oynayır [1-3]. Kapillyar borularda olan bu xüsusiyyət ətalətliyin bir faktorunu nəzərə almaqla onlara daha sadə formada dinamik xarakteristika üsulunu tətbiq etməyə şərait yaradır. Yəni bu halda, sərbəstdüşmə-diffuziya rejiminə ionlaşma-ambipolyar diffuziya rejiminə uyğun olan tənlilikləri tətbiq etmək olar.

Bu məqsədlə biz, neon qazında kapillyar boşalma borusunda müsbət sütunun dinamik xassələrini öyrənmişik. Boşalmanın statik və dinamik voltamper xarakteristikaları ölçülmüş və boşalmanın uyğun şəraitində hesablanmış dinamik müqavimətin xarakteristikaları qurulmuşdur. İonlaşma proseslərin ətalətliyini nəzərə alaraq, alınan nəzəri və təcrübi nəticələr bir-biri ilə müqayisə edilmişdir.

Təcrübi ölçmələr daxili diametri - 2, və uzunluğu - 400 mm olan standart boşalma borusunda aparılmışdır. Borunun elektrodları – katod və anod zavod şəraitində paslanmayan poladdan hazırlanmış və boşalmaya tətbiq olunan sabit gərginliyin qütblərini dəyişmək mümkün idi. Boşalma borusuna təzyiqi 130 Pa olan spektral təmiz neon qazı doldurulmuşdu. Baxılan şəraitdə boşalmanın məxsusi rəqslərinin tədqiqi

nəticəsində aşkar edilmişdir ki, kiçik boşalma cərəyanları oblastında, ($I_b \leq 10$ mA) olduqda boşalmada cərəyan fluktasiyaları baş vermir. Boşalma cərəyanının, sonrakı artırılmasında ($I_b > 10$ mA olduqda) tezliyin 20 – 30 kHs diapazonunda müntəzəm rəqlər yaranır. Bu rəqlərin xüsusiyyətlərini araşdırdıqda aşkar edilmişdir ki, onlar qaçan strat xarakterlidir. Cərəyanın 20 mA-dən böyük qiymətlərində elektrik boşalmasında müntəzəm qaçan statlar küy xarakterli rəqlərə keçir. Bu halda həm cərəyanın, həm də gərginliyin modulyasiya dərinliyi təqribən 3 – 4% təşkil edir.



Şəkil 1. Boşalmanın dinamik volt-ampere xarakteristikasının qodoqrafları. Üçbucaqlı nöqtələrlə - nəzəri, qara nöqtələrlə - təcrübi nəticələr göstərilir ($Ne, P = 130$ Pa, $d = 2$ mm, $I_b = 10$ mA, $R_0 = 80$ kOm).

Şəkil 1-də boşalma cərəyanının $I_b = 10$ mA qiymətində ölçülmüş dinamik xarakteristika göstərilir. Statik volt-ampere xarakteristikada gərginliyin sabit qalması xarakterinə uyğun olaraq, qodoqraf kiçik tezliklərdə koordinat başlanğıcından başlanır. İmpedans induktiv xarakter daşıyır, tezlik artdıqca, impedansın reaktiv toplananını artır, tezliyin 10^4 Hs qiymətində maksimuma çatır, sonra isə azalır. İmpedansın aktiv toplananı tezlik artdıqca, monoton olaraq artır. İmpedansın modulu bütün ölçmə diapazonunda monoton artır, yüksək

tezliklər sərhədində üstün aktiv xarakterli olur və sabit cərəyana qarşı müsbət sütunun xüsusi müqavimətinə bərabər qiymət alır.

Dinamik müqavimətin tədqiqində məlum olmuşdur ki, xarici modullaşdırıcı signalın təsirlə strat rəqsləri sinxronlaşır. Boşalma cərəyanının 10 mA qiymətində stratın sinxronlaşması 4,2 kHs təşkil edir. Xarici signalın təsirlə boşalma cərəyanının 5% modulyasiya dərinliyində strat rəqslərinin tezliyi 27 kHs təşkil edir. Modulyasiyanın dərinliyi artdıqca, sinxronlaşma zonası daha da genişlənir. Stratın sinxronlaşma oblastında modulyasiya tezliyi ilə yanaşı dinamik müqavimətin modulunun və boşalma borusunda gərginliklə cərəyan arasındakı faza sürüşməsinin periodik dəyişməsi müşahidə edilir.

[1] Мурадов А.Х., Гусейнов Т.Х. Динамические свойства слаботочного разряда в трубках малого диаметра // Вестник Бакинского Университета, Баку, 2008, №2, с.152-156.

[2] Hüseynov T.X. Elektrik boşalmasında baş verən elementar proseslərin dinamik xassələri və tezlik xarakteristikaları // AMEA-nın xəbərləri, Fizika, Bakı, 2015, № 3, s.3-8.

[3] Гусейнов Т.Х. Расчет динамической характеристики разряда в гелии в низкочастотном диапазоне // Известия НАНА, серия физ.-мат. и техника, физика и астрономия, Баку, 2009, т. XXIX, № 2, с.112-117.

Elmi rəhbər: dos.T. X. Hüseynov

THE INVESTIGATION OF IONIZATION WAVE IN ARGON DISCHARGE

Hüseynli S.N.
Baku State University
huseynli.sona@mail.ru

In recent years, special attention is given to experimental studies of the waves of ionization. The waves of ionization may arise in discharge ignition during the electrical conductivity of gases.

The main distinguishing features of the wave of ionization consist of ionization front, electromagnetic energy distribution in wave front and formation of an electric field. The wave of ionization, as well as positive and negative impulses, but their different rates of change also can be observed. It was revealed that, in advancing ionization process influences to the nature of wave propagation. The spreading wave of ionization in gas range is accompanied by the ionization of gas atoms. For this case, the increasing intensity of radiation proves behind the front of the wave.

The long discharge periods of adjustment process is widespread physical phenomenon. During adjustment process the action of ionization front occurs in gas. This action is accompanied by a loading capacity of distribution.

This is the first time that, the formation of discharge have been investigated with equal size of a non-monotonous distributed along the pipeline capacity. In this case, the capacity is reduced to the same size in the center of the pipe, and then gradually increases in the same step.

The practice was carried out in glass gas discharge tube, where the distance between the electrode is 1m and 1mm filled argon pressure, internal diameter is 0.32m.

The principal difference is that previous studies, this study

is to learn to get used to wave gas range that, the distributed capacity of the gas discharge tube changed equally non-monotonous. The capacity reaches the maximum price near pipe tip. Away from the pipe tip, the capacity decreases to the center of the equally pipe, and then creates $C_1 - C_n$ capacity, grows up the initial price.

The velocity of ionization front will remain constant throughout the tube at all conditions, doesn't depend on any pipe tip to provide nutritional tensions and any tip of wave discharge. In stable {1} and non-monotonous unbalanced {3} changing capacity condition, the velocity of ionization wave will remain constant throughout the pipeline. Based on this fact, it can be concluded that, the speed of the wave is determined by the discharge modes, and changing conditions or during the subsequent spreading can't change. {2}

When the speed of ionization wave increases, both the frequency and the voltage also grow. Amplitude and energy of electrons increases with the growth of voltage and according to this, the electrons creates the great field and thus, the amount of ionization increases. This situation, in turn, causes increasing the speed of the front. With the increasing of the frequency of signals increases velocity. This grows possible, during the reduction of lighting time and the growing velocity which's given the lighting electrodes.

Changing of the voltages which's given electrode and frequency are influenced to q_0 charge per unit length of pipe.

With the reduced capacity, charge which's away from the lighting electrode also decreases, reaches its minimum value, then, with the increase of the capacity, the curve begins to grow. Indeed, a large capacity rings flows through the current, so this should be a big charge. The characterization of q_0 charge dependence on the length of pipe differs significantly founded dependences for distributed fixed and variable capacity situations.

The results are part of the explanation of the ideas about the mechanism of ionization waves.

1. Недоспасов А.В., Новик А.Е. “Скорость распространения фронта ионизаций при пробое длинных разрядных трубок”, Ж.Т.Ф. т.30., №11, 1960. стр.1329- 1333

2. Sadıq- zade Q.M, Ağayev M.N, “Tutumu qeyri- monoton dəyişən boşalma borusunda ionlaşma dalğasının tədqiqi”, Fizikanın müasir problemləri 7- ci Respublika konfransı, səh.159- 161, 2013- cü il

3. Агаев М.Н, Садых-заде Г.М, Эфендиев К.И. “Развитие разряда в длинной трубке с переменной распределенной ёмкостью” ТБТ, т.30, №4, стр. 818-822.1992 г.

Scientific supervisor: dos.G.M Sadig-zadeh

p-Si ƏSASINDA GÜNƏŞ ELEMENTLƏRİNİN SPEKTRAL XARAKTERİSTİKASI

Abdurahmanova F.B.

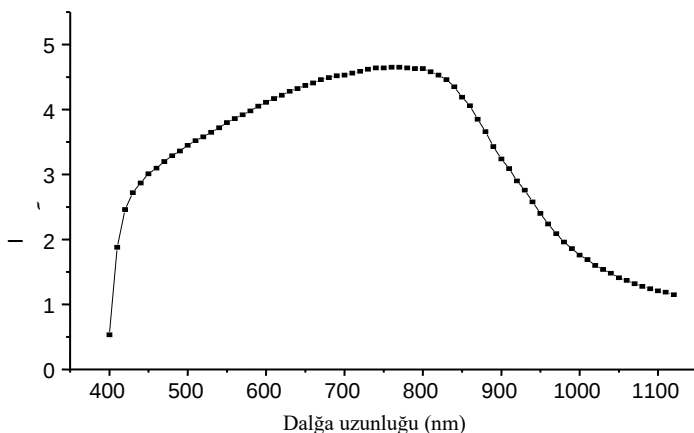
Bakı Dövlət Universiteti

fidan.abdurahmanova@mail.ru

Fotçevricilərin spektral xassələri haqqında tam təsəvvür əldə etmək üçün həmçinin həssaslığın spektrə görə paylanmasını, yəni spektral xarakteristikasını bilmək lazımdır. Spektral xarakteristika dedikdə qısa qapanma fotocərəyanının müxtəlif dalğa uzunluqlu şüalanma sellərinin təsirindən asılılıq xarakteristikası nəzərdə tutulur.

Şəkildə fotoçeviricinin spektral xarakteristikası verilmişdir. Qrafikdən göründüyü kimi fotoçeviricinin həssaslığı onu qısa dalğa ilə şüalandırıqda və eləcə də udulma sərhəddinə yaxın uzun dalğa oblastında aşağı düşür. Tədqiq olunan Günəş elementinin həssaslığı dalğanın $0,35 \text{ mkm} \div 1,15 \text{ mkm}$ oblastına düşür. Elementin maksimum həssaslığı $0,7 \text{ mkm}$ -dir. Bu da

nəzəriyyədən məlum olan nəticə ilə uyğunlaşır. Dalğanın uzunluğunun artması ilə həssaslığın aşağı düşməsinə, udulma əmsalının azalması hesabına, yaranan cütlərin $p - n$ keçidi oblastından uzaqlarda əmələ gəldiyindən, onların keçidə çatmamış qeyri əsas yük daşıyıcılar tərəfindən rekombinasiya olunması ilə izah etmək olar. Qısa dalğalar oblastında udulma əmsalının böyük olması, yaranan cütlərin səthə yaxın olması hesabına olur. Burada da üst qatlarda rekombinasiya olduğundan həssaslıq yenidən aşağı düşür. Həssaslığın böyük uzunluğa malik olan dalğa oblastında aşağı düşməsi, udulan kvantın enerjisinin Günəş elementinin hazırlandığı maddənin yasaq zolağının eninə bərabər olduqda, maddənin öz məxsusi udulma sərhədi hesabına baş verir.



Şəkil. Tədqiq olunan Günəş elementinin spektral xarakteristikası.

Elmi rəhbər: f.r.e.n Ağayev M.N.

POLİMER ƏSASLI VƏ YARIMKEÇİRİCİ QATQILI NANOKOMPOZİTİN HAZIRLANMASI

Ağayeva A.Ş.

Bakı Dövlət Universiteti

agayeva_aysel.11@gmail.com

Müasir elektronikanın bir çox sahələri üçün olan cihazların, o cümlədən günəş energetikası qurğularının, daha doğrusu günəş şüaları enerjisinin fotoelektrik üsulla elektrik enerjisinə çevirən günəş fotoelementlərinin hazırlanmasında digər materiallarla yanaşı üzvi polimer (polietilen) matrisalı və işığahəssas yarımkeçirici qatqılı(fazalı) kompozitlər də böyük maraq kəsb edir.

Təqdim olunan işdə polietilen matrisalı və fətohəssas yarımkeçirici nanoqatqılı(komponentli) kompozitin alınması texnologiyası haqqında məlumat verilir.

Bu proses mərhələli xarakter daşıyıb, başlıca olaraq komponentlərin pres ovuntusunun hazırlanması, alınmış ovuntunun həndəsi ölçülərinə görə fraksiyalara ayrılması, maqnit seperatordan keçirilməsi, hissəciklərin səthinin kənar maddələrdən (yağlardan, oksidlərdən və s.) təmizlənməsi və nəhayət, termik işlənməsindən ibarətdir. Bu məqsədlə müxtəlif tədqiqatçılar tərəfindən indiyədək öyrənilmiş oxşar kompozitlərin alınması üçün tətbiq olunan və elmi ədəbiyyatda öz əksini tapmış, sınınilmış texnoloji üsul və rejimlərdən istifadə etmişik.

İkinci mərhələisə alınması nəzərdə tutulan kompozitlərin fətohəssas yarımkeçirici komponentinin seçilməsindən ibarətdir. Burada başlıca diqqət həmin materialın fətohəssaslıq spektrinə və ovulma keyfiyyətinə yönəlik.

Seçilmiş komponentlərin ovuntularını bircins qarışdırmaq üçün içərisində mütəhərrik metal kürəciklər olan əl dəyirmanından istifadə edilmişdir və bu üsulla kifayət qədər homogen

olan qarışıq alınmışdır.

Polimer faza olaraq termoplastik polimerdən, daha doğru-
su polietiləndən, fəthəssas yarımkeçiricisi olaraq isə Se-li
birləşmələr istifadə etmişik.

Qeyd etmək lazımdır ki, komponentlərin seçilməsi, onların
ovuntularının qarışdırılması və bu qarışıq əsasında homogen
sistemin alınması digər kompozitlər kimi, polimer matrisalı və
fəthəssas yarımkeçirici qatqılı nanokompozitlər halında da
homogen sistemin alınması kompozitin yaradılmasında ən
mühüm məsələdir. Alınan kompozitin xassələri bu mərhələnin
uğurla yerinə yetirilməsindən çox asılıdır.

Alınmış qarışıq müəyyən temperatur rejimində xüsusi pres
qurğusunda preslənərək, nazik təbəqələr şəklində salınmışdır.

Aparılan ilkin sınaq ölçmələri nəticəsində, onların makros-
kopik miqyasda kifayət qədər homogen olduğu aşkar edil-
mişdir.

Elmi rəhbər: dos. Daşdəmirov K.M.

PASSIV SƏTHLƏRDƏ ADSORBSİYA OLUNMUŞ METAL ATOMLARI ADACIQLARININ BÖYÜMƏ KİNETİKASI

İsayeva Q.A.

Bakı Dövlət Universiteti

isayevaqizbes@gmail.com

Atom və molekulların valent doymuş səthlərə (passiv səth)
adsorbsiyası və onların bu səthlərə birgə adsorbsiyası müəyyən
xüsusiyyətləri ilə fərqlənir.

Məlumdur ki, valent doymuş səthli bərk cisimlər dedikdə,
elə bərk cisimlər başa düşülür ki, səthlərinə adsorbsiya olunan
atom və molekullar ilə səth atomları arasında elektron müba-
diləsi vasitəsi ilə müşahidə olunan qarşılıqlı təsir (kovalent və

ya metallik rabitə) çətinləşir. Bu isə səth atomlarının elektron quruluşunun özünə məxsus xüsusiyyətlərinin olması ilə əlaqədardır.

Gözləmək olar ki, passiv qrafit səthində metal atomları iki faza olacaq: ikiölçülü (2D) və ya üçölçülü (3D) adacıqlar halında və fiziki adsorbsiya olunmuş halda atomların ionlaşma potensialları böyük olduğundan həmin atomlar üzərində yüklər məlum halda olmalıdır. Onların səthlə əlaqəsi Van-der-Vaals qüvvəsi ilə yaranmalıdır.

$$\text{İkiölçülü adacıqların yaranması zamanı} \quad N_M \cdot \frac{d\gamma}{dt} = \nu_M$$

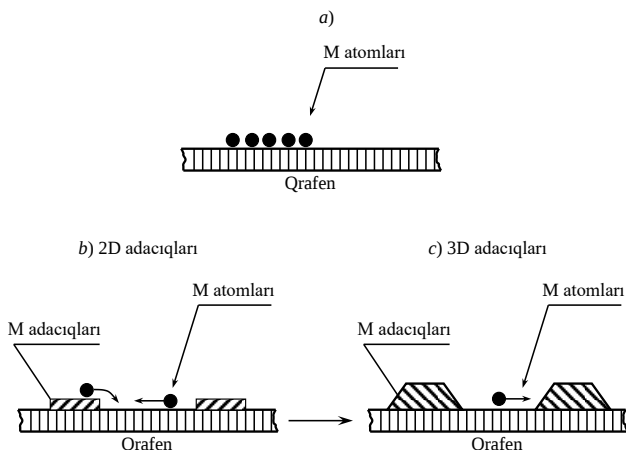
olmalıdır. Burada N_M - metal atomlarının səth üzərində konsentrasiyasıdır. Adacıqların 2D olduğu halında onların nisbi sahəsi zamanla xətti artmalıdır:

$$\gamma = \nu_M \cdot t / N_M$$

Əgər adacıqlarda miqrasiya yoxdursa, yəni 3D adacıqları yaranırsa bu halda

$$\frac{N_M \cdot d\gamma}{dt} = (1 - \gamma)\nu_M, \quad \gamma = 1 - \exp\left(-\frac{\nu_M \cdot t}{N_M}\right).$$

olmalıdır. γ -nın zamandan asılılıq qrafiki qeyri xətti olmalıdır. Təcrübədən tapılmış $\gamma(t)$ asılılıqı ilə hesablanmış asılılıqların müqayisəsindən səthdə yaranan adacıqların ölçülərini təyin etmək olar.



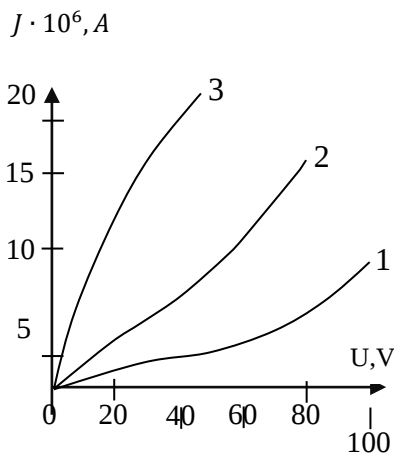
Elmi rəhbər: prof. Nəsrullayev N.M.

CdTe NAZİK TƏBƏQƏSİ ƏSASINDA TENZOFOOTOREZİSTORLAR

Şahverdiyeva T.Ə.
Bakı Dövlət Universiteti
turkana24@mail.ru

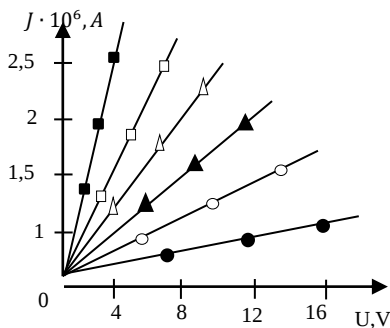
Son zamanlar metallarla yanaşı sadə və mürəkkəb yarımkeçiricilər əsasında elektromexaniki çeviricilər və qeydedicilərin hazırlanmasına yönəlmiş diqqət olduqca böyükdür[1]. Günəş elementlərinin və digər yarımkeçirici cihazların hazırlanmasında CdTe binar birləşməsindən geniş istifadə edilir. Xüsusi altlıq üzərində alınmış CdTe nazik təbəqəsinin elektrik keçiriciliyinə biroxlu əyilmə deformasiyasının təsirini müəyyən etməklə tenzorezistorun hazırlanmasının mümkünlüyünü aydınlaşdırmaq olar.

Şəkil1-də tədqiq olunan nümunənin $0 \div 100V$ gərginlik intervalında alınmış VAX-ları təsvir olunub. 1-ci əyri nümunəyə heç bir təsir olmadan qaranlıqda çıxarılmış asılılıqdır. $0 \div 20V$ aralığında asılılıq xətti xarakter daşıyır, $20 \div 40V$ aralığında cərəyanın gərginlikdən asılılığı zəifdir, $40 \div 100V$ gərginlik intervalında isə artma müşahidə olunur. 2-ci əyri deformasiyanın təsiri altında ($F=0 \div 500N$), 3-cü əyri isə həmin deformasiyaya uğrayan nümunəyə eyni zamanda $\lambda = 650nm$ dalğa uzunluqlu işıqla təsir etdikdə aldığımız asılılıqdır[2].



Şəkil 1. Tədqiq olunan nümunənin VAX-sı –

Optik şüalanmanın tədqiq olunan nümunənin keçiriciliyinə təsirini müəyyən etmək üçün fotorezistorlar üçün əsas parametrlərdən biri olan R_q/R_i nisbətinin qiymətinin müxtəlif işıq sellərində ölçülməsi əsas şərtlərdən biridir. Digər tərəfdən tədqiq olunan materialların xarakteristikalarında Lüks-Amper xarakteristikasının və fotoke-



Şəkil 2.

çiriciliyin spektral paylanma əyrisinin müəyyən edilməsi də

əsas tələblərdən biridir.

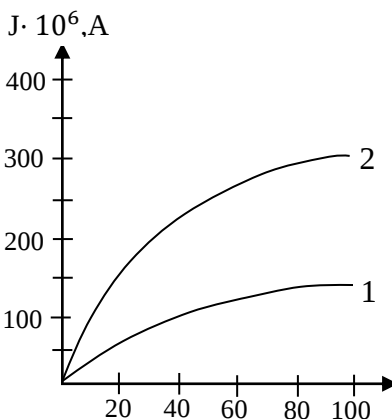
Şəkil2-də deformasiya etdirici qüvvələrin təsiri altında fotorezistoru xarakterizə edən parametrlərdən biri olan $\frac{R_q}{R_i} = \frac{I_i}{I_q}$ təyin edilmişdir.

Nümunədən keçən cərəyanın 535nm məxsusi dalğa uzunluğunun intensivliyindən asılılığı qrafikdən göründüyü kimi subxəttidir (Şəkil 3).

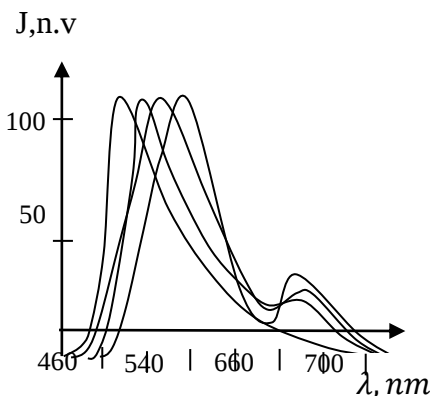
Nümunənin 100N qüvvənin, biroxlu əyilmə deformasiyasının təsiri altında müşahidə olunan I, L ətti asılılıq öz xarakterini dəyişmiş yalnız kəmiyyət cəhətdən ukin əyridən fərqlənir. Bizim fikrimizə görə deformasiya nəticəsində yaranan defektlər yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının artmasına səbəb olub.

Nümunənin müxtəlif deformasiya etdirici qüvvələrin təsiri altında spektral paylanma əyriləri şəkil4-də göstərilmişdir [3].

Qrafikdən göründüyü kimi spektral paylanma əyrisinin maksimumları uzun



Şəkil 3. Lüks-Amper
xarakteristikası



Şəkil4. CdTe nazik təbəqəsinin
fotocərəyanının paylanma əyriləri

dalğalar oblastına tərəfsürüşür və uzun dalğalar oblastında aşqar keçidlərlə əlaqədar udulmalar müşahidə olunur. Bu aşqar keçidlər bilavasitə onun daxilində yaranan defektlərlə əlaqədardır.

1. Л.С.Ильинская. Полупроводниковая тензодатчики..122. стр. Из Медиа, 2012 г.

2.С.Х.Умаров, И.Нуритбинов, Ж.Д.Ангулов. Тензорезистивные свойства твердых растворов $TiIn_{1-x}Co_xSe^2$. №3, с. 24-26.

3.С.М.Рывкин. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М., «Наука» 1963, 494 с.

Elmi rəhbər: dos. Səfərov V.H

TlGaSe₂ KRİSTALLARININ DİELEKTRİK NÜFUZLUĞU

Nadirova X.B.

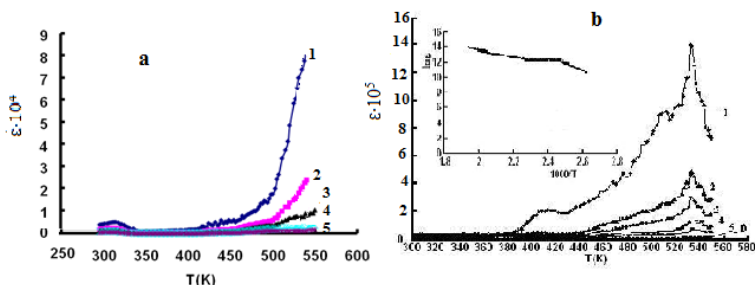
Bakı Dövlət Universiteti

nadirovaxeyale7@gmail.com

Yarımkeçirici və segnetoelektrik xüsusiyyətlərinə malik TlGaSe₂ kristalları təbəqəli kristal quruluşa malik olan geniş $A^{III}B^{III}C_2^{III}$ birləşmələri qrupuna aiddir.

Təqdim olunan işdə TlGaSe₂ monokristallarının 250-500K temperatur intervalında kompleks $Z^*(f)$ impedansının spektrlərinin tədqiqi aparılmışdır. $25 \cdot 10^6$ Hz tezlik intervalında kompleks impedansın ölçülməsi 0,1K/dəq addımla temperaturu tənzimləyən mis-konstantan termocütü ilə təchiz olunmuş E7-20 dəyişən cərəyan körpüsü ilə yerinə yetirilmişdir.

Otaq temperaturundan yuxarı temperaturalarda dielektrik nüfuzluğunun temperaturdan asılılığının tədqiqi TlGaSe₂ kristalı üçün $T=415K$ və $T=532K$ temperaturlarında sıçrayışların olması müşahidə olunur (şəkil 1).



Şəkil1.a- şüalanmamış və b- γ kvantları ilə şüalanmış və $\varepsilon(T)$ asılılıqları;

1-25Hz, 2-100Hz, 3-200Hz, 4-500Hz, 5-1kHz, 6-10kHz

Göstərilən intervalda dielektrik nüfuzluğunun loqarifminin temperatur asılılığından, göründüyü kimi, sıçrayışlar arasında asılılıq düz xətt üzrə gedir. Bu asılılığın düz xəttə uyğun gəlməsi dielektrik nüfuzluğunun dəyişməsinin aktivləşmə xarakterli olmasını və həmin səviyyə ilə əlaqədar yükdaşıyıcıların dəyişməsinə göstərir. TlGaSe₂ kristallarında bunun səbəbi monokristalların həcmində kristallitlərin mövcudluğu və onlar arasında rabitənin müxtəlif olmasıdır. Belə ki, kristalda Tl ilə Se arasındakı əlaqə daha möhkəmdir. Ga ilə Se arasındakı əlaqə, zəif olduğundan Tl⁺ ionları mütəhərrik hərəkət edəcəklər. Bu ionların aktivləşmə enejisi

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \exp \left(-\frac{E_a}{kT} \right)$$

ifadəsi ilə hesablanmışdır. Burada ε və ε_0 -mühitdə və vakumda dielektrik nüfuzluğu, ΔE_a -aktivləşmə enerjisi, k -Bolsman sabitidir. Hesablama nəticəsində aktivləşmə enerjisi $\Delta E_{a_1} = 0,54 \text{ eV}$ və $\Delta E_{a_2} = 0,4 \text{ eV}$ kimi alınmışdır.

1. Самедов О.А., Алекперов О.З., Наджафов А.И., Самедов С.Ф., Салманов Ф.Т., Фатализаде Х.З., Мосумлу Н.Т., Надирова Х.Б. Выхотемпературные диэлектрические свойства кристаллов

TlGaSe₂ облученного γ -квантами NRP-2015. 10-я международная конференция “Ядерная и Радиационная физика” 8-11 сентября 2015 г., г. Курчатова, Республика Казахстан с.115.

2.Бурлаков В.М., Нуров Ш., Рябов А.П. Спектроскопия фазового перехода в TlGaSe₂ // ФТТ, 1988, т. 30, в. 12, с. 3616-3620.

3. Волков А.А., Гончаров Ю.Г., Козлов Г.В. и др. О фазовых переходах в кристаллах типа TlGaSe₂ // ФТТ, 1988, т. 30, в. 12, с. 3621-3628.

Elmi rəhbər: prof.Mehdiyev N.M.

ELEKTROKIMYI ÜSULLA ÇÖKDÜRÜLMÜŞ Mo/p- CuInSe₂/n-Cd_{0.5}Zn_{0.5}Se_{0.3}Se_{0.7}/ZnO:Al HETEROKEÇİDLƏRİNİN FOTOELEKTRİK XASSƏLƏRİ

Əlizadə L.E.

Bakı Dövlət Universiteti

perisnesibli@gmail.com

Məlumdur ki, p-CuInSe₂/CdS heterokeçidlərində pəncərə (window layer) təbəqəsi kimi əsasən ZnO və ZnS nazik təbəqələri tətbiq edilir. Belə ki, ZnO nazik təbəqələri pəncərə təbəqəsi kimi tətbiq edilən nazik təbəqə mütləq spektrin görünən oblastında şəffaf olmalı və kifayət qədər keçiriciliyə malik olmalıdır. Düzdür bu şərtləri ödəyən bir çox materiallar (In₂O₃, SnO₂, ZnS, ITO(InSnO)) mövcuddur və günəş enerjisi çeviricilərində geniş tətbiq edilir. Lakin ZnO birləşmələrinin daha geniş qadağan olunmuş zolağa malik olması, maya dəyərinin ucuz başa gəlməsi və ən başlıcası zəhərli olmaması onların digərlərinə nisbətən üstünlüyünü artırır. Digər tərəfdən ZnO nazik təbəqələrinin səth morfologiyasını asanlıqla idarə etmək mümkündür. Elmi ədəbiyyatda da göstərildiyi kimi ZnO nazik təbəqələrinin səthinin teksturalı formada hazırlanması düşən işığın optik yolunun artmasına, əksolma əmsalının

azalmasına və beləliklə də günəş elementlərinin effektivliyinin artmasına səbəb olur.

İşdə elastik alıtlar (Mo) üzərində alınmış $\text{Mo/p-CuInSe}_2/\text{n-Cd}_{0.5}\text{Zn}_{0.5}\text{S}_{0.3}\text{Se}_{0.7}/\text{ZnO:Al}$ günəş elementlərinin fotoelektrik xassələri sulu məhluldan elektrokimyəvi üsulla çökdürülmüş ZnO:Al nazik təbəqələrinin səth morfologiyasından və arqon mühitində termik işlənmədən asılı olaraq tədqiq edilmişdir.

Elektrokimyəvi çökdürmə metodu ilə alınmış ZnO:Al nazik təbəqələrinin səthinin morfologiyası, dənəciklərin ölçüsü və kristallaşma dərəcəsi katod çökdürülmə potensialından asılı olaraq asanlıqla idarə edilə bilər. $\text{Cd}_{0.5}\text{Zn}_{0.5}\text{S}_{0.3}\text{Se}_{0.7}$ əsasında heteroqəçidlərdə həm qadağan olunmuş zolağının eninin böyük olması, həm də onların keçid oblastında rekombinasiya aktlarının zəif olması qısa dalğa uzunluğu oblastında fəthəsəşliyin CdS -ə nisbətən böyük olmasına gətirir. ZnO:Al şəffaf laya malik heteroqəçidlərdə effektivlik $\approx 3\%$ artır. Arqon mühitində Tİ zamanı re-kristallaşma nəticəsində metal/yarım-keçirici vakansiyalarının yenidən formalaşması nəticəsində rekombinasiya mərkəzlərinin konsentrasiyası və nazik təbəqənin müqaviməti kəskin olaraq azalır. Arqon mühitində 200°C temperaturda 10 dəq müddətində termik işlənmədən sonra heteroqəçidlər maksimal effektivlik nümayiş etdirir ($9,9\%$) və effektivliyin $\approx 4\%$ artmasına səbəb olur.

Beləliklə, $\text{n-Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{S}_{1-y}\text{Se}_y$ nazik təbəqələrinin tərkibinin optimal qiymətini, nazik təbəqələrin səthinin morfologiyasına nəzarət etməklə və Tİ-nin rejimini seçməklə ucuz və sadə texnologiya ilə sulu məhluldan elektrokimyəvi çökdürmə üsulu ilə optimal fotoelektrik parametrlərə malik heteroqəçidlər hazırlamaq mümkündür.

Elmi rəhbər: dos.R.F.Mehdiyev

MƏSAMƏLİ-Si/n-CdS HETEROKEÇİDLƏRİNİN ELEKTRİK VƏ FOTOELEKTRİK XASSƏLƏRİ

Bağirova P.H.
Bakı Dövlət Universiteti
perisnesibli@gmail.com

Məsaməli silisiumda adi silisiumdan fərqli olaraq məsamələrin ölçüsünü dəyişməklə qadağan olunmuş zolağının enini dəyişmək mümkündür. Ona görə də onlar spektrin 700-1000 nm dalğa uzunluğu oblastında yüksək udma qabiliyyətinə malikdir. Səthinin relyefli olması onların udma əmsalını artırır ki, bu da onlardan günəş elementlərində uducu lay kimi tətbiq etməyə imkan verir.

İşdə, məsaməli-Si/CdS heterokeçidləri sulu məhluldan elektrokimyəvi çökdürmə metodu ilə hazırlanmışdır. Bilavasitə çökdürmədən sonra məsaməli-Si/CdS heterokeçidlərin bütün tərkibləri düzləndirmə xassəsinə malik olmuşdur. Düzləndirmə istiqaməti p-Si- a müsbət potensial tətbiq olunduğu hala uyğundur. Müəyyən olunmuşdur ki, məsamələrin ölçüsü artdıqca düzünə cərəyanın qiyməti artır, əksinə cərəyan isə kəskin olaraq azalır. Ən yaxşı düzləndirmə ($k=60$) 20 nm ölçülü təbəqələr əsasında heterokeçidlərdə müşahidə olunur. Məsamələrin ölçüsünün yenidən artması ilə düzləndirmə əmsalının azalması elektron-deşik cütünün kifayət qədər ayrılı bilinməməsi ilə izah edilə bilər. Lakin CdS-lə Si kontaktında $\Delta E_c=2.7$ eV olur ki, bu da onların günəş enerjisi çeviricilərində tətbiq olunma imkanlarını artırır. Həmçinin heterokeçidlərin deformasiyaya qarşı davamlılığının yüksək olması onların elastik günəş panellərində (*flexible solar panels*) tətbiqinə geniş imkan yaradır.

Açıq havada 400-415⁰C-də Ti zamanı ardıcıl müqavimətin və qeyri-ideallıq əmsalının qiymətinin yenidən dəyişməsi, habelə fətohəssaslıq spektrində qısa dalğalar oblastında yeni

bir maksimumun yaranması təbəqələrin səthində və həcmində mövcud olub, kimyəvi çökdürmə zamanı reaksiyaya girməmiş Cd və Zn-in Tİ zamanı mühitdəki oksigenlə birləşərək təbəqələrin səthində $Cd_{1-x}Zn_xO$ yarımkeçirici birləşməsi yaratması ilə əlaqədardır. Heteroqəçidlərdə elektrik və fotoelektrik parametrlərinin ossilyasiyasının səbəbi katod çökdürmə potensialının optimal qiymətdən böyük və kiçik qiymətlərində katodun səthində termodinamik tarazlığın pozulması və ionların (Cd^{2+} , Zn^{2+} , S^{2-} , Se^{2-} , Te^{2-}) elektrokimyəvi aktivliyinin kəskin fərqlənməsi nəticəsində metal və ya haloqen artıqlığının, eləcə də metal hidroksidlərinin yaranmasıdır. Tədqiq olunan təbəqə və heteroqəçidlərdə maksimal fotoelektrik parametrlərin maksimal qiymətləri yalnız katod çökdürmə potensialının, məsələlərinin ölçüsünün və nazik təbəqələrin qalınlığının müəyyən konkret bir qiymətində təmin oluna bilər.

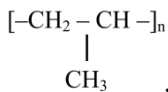
Elmi rəhbər: dos.H.M.Məmmədov

POLİPROPİLENİN DİELEKTİK NÜFUZLUĞUNUN VƏ DİELEKTİRİK İTKİLƏRİNİN TEMPERATURDAN ASILILIĞI

Hüseynova Ş.E.
Bakı Dövlət Universiteti
shafag11sh@gmail.com

Müasir dövrdə yüksək keyfiyyətli dielektriklər elektronikanın və texnikanın müxtəlif sahələrində geniş istifadə olunur. Belə dielektriklərdən polimer – qeyri üzvi kompozitlər bir sıra üstün keyfiyyətlərə malik olduğu üçün onların tədqiqi bu günün ən aktual məsələlərindən biridir. Bu baxımdan, yüksək keyfiyyətli dielektrik kimi polipropilen – Al_2O_3 kompozitlərinin elektrofiziki xassələrinə temperatur, radiasiya kimi xarici təsirlərin tədqiqi böyük əhəmiyyət kəsb edir [1- 4].

Polipropilen (PP) poliolefinlər sinfinə aid olub, qeyri-polyar dielektrik polimerdir. Polipropilenin kimyəvi formulu $(C_3H_6)_n$ və yaxud

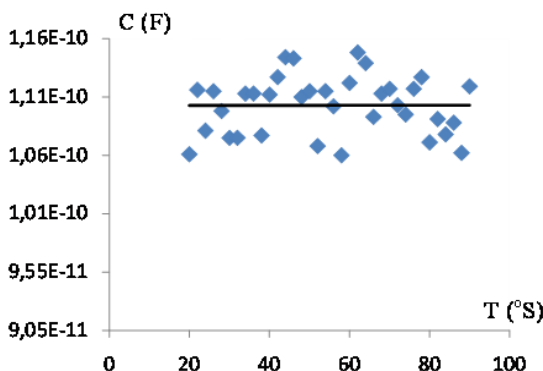


ərimə temperaturu $T_0(PP) = 438 \text{ K}$, sıxlığı $D(PP) = 0,936 \text{ q/sm}^3$, xüsusi elektrik müqaviməti $\rho_{PP} = 10^{16} - 10^{17} \text{ Om}\cdot\text{sm}$.

Al_2O_3 üçün $T_0(Al_2O_3) = 2317 \text{ K}$, $D(Al_2O_3) = 3,99 \text{ q/sm}^3$, xüsusi elektrik müqaviməti $\rho(Al_2O_3) = 10^{11} \text{ Om}\cdot\text{sm}$ [2].

PP, elektronikanın və elektrotexnikanın müxtəlif sahələrində, əsasən inert dielektrik kimi $120 - 140 \text{ }^\circ\text{S}$ temperatur intervalında istifadə olunur [3, 4]. Bu məqsədlə ilk mərhələdə onun $\varepsilon(T)$ – dielektrik nüfuzluğunun temperaturdan asılılığı ölçülmüşdür.

Ölçmələrdə birinci dəfə diametri 25mm, ikinci dəfə isə diametri 40 mm olan 2 dairəvi disk arasına qalınlığı 150 mkm olan PP nazik təbəqə qoyularaq yaranan kondensatorun tutumu ölçülmüşdür. Qrafikdən göründüyü kimi $0 - 90 \text{ }^\circ\text{S}$ temperatur intervalında kondensatorun tutumu dəyişmir. Bizim hesablamalara görə verilən temperatur intervalında PP-nin dielektrik nüfuzluğu demək olar ki sabitdir və $\varepsilon(PP) = 2,16$; dielektrik itkiləri 10^3 Hz tezlikdə $10^{-7} - 10^{-8}$ olmuşdur.



1. Д. Ф. Рустамова, А. М. Маггерамов, Х. В. Багирбеков, М. А. Нуриев. Диэлектрические свойства и особенности радиотермолюминесценции высоконаполненных композиций полипропилен/ α $\alpha\alpha$ α - Al_2O_3 . Электро-нная обработка материалов, 2013, 49(2), с.87–90.
 2. Ф. И. Ахмедов, А. Д. Кулиев, Р. Б. Ахвердиев, А. С. Самедова, М. Б. Гусейнова. Влияние гамма-облучения на электропроводность полимерных композитов полипропилена с оксидами алюминия и железа. Электронная обработка материалов, 2013, 49(6), с.94–97.
 3. Иванюков Д. В., М. Л. Фридман. Полипропилен. Москва.: Химия, 1974. - 270 с.
 4. Handbook of Polypropylene and Polypropylene Composites / ed. H.G. Karian. - NewYork.: Marcel Dekker Inc, 2003. - 740 p.
- Elmi rəhbər:f.ü.f.d. Ələkbərov Ş.Ş.*

NANOMATERIALLAR VƏ NANOTEKNOLOGİYALAR BÖLMƏSİ

Ag₁₆ GÜMÜŞ NANOHISSƏCİKLƏRİNİN ELEKTRON QURULUŞUNUN YARIMEMPİRİK METODLARLA TƏDQIQI

Abbasova G.S.
Bakı Dövlət Universiteti
telephone0011@gmail.com

Ag₁₆ nanohissəciyinin molekulyar orbitallar metodunun yarımempirik variantı olan Volsberq-Helmholts (VH) metodu ilə nəzəri öyrənilməsinə baxılmışdır. VH metodu ilə hesablamalar aparmaq üçün nanohissəcikdəki atomların Dekart koordinatları, atomların valent hallarının ionlaşma potensiallarının qiymətləri və bazis funksiyaları kimi seçilən atom orbitallarının analitik ifadələri məlum olmalıdır.

Sferik formalı Ag₁₆ nanohissəciyin diametri $D \approx 0,81 \text{ nm}$ alınmışdır. Molekulyar orbitallar gümüş atomlarının valent 5s-, 5p_x-, 5p_y- və 5p_z- valent Sleyter atom orbitallarının xətti kombinasiyası şəkində qurulmuşdur. Bu funksiyaların analitik ifadələri məlum qaydalar əsasında tapılmış və aşağıdakı kimi olmuşdur:

$$\begin{aligned}\chi_{500}(\xi, \vec{r}) &= \frac{0,527}{\sqrt{\pi}} r^4 e^{-1,993r} \\ \chi_{511}(\xi, \vec{r}) &= \frac{1,125}{\sqrt{\pi}} r^4 e^{-2,066r} \sin\theta \cos\varphi \\ \chi_{51-1}(\xi, \vec{r}) &= \frac{1,125}{\sqrt{\pi}} r^4 e^{-2,066r} \sin\theta \sin\varphi \\ \chi_{510}(\xi, \vec{r}) &= \frac{1,125}{\sqrt{\pi}} r^4 e^{-2,066r} \cos\theta\end{aligned}$$

Molekulyar orbitalların ifadəsinə daxil olan naməlum C_{qi} əmsalları molekulyar orbitallar metodunun tənlikləri həll olunmaqla tapıla bilər:

$$\sum_{q=1}^m (H_{pq} - \varepsilon S_{pq}) C_{qi} = 0 \quad p = \overline{1, m} \quad (1)$$

H_{pq} -Effektiv Hamilton opratorunun matris elementləridir. H_{pq} – matrisinin diaqonal elementləri atomların uyğun valent hallarının ionlaşma potensialına əks işarə ilə bərabər götürülür:

$$< 5s | \hat{H} | 5s > = -21,49 eV = -0,789736 \text{ a.v.}$$

$$< 5p | \hat{H} | 5p > = -7,54 eV = -0,278337 \text{ a.v.}$$

H_{pq} –matrisinin qeyri-diaqonal elementləri isə örtmə inteqralları və H_{pq} -nün diaqonal elementləri vasitəsilə qiymətləndirilir. (1) tənlikləri həll olunaraq nanohissəciyin orbital enerjiləri, tam elektron enerjisi, və C_{qi} naməlum əmsallarının qiymətləri tapılır.

$$E = 2 \sum \varepsilon_i = -15,027638 \text{ a.v.}$$

Nanohissəciyin 16 valent elektronu ən az enerjili 8 enerji səviyyəsini doldurur. Hesablama nəticəsində

$$\varepsilon_8 = \varepsilon_{Y_{TMO}} = -19,771964 \text{ eV}$$

Kupmans teoreminə görə nanohissəciyin ionlaşma enerjisi əks işarə ilə elektronlar tərəfindən tutulmuş ən yuxarı molekulyar orbitalın enerjisinə bərabər olur:

$$I_p = -\varepsilon_{Y_{TMO}} = \varepsilon_8 = 19,771964 \text{ eV}$$

Qadağan olunmuş zonanın eni $E_g = \varepsilon_{ABMO} - \varepsilon_{Y_{TMO}}$ ifadəsi ilə hesablanı bilər. $\varepsilon_9 = \varepsilon_{ABMO} = -0,684174 \text{ a.v.}$ həyacanlaşmış hallara uyğun aşağı boş molekulyar orbitalın enerjisidir. Onda E_g - qadağan olunmuş zonanın enini

$$E_g = [-0,684174 - (-0,781719)] * 27,21 \\ = 1,15443867 \text{ eV}$$

tapırıq. Möhkəmlik $\eta = \frac{1}{2}(\varepsilon_{ABMO} - \varepsilon_{Y_{TMO}})$ ifadəsi ilə

hesablanır: $\eta=0,577219335$ eV. $\eta < 1$ eV olduğundan material yumşaq hesab olunur. Materialın stabilliyi

$$\Delta E = E - \sum_A E_A$$

ifadəsi ilə təyin olunur: $\Delta E = -0,355782$ a.v. $\Delta E < 0$ olduğundan material stabil hesab olunur.

Nümunənin şüalandıra biləcəyi fotonun dalğa uzunluğu

$$\lambda = \frac{c * h}{\epsilon_{ABMO} - \epsilon_{YTMO}} * 10^9 nm$$

ifadəsilə hesablasaq

$$\lambda = \frac{3 * 10^8 * 6,63 * 10^{-34}}{1,15443867 * 1,6 * 10^{-19}} * 10^9 nm = 1076,82204 nm$$

$$= 1,07682204 \mu km$$

Hesablamalar nəticəsində məlum oldu ki, Ag_{16} nanohissəciyi yumşaq, stabil və geniş zolaqlı yarımkeçirici materialdır.

Elmi rəhbər: dos. Paşayev F. H.

BeH və CH MOLEKULLARININ TERMLƏRİNİN DALĞA FUNKSİYALARI

Mirzəyeva G.R.

Bakı Dövlət Universiteti

gulka237@gmail.com

Məlumdur ki, aksial simmetriyaya malik olan sahədə hərəkət edən elektronların tam impuls momentinin simmetriya oxu üzrə proyeksiyası saxlanılır. Proyeksiyanın $\Lambda=|M_z|$ mütləq qiyməti $\hbar$ vahidlərində tam qiymətlər alır, yəni kvantlanır. Λ kvant ədədinin aldığı qiymətlərə uyğun olaraq xətti molekulların elektron halları yunan əlifbasının böyük hərfləri ilə aşağıdakı kimi işarə edilir və molekulun termləri adlanır:

$$\Lambda = 0, 1, 2, 3, \dots$$

$$\Sigma, \Pi, \Delta, \Phi, \dots$$

Sərbəst elektronlar modelinə əsaslanaraq ikiatomlu molekul üçün MO LCAO metodu ilə XFR tənliliklərini həll etdikdə bu molekulun elektron konfigurasiyası alınır. Qapalı təbəqəli molekulun elektron konfigurasiyasına bir dənə determinant dalğa funksiyası uyğun gəlir. Açıq təbəqəli ikiatomlu molekulun isə elektron konfigurasiyası cırılmış olur, yəni ona açıq təbəqələrdə yerləşən elektronların m və m_s kvant ədədləri ilə bir-birindən fərqlənən və sayı bu elektron konfigurasiyanın cırılma tərtibinə bərabər olan bir-birindən xətti asılı olmayan müxtəlif determinant dalğa funksiyaları uyğun gəlir. Lakin sərbəst elektronlar modelində nəzərə alınmayan qalıq Kulon qarşılıqlı təsirini nəzərə aldıqda açıq təbəqəli ikiatomlu molekulun elektron konfigurasiyası termlərə parçalanır. Elektronlar arasında qalıq Kulon qarşılıqlı təsir nəzərə alındıqda ikiatomlu molekulun halı Λ, S, M, M_s kvant ədədləri ilə xarakterizə olunur. Burada M_s ($2S+1$) sayda, $\Lambda=0$ $M=0, \Lambda \neq 0$ $M=\pm\Lambda$ kimi 2 qiymət alır. Ona görə də ikiatomlu molekulun hər bir terminin cırılma tərtibi :

$$f(2s+1, \Lambda) = (2 - \delta_{\Lambda 0})(2S+1) \quad (2)$$

düsturu ilə təyin olunur.

Misal olaraq BeH və CH molekullarının əsas halının elektron konfigurasiyasına uyğun termlərin tapılmasına baxaq.

Be : $1s^2 2s^2$; H: $1s^1$ σ elektronların sayı- 5

$1s^2 2s^2 3s^1$ $f=2$

BeH molekulunu üçün determinant dalğa funksiyalarının ümumi şəklisi aşağıdakı kimidir:

$$U = \frac{1}{\sqrt{5!}} \det \left\{ U_{100} \frac{1}{2} U_{100-\frac{1}{2}} U_{200} \frac{1}{2} U_{200-\frac{1}{2}} U_{300} m m_s \right\}$$

Bir-birindən m və m_s kvant ədədləri ilə fərqlənən determinant dalğa funksiyaları aşağıdakı kimidir:

$$U_1 = \frac{1}{\sqrt{5!}} \det \{ \dots \dots U_{300} \frac{1}{2} \} ; U_2 = \frac{1}{\sqrt{5!}} \det \left\{ \dots \dots U_{300} \frac{1}{2} \right\}$$

$M=0$ deməli $\Lambda=0$, $M_s=\pm\frac{1}{2}$ deməli $S=\frac{1}{2}$. Beləliklə, BeH molekulunun $1\sigma^2 2\sigma^2 3\sigma^1$ konfigurasiyasına uyğun gələn term $^2\Sigma$ kimidir. Termin cırılma tərtibi $f=2$

C: $1s\uparrow$ $2s^2\uparrow$ $2p_x$ $2p_y$ $2p_z$;H: $1s^1$
 σ elektronların sayı – 6, π elektronların sayı – 1
 $1\sigma^2 2\sigma^2 3\sigma^2 1\pi^1$ $f=4$

CH molekulunun determinant dalğa funksiyalarının ümumi şəkli aşağıdakı kimidir:

$$U = \frac{1}{\sqrt{7!}} \det \left\{ U_{100\frac{1}{2}} U_{100-\frac{1}{2}} U_{200\frac{1}{2}} U_{200-\frac{1}{2}} U_{300\frac{1}{2}} U_{300-\frac{1}{2}} U_{411m_s} \right\}$$

Momentlərin proyeksiyalarının toplanması üsulundan istifadə edərək $1\sigma^2 2\sigma^2 3\sigma^2 1\pi^1$ konfigurasiyasına uyğun determinant dalğa funksiyaları aşağıdakı kimi tapılmışdır.

$$U_1 = \frac{1}{\sqrt{7!}} \det \{ \dots \dots U_{411\frac{1}{2}} \} \quad U_2 = \frac{1}{\sqrt{7!}} \det \{ \dots \dots U_{411-\frac{1}{2}} \}$$

$$U_3 = \frac{1}{\sqrt{7!}} \det \{ \dots \dots U_{41-1\frac{1}{2}} \} \quad U_4 = \frac{1}{\sqrt{5!}} \det \{ \dots \dots U_{41-1-\frac{1}{2}} \}$$

$M=\pm 1$ deməli $\Lambda=1$ $M_s=\pm\frac{1}{2}$ deməli $S=\frac{1}{2}$ Beləliklə $1\sigma^2 2\sigma^2 3\sigma^2 1\pi^1$ molekulunun konfigurasiyasına uyğun gələn term $^2\Pi$ kimidir. Termin cırılma tərtibi $f=4$

BeH və CH molekullarının termlərinin dalğa funksiyalarını tapmaq.

$$\text{BeH}; \quad \varphi_{0\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} = U_1 \quad \varphi_{0-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} = U_2$$

$$\text{CH}; \quad \varphi_{\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} = U_1 \quad \varphi_{1-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} = U_2 \quad \varphi_{-1\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} = U_3 \quad \varphi_{-1-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} = U_4$$

Termlərin dalğa funksiyaları məlum olduqda molekul-ların bir sıra xassələrini: tam elektron enerjisini, orbital enerjilərini, ionlaşma potensialını, molekularda elektronların kinetik enerjisini, elektronlarla nüvənin və elektronlarla elektronların arasındakı qarşılıqlı təsirini hesablamaq olar.

Elmi rəhbər: dos.Paşayev F.H.

ARQON MÜHİTİNDƏ CoS_2 NANOHISSƏCİKLƏRİNİN SONOKİMYƏVİ ÜSULLA SİNTEZİ VƏ ONLARIN ELEKTRİK XASSƏLƏRİ

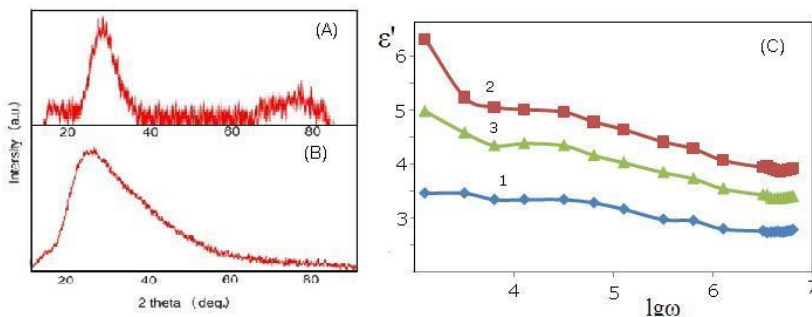
Qəhrəmanlı L.R., Balayeva O.O.
Bakı Dövlət Universiteti
qahramanli.lala@mail.ru

Təqdim olunan işdə kobalt sulfid nanohissəcikləri sonokimyəvi üsulla arqon mühitində alınmışdır. Bu material birləşmələr polimerin xassələri həmçinin metal və onun uyğun sulfidləri original materiallarla müqayisədə tamamilə müxtəlif xassələr göstərir.

Təcrübi hissə. Kobalt sulfid nanohissəciklərini hazırlamaq üçün kobalt asetat hidrat və natrium sulfiddən istifadə olunmuşdur. Stabiləşdirici kimi MPA götürülmüşdür. İlk reagentlər kimi kobalt asetat və natrium sulfid uyğun olaraq 2,5:3 mmol nisbətində götürülür. Reaksiya 3 saat ərzində arqon mühitində sonokimyəvi üsulla alınmışdır. Alınmış tünd çəhrayı rəngli məhlul otaq temperaturuna qədər soyudulduqdan sonra sentrifuqadan keçirilərək çökdürülür, yuyulur və qurudulur. Nümunəni 180°C vakuuma qızdırılır. Son məhsullar XRD, UV-Vis spektrometrlərində tədqiq olunur və elektrik xassələri araşdırılır.

Nəticələr və onların müzakirəsi. Şəkil 1-də sonokimyəvi üsulla 3 saat müddətində arqon mühitində sintez olunmuş və 180°C -də vakuumda termiki aşılarmaya məruz qalmış məhsulun rentgen diffraksiya analizi göstərilmişdir. Analizin nəticələrinə görə PDF kartlarla müqayisədə kubik fazada CoS_2 nanokristalları formalaşdığı müəyyən olunmuşdur. Göründüyü kimi reaksiyanın müddəti artdıqca disulfidləşmə-polisulfidləşmə ehtimalı artığından reaksiya nəticəsində CoS_2 əmələ gəlmişdir. Alınmış nümunəni 180°C -də vakuumda qızdırdıqda MPA-nın buxarlanması ilə amorflaşma baş

verdiyindən diffraktoqramda bir ədəd enli zolaq müşahidə olunmuşdur.



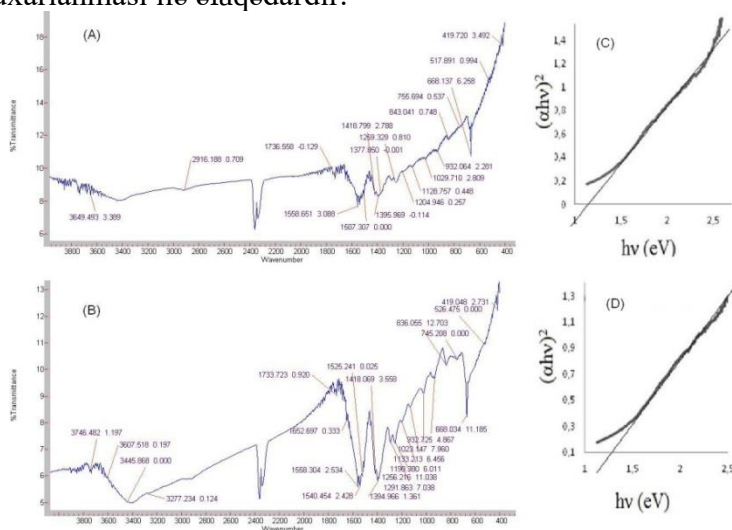
Şəkil 1. (A)-Sintez olunmuş və otaq temperaturunda vakuumda qurudulmuş, (B)-180 °C-də vakuumda termiki aşılınmaya məruz qalmış CoS nanohissəciklərinin rentgen diffraksiya analizi, (C)-PVA (1), CoS-PVA -25°C (2), 180°C (3) təbəqələrində dielektrik nüfuzluğunun tezliyin logarifmindən asılılığı

Sintez olunan CoS və CoS 180 °C-də vakuumda qurudulan nümunələrin 200 Hz-dən 1MHz-ə qədər dəyişən sahədə elektrik xassələri Измеритель Иммитанса МНПП И7-20 cihazı ilə tədqiq edilmişdir. Alınmış nanohissəciklərin elektrik xassəsini öyrənmək üçün otaq temperaturunda qurudulmuş və 180 °C-də vakuumda termiki aşılınmaya məruz qalmış CoS-MPA3 nanokompozitlərinin PVA ilə nazik təbəqələri alınmışdır. Elektrik ölçmələrini aparmaq üçün sendviç tipli mis kontaktlardan istifadə edilmişdir. Alınan təbəqələrin elektrik xassələri ölçülmüş, dielektrik nüfuzluğunun tezlikdən asılılıq qrafiki qurulmuşdur (Şəkil 1C). MPA3 aşağı qaynama temperaturuna (100-110 °C) malik olduğundan 180 °C-də nanokompoziti qızdırdıqda MPA3 tamamilə sistemdən buxarlanmış, hissəciklərin parçalanması baş vermişdir və amorflaşma prosesi getmişdir. Ölçmələrin nəticəsi göstərir ki, vakuumda 180 °C-də termiki aşılınmaya uğramış nümunədə

dielektrik nüfuzluğunun qiyməti hissəciklərin ölçülərinin kiçilməsi və amorflaşması nəticəsində azalmışdır.

Alınmış nümunələrin ultrabənövşəyi spektrləri 190-1100nm diapazonunda tədqiq olunmuşdur. Müəyyən olunmuşdur ki, CoS₂ nanohissəcikləri üçün qadağan olunmuş zonanın eni 1,3eV-dur. Bu da həcmli kobalt sulfiddən 0.4eV–0.52eV çoxdur (həcmli kobalt sulfid üçün 0.9eV - 0.78 eV).

Şəkil 2D-dən göründüyü kimi nümunəni vakuumda 180°C-də qızdırdıqda onun qadağan olunmuş zonasının eni azalmış, 1.2 eV olmuşdur. Bu da sistemdə gedən amorflaşma və hissəciklərin kiçilməsi ilə izah oluna bilər. İnfraqırmızı spektroskopiyadan alınmış nəticələrə əsasən (Şəkil 2) müəyyən olunmuşdur ki, nümunəni vakuumda 180°C temperaturda qızdırdıqda polimerə məxsus siqnalların intensivliyinin azalması və ya itməsi baş vermişdir. Bu da MPA-nın sistemdən buxarlanması ilə əlaqədardır.



Şəkil 2. CoS₂ nanohissəciklərinin IQS və UBS ilə tədqiqi. A- ilkin nümunə (IQS), B- vakuumda 180°C-də qızdırdıqda (IQS), C-ilkin (UBS), D- vakuumda 180°C-də qızdırdıqda (UBS)

PP/Ag₂S NANOKOMPOZİTLƏRİN QURULUŞUNUN DOLDURUCUNUN MİQDARINDAN ASILI OLARAQ MİKROSKOPİK TƏDQIQI

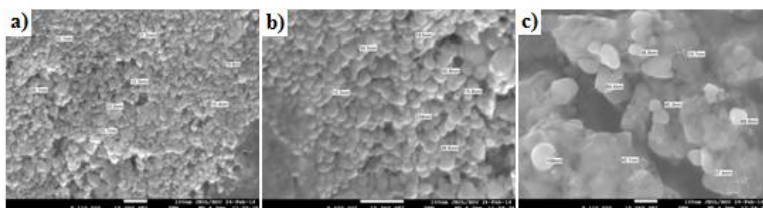
Nuriyeva S.Q., Məmmədli İ.A.
Bakı Dövlət Universiteti
i.ilahe199218@gmail.com

Tədqiq olunan işdə kombinasiyalı üsulla alınmış polipropilen (PP) və müxtəlif qatılıqlı duzlardan alınmış gümüş sulfid (Ag₂S) əsaslı (PP/Ag₂S) nanokompozitin AQM metodu ilə quruluşu tədqiq olunmuşdur.

Yüksək kimyəvi sabilliyə malik olan yarımkeçirici gümüş-sulfid nanohissəcikləri unikal elektrik və optik xassələrə malikdir. Bu isə gümüş sulfid əsasında alınmış polimer nanokompozitlərin yüksək həssas sensorlarda, fotodetektorlarda, müxtəlif günəş elementlərində tətbiqinə geniş yol açır. İşdə polipropilen və gümüş sulfid nanohissəcikləri əsasında alınmış PP/Ag₂S polimer nanokompozitlərin quruluşunun Ag₂S miqdarından asılılığını atom qüvvə mikroskopu (AQM) və skanedic elektron mikroskopik (SEM) mikroskopik üsulları ilə tədqiqi verilmişdir.

PP/Ag₂S nanokompozitmaterialını hazırlamaq üçün ultrasəs və mikroemulsiya metodlarını özündə birləşdirən kombinasiyalı alınma üsulundan istifadə edilmişdir [1].

Müxtəlif qatılıqlı (0,0025M, 0,005M, 0,01M) duzların (AgNO₃ və Na₂S) məhlullarından alınmış nanohissəciklərin polimer matrisdə paylanması, forma və ölçülərinin SEM təsvirləri şəkil1-də göstərilmişdir.

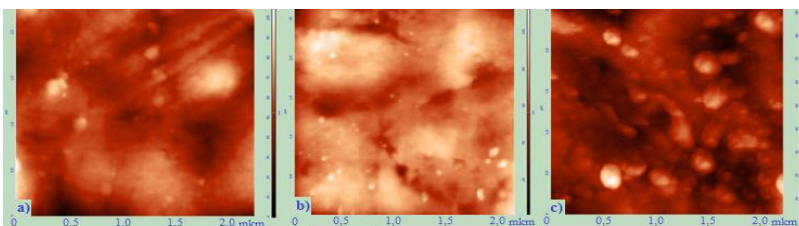


Şək.1. Müxtəlif qatılıqlı duzların məhlullarından alınmış nanokompozitin SEM təsvirləri: a) PP/Ag₂S_0,0025M, b) PP/Ag₂S_0,005M, c) PP/Ag₂S_0,01M.

SEM təsvirlərdən görünür ki, Ag₂S nanohissəciklərin forması sferikdir və ölçüləri 10-50 nm intervalında dəyişir.

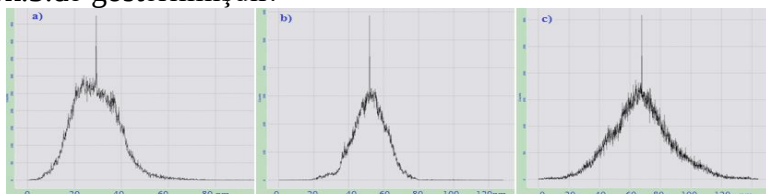
Nümunələrin SEM tədqiqindən demək olar ki, bu üsulla PP matrisdə Ag₂S nanohissəcikləri alınmış və matrisdə bərabər palyanmışdır. Şakillərdən qatılığın artması ilə nanohissəciklərin ölçüləri böyüdüyü də görünür. Belə güman edilir ki, klasterlərin formalaşması zamanı ilkin özəyin kristallaşma mərkəzində gümüş sulfid nanohissəciklərin birləşməsi baş verir.

P/Ag₂S nanokompozitlərinin morfolojiyası, hissəciklərin ölçüsü və paylanması AQM metodu ilə tədqiqi şək.2.də göstərilmişdir. AQM tədqiqatlardan görünür ki, səthdəki struktur elementlərinin ölçüləri təxminən 10-70nm intervalında dəyişir və ilkin duzların qatılığının artması ilə onların artması müşahidə olunur.



Şək.2. Müxtəlif qatılıqlı duzların məhlullarından alınmış PP/Ag₂S nanokompozitin 2D AQM təsvirləri: a) 0,0025 M b) 0,005 M c) 0,01 M

Səthin struktur elementlərinin paylanması (histoqram) şəkl.3.də göstərilmişdir.



Şəkl.3. Müxtəlif qatılıqlı duzların məhlullarından alınmış PP/Ag₂S nanokompozitinin səthdə paylanma funksiyaları-histoqramları:
a) 0,0025 M b) 0,005 M c) 0,01 M

Polimer matrisdə Ag₂S nanohissəcikləri formalaşarkən ilkin duzların qatılığının artması ilə nanokompozitlərin səth morfologiyasında dəyişikliklər baş verdiyi məlum olur. Belə ki, orta kvadratik kələ kötürlük şəkl.3.dəki kimi variasiya edir. 0,0025M, 0,005M və 0,01M qatılıqlı nümunələrdə maksimum qiymətlər uyğun olaraq 20-40 nm, 40-60 nm və 60-80 nm intervalında dəyişir. Bu da üstmolekulyar quruluşda hamarlığın dəyişməsi və səthdəki elementlərin böyüməsinə dəlalət edir.

SEM və AQM tədqiqatlardan məlum olur ki, ilkin duzların qatılığını dəyişdirməklə nanohissəciklərin ölçüsünə və paylanmasına nəzarət oluna bilər. Polimerin bu nanokompozitdə funksiyası həm də nanohissəciklərinin aqlomerasiyasının qarşısını almaqdır.

1. A.M.Magerramov, M.A.Ramazanov, S.G.Nuriyeva, F.V.Hajiyeva, U.A.Hasanova. Structure and photoluminescence properties of polymer nanocomposites on the basis of polypropylene PP+Ag₂S. Journal of optoelectronics and Biomedical Materials.Vol7.2015.p39-45

Elmi rəhbər: prof. Ramazanov M.Ə.

PP+Fe₃O₄ ƏSASLI NANOKOMPOZİT MATERIALLARIN QURULUŞUNUN TƏDQIQI

Şirinova H.A., Cavadova N.M.

Bakı Dövlət Universiteti

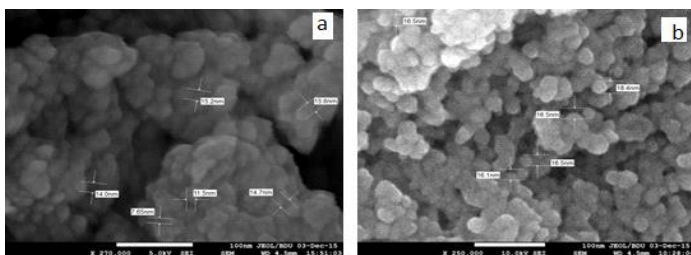
natavan.cavadova@mail.ru

Polimer əsaslı nanokompozit materiallar dolducu komponentin və polimer mühitin xüsusiyyətlərini özündə cəmləşdirməklə unikal materiallar kimi günümüzdə geniş tətbiq olunmaqdadır. Bu baxımdan polimer əsaslı maqnit nanokompozit materiallar xüsusi maraq kəsb edir. Maqnit nanohissəciklər və termoplastik polimer əsasında sintez olunmuş kompozit materiallar, doldurucunun maqnit xüsusiyyətlərini, polimerin isə elastikliyi özündə birləşdirərək geniş tətbiq imkanı qazanır. Qeyd etmək lazımdır ki, polimer matrisin kompozitdəki rolu yalnız yüksək aktivliyə malik nanohissəcikləri stabilləşdirməklə məhdudlaşmır, həmçinin kompozitin üst molekulyar quruluşunun formalaşmasında da rol oynayır.

Baxılan işdə tədqiqat obyekti olaraq maqnetit(Fe₃O₄) nanohissəcikləri və izotaktik PP seçilmişdir. Fe₃O₄ nanohissəcikləri dəmirin iki valentli və üç valentli duzlarından birgə çökdürülmə üsulu ilə sintez olunmuş, ölçüləri 7-15 nm olan sferik formalı klasterlərdir. PP+Fe₃O₄ əsaslı nanokompozit materialın alınması aşağıdakı ardıcılıqla aparılmışdır: Ölçüsü 0,5–1,0 mkm olan izotaktik PP tozu üzvi həlledicisi olan toluolda 120°C temperaturda həll edilmişdir. Polimer tam həll olunduqdan sonra müxtəlif faiz miqdarlarında Fe₃O₄ nanohissəcikləri az miqdarda toluolda isladılaraq məhlula əlavə olunmuş və maqnit qarışdırıcıda intensiv olaraq 2 saat qarışdırılmışdır. Bircins sistem vakuum sobasında 4saat qurudulmuşdur. Alınmış külçələr 165°C temperaturda 4 dəqiqə müddətində 10MPa təzyiq altında saxlanıldıqdan sonra soyuq suya salınaraq 20dər/dəq sürətlə soyudulmuşdur. Alınmış

nümunələrin diametri 4sm olub, qalınlığı 90-120 mkm arasında dəyişir.

PP+Fe₃O₄ əsaslı maqnit nanokompozitlərin quruluşu skan edici elektron mikroskopu və infraqırmızı spektrometr vasitəsilə tədqiq olunmuşdur. Şəkil 1-də PP + Fe₃O₄ nanokompozit nümunənin mikrostrukturunun SEM analizi verilmişdir.

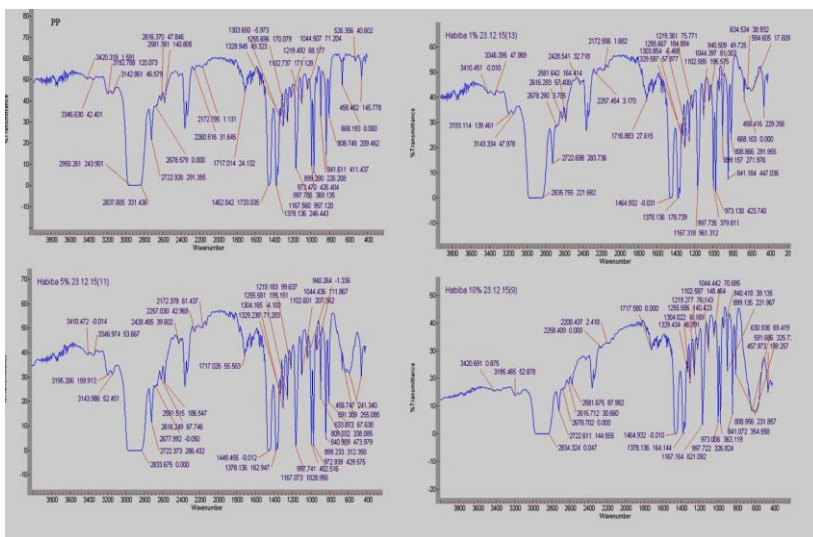


*Şəkil 2. PP+Fe₃O₄ əsaslı maqnit nanokompozit materialların
mikrostrukturunun skan edici elektron mikroskopu vasitəsilə tədqiqi:
a) PP+5%Fe₃O₄ b) PP+7%Fe₃O₄*

Verilmiş şəkillərdən görünür ki, konsentrasiyanın artması ilə polimerdə nanohissəciklərin ölçüləri artır. Belə ki, konsentrasiyanın 5% miqdarında ölçülər 13-14nm, konsentrasiyanın 7% miqdarında isə 16-17nm ölçüdədir.

Şəkil 2-də təmiz PP və PP+Fe₃O₄ əsaslı nanokompozitlərin İQ spektrləri verilmişdir. Müəyyən olunmuşdur ki, Fe₃O₄ nanohissəciklərinin polimerdə konsentrasiyasının artması ilə yaxın infraqırmızı oblasta 2950sm⁻¹ və 2837sm⁻¹-ə uyğun PP-yə məxsus udulma xətlərinin zəifləməsi müşahidə olunur ki, bu da öz növbəsində CH₃ və CH₂ qrupunun simmetrik valent rəqslərinə uyğun gəlir. Təmiz polipropilenin udulma spektrindən fərqli olaraq Fe₃O₄-ün 1% miqdarında Fe-O rabitəsinin valent rəqsləri ilə bağlı olan 584sm⁻¹-ə uyğun udulma xətti əmələ gəlmişdir[1]. Konsentrasiyanın artması ilə bu udulma zolağı doldurucunun 5% və 10% miqdarlarında Fe-O rabitəsinə uyğun daha kəskin absorbsiya xəttinə 591sm⁻¹ -ə

doğru sürüşmüşdür[2].



**Şəkil 2. PP(a) və PP+1% Fe₃O₄ (b), PP+5% Fe₃O₄ (c),
PP+10% Fe₃O₄ (d) nanokompozitlərin İQ spektrləri**

PP+Fe₃O₄ nanokompozitinin İQ oblastında udulma spektrindən belə qənaətə gəlmək olar ki, nanoölçülü doldurucuların polimer matrisə daxil edilməsi polimer makromolekulunun əsas zəncirinin mütəhərrikliyinin azalmasına başqa sözlə makromolekulun rəqslərinin azalmasına səbəb olmuşdur.

1. M. Sundrarajan and M. Ramalakshi "Novel cubic magnetite nanoparticle synthesis using room temperature ionic liquid" *Journal of Chemistry* 2012.1070-1076
2. Sandu Peretz, Dan-Florin Anghel, Elena Livia Vasilescu, Manuela Florea-Spiroiu, Cristina Stoian and Gheorghe Zgherea "Synthesis of Fe₃O₄ magnetic nano and micro-particles coated with chitosan and polyacrylic acid" 2015. Vol14

Elmi rəhbər: prof.M.Ə.Ramazanov

QƏLƏVİ-METAL ATOMLARININ (2A-8A) TƏRKİBLİ NANOKLASTERLƏRİNİN KVANT-MEXANİKİ HESABLANMASI

**Qədirli T.R.
Bakı Dövlət Universiteti**

Nanotexnologiyanın ən prespektivli tədqiqat obyektlərindən sayılan atom klasterlərinin fiziki-kimyəvi xassələrinin öyrənilməsi böyük elmi-praktiki əhəmiyyətə malikdir. Təqdim olunan məruzədə qələvi-metal atomlardan təşkil olunmuş klasterlərin kvant mexniki metodlarla hesablanmasının nəticələri şərh olunur. Valent elektronları yaxınlaşmasında yeganə bir valent elektronuna malik qələvi atomların klasterlərinin elektron quruluşu müxtəlif yarımempirik metodlar vasitəsilə tədqiq edilmişdir. Bunun üçün $N=2\div 8$ tərkibli klasterlərin bütün xətti və fəza quruluşlarının hesablama modelləri qurulmuş və molekulyar mexaniki metodlar istifadə edilərək optik həndəsi quruluşları tapılmışdır. Əldə edilən aşağı enerjili fəza quruluşlarına uyğun nüvələrin koordinatları istifadə edilməklə klasterlərin optimallaşdırılmış elektron quruluşu müəyyən edilmişdir. Elektron quruluşunun optimallaşdırılması zamanı öz-özünə qərarlaşma əmsalının qiyməti 10^{-6} -ya bərabər götürülmüşdür. Alınan kvant-mexaniki nəticələrə uyğun klasterlərin energetik parametrləri cədvəllərdə verilmişdir. Göründüyü kimi energetik parametrlərdən bəziləri klasterlərin tərkibindəki atomların sayından asılı olaraq kəskin şəkildə dəyişir. Qiymətləri kəskin dəyişən energetik parametrlər klasterlər meydana gəldiyi zaman atomların elektronlarının ümumiləşməsi və bütün sistemdəki elektronlarla qarşılıqlı təsirin daha üstün olması ilə əlaqəlidir.

Cədvəl 1. Klasterlərin energetik parametrləri

	E	2	5	7	8
K	E _t	-375951,45	-375950,41	-375953,76	-375943,47
	E _k	375907,57	375943,09	375937,70	375954,67
	e _k	390714,39	-431161,93	-435005,83	-465461,54
	E _{nn}	14762,93	55211,52	59052,06	89518,06
Na	E _t	-101556,60	-101559,23	-101549,37	-101558,31
	E _k	101480,96	101491,33	101523,52	101468,48
	E _e	-108079,28	-120881,49	-134499,47	-134503,66
	E _{nn}	6522,68	19322,26	32950,09	32945,35
Li	E _t	-127,49	-135,87	-137,132	-141,39
	E _k	-172,37	-294,71	-386,04	-442,66
	E _e	-122,23	-122,22	-122,223	-122,22
	E _{nn}	44,88	158,84	248,90	301,27

1. *HyperChem Competational Chemistry Part-1,Part-2/Hypercube.Inc October 1996*
2. *Edited by Purusottam Jena A. Welford Castleman Jr./Nanoclusters: A bridge across disciplines/Elsevier B.V 2010. Page: 576*

Elmi rəhbər: dos. N.S.Nəbiyev

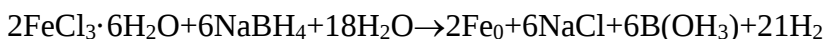
DƏMİR NANOHISSƏCİKLƏRİNİN SİNTEZİ VƏ STABİLLƏŞDİRİLMƏSİ

Şərifova G.
Bakı Dövlət Universiteti
gulten.serifova@mail.ru

Nanoölçülü sistemlərin tədqiqinə olan maraq əsasən onların kvant-ölçü effektlərinin təsiri nəticəsində göstərdiyi qeyri-adi fiziki və kimyəvi xassələrlə bağlıdır. Bu makroskopik

cismnin ölçülərinin bir neçə atom və molekul tərtibinə endikdə onların valent və keçirici zonasında elektronların hərəkəti hesabına hal sıxlıqlarının dəyişməsi və bununla bağlı bir çox xassələrinin o cümlədən maqnit və elektrik xassələrin dəyişməsinə gətirib çıxarır. Hissəciklərin ölçülərinin kiçilməsi ilə fiziki və kimyəvi xassələrinin dəyişməsi həmçinin onlarda səthi atomlarının həcmi atomlarla müqayisədə payının çoxalması ilə əlaqədardır. Nəticədə səthdə yerləşən atomlar və həcmdə yerləşən atomlar arasında qarşılıqlı təsirlərin təbiəti dəyişir bu isə onların fiziki xassələrinin kəskin dəyişməsinə gətirib çıxarır. Nanohissəciklərin göstərdiyi yeni fiziki xassələri arasında maqnit xassələr xüsusi yer tutur. Maqnit nanohissəciklər massiv hissəciklərdən fərqli olaraq maqnitləşmənin, maqnit anizotropiyasının yüksək olması, həmçinin qıqant maqnit müqaviməti ilə xarakterizə olunur. Məhz ona görə də nanotexnologiyada maqnit nanohissəciklərin alınması və xassələrinin tədqiqi xüsusi yer tutur. Maqnit nanomaterialları informasiya daşıyıcılarında informasiyanın yazılması və saxlanması, sabit maqnitlərin və maqnit sensorların işlənməsində, tibbdə və biologiyada çox geniş tətbiq olunur. Nanohissəciklərin maqnit xassələri bir çox faktorlarla: onların kimyəvi tərkibi, kristallik qəfəsin növü ilə, onun defektlik dərəcəsi ilə, hissəciklərin forma və ölçüləri ilə, nanohissəciklərin qonşu hissəciklərlə və əhatə edən mühitlə qarşılıqlı təsiri ilə təyin olunur. Nanohissəciklərin forma, ölçü, tərkib və quruluşunu dəyişməklə onların maqnit xassələrini idarə etmək olar. Lakin maqnit nanohissəciklərinin sintezi onların stabilizəməsi vacib bir məsələ kimi qarşıda dayanır. 0,1-100 nm hissəciklər böyük səth enerjisinə malikdirlər və o səbəbdən onlar üçün inert mühit seçmək texnoloji cəhətdən çətinidir. Maqnit nanohissəciklərin sintezi və effektiv stabilizəməsinə və nanohissəciklərin monodispersliyinə mühitin pH-ı, stabilizədirici mühitin təbiəti, temperatur, ilkin komponentlərin konsentrasiyası və digər texnoloji faktorlar əhəmiyyətli dərəcədə təsir göstərir.

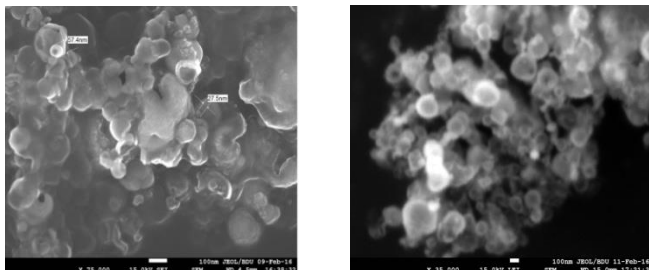
Verilmiş işdə dəmir nanohissəciklərinin müxtəlif mühitlərdə alınması və stabiləşdirilməsi həyata keçirilmişdir. Fe nanohissəcikləri dəmir (III) xlorid FeCl_3 duzunun natrium tetrahidroborat ilə (NaBH_4) ilə səthi-aktiv maddələr iştirakında reduksiya reaksiyası nəticəsində sintez edilmişdir. Stabiləşdirici mühit kimi səthi aktiv maddələr qismində setiltrimetilammonium bromid (STABr), polietilenqlikol (PEG-6000) və natrium oleat yoxlanılmışdır. İlk öncə $\text{FeCl}_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ duzu 100 ml-lik distilə suyunda həll edilir. Daha sonra bu məhlulə 30 ml 0,5% səthi-aktiv məhlulu əlavə edilmişdir. Müəyyən olunmuşdur ki, STABr və PEG birləşmələri dəmir duzu ilə çöküntü əmələ gətirir. Buna görə də dəmir duzu məhluluna 30 ml 0.5M oleat məhlulu əlavə edilərək qarışdırılmışdır. Daha sonra bu məhlulun üzərinə NaBH_4 duzu əlavə edilərək qarışdırılmışdır. Məhlul dərhal qara rəng alır və dəmir nanohissəciklərinin alınmasını göstərir. Qarışıq hidrogen tam ayrılana qədər maqnit qarışdırıcıda intensiv şəkildə qarışdırılmışdır. Alınan qarışıq dekantasiya üsulu ilə ayrılaraq distilə suyu və etil spirti ilə növbəli şəkildə bir neçə dəfə yuyulmuşdur. Daha sonra Fe nanohissəcikləri məhlulu ultrasonik vasitəsi ilə 10 dəqiqə ərzində ultrasəs dalğalarının təsiri altında işlənmişdir. Fe nanohissəciklərinin sintezini sxematik olaraq aşağıdakı kimi təsvir etmək olar:



Dəmir nanohissəciklərinin ölçü və monodispersliyinə ilkin duzların konsentrasiyası, səthi-aktiv maddənin təbiəti və miqdarı, ultrasəs işlənmənin müddəti və digər təsirlər öyrənilmişdir. Müəyyən edilmişdir ultrasəs dalğalarının 30 kHs tezlik dəyişlənməsində, həmçinin səthi aktiv maddə qismində 0,5% natrium oleat istifadə etdikdə daha kiçik və monodispers nanohissəciklər sintez etmək mümkündür.

Şəkil 1-də Fe nanohissəciklərinin quruluş və morfologiyasının skanedic elektron mikroskopik təsviri verilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, dəmir nanohissəciklərinin ölçüləri 27-

50 nm arasında variasiya edir.



Şəkil 1. Dəmir nanohissəciklərinin səthinin SEM təsviri.

Beləliklə, nanohissəciklərin alınma texnologiyasını dəyişməklə müxtəlif ölçülərə və dispersliyə malik nanohissəciklər almaq olar.

*1. Баранов Д.А; Губин С.П /Магнитные наночастицы: Достижения и проблемы химического синтеза/ Радиоэлектроника /Наносистемы / Информационные Технологии 2009 Том1 / Номер 1-2
2. С.П.Губин, Ю.А.Копиаров, Г.Б.Хомутов /Магнитные наночастицы: методы получения, строение и свойства/ Российская академия наук. Институт органической химии им. Н.Д.Зелинского 2005*

Elmi rəhbər: k.ü.f.d. F.V.Nasıyeva

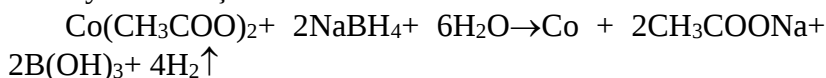
KOBALT MAQNİT NANOHISSƏCİKLƏRİNİN SİNTEZİ VƏ STABİLLƏŞDİRİLMƏSİ

**Şərifova G., Vahablı İ.
Bakı Dövlət Univeristeti**

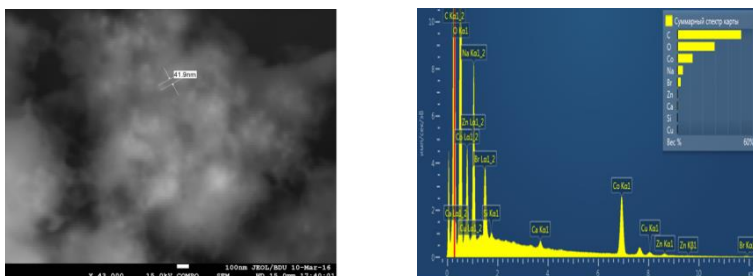
Nanoölçülü hissəciklərin alınması müasir nanotexnologiyanın ən vacib problemlərindən biridir. Nanohissəciklərin alınmasına maraq ilk öncə elm və texnikanın müxtəlif sahələri üçün kiçik ölçülü sistemlərin yaradılması məqsədilə yaran-

mışdır. Yaxşı məlumdur ki, nanoölçülü hissəciklərin xassələri makrohissəciklərdən xeyli fərqlidir. Hissəciklərin ölçüləri nanometr tərtibinə qədər düşdükdə onların fiziki və kimyəvi xassələri kəskin dəyişir. Məhz ona görə də nanoölçülü monodispers və bircins hissəciklərin alınması və stabilləşdirilməsi daim aktual məsələ olaraq qalır.

İşdə kobalt maqnit nanohissəciklərinin kolloid nanoreaktorlarda- əks mitsellərdə alınmış və stabilləşdirilmişdir. Əks mitsellərdə sintez aşağıdakı kimi həyata keçirilmişdir. 50 ml 0,1% $\text{Co}(\text{CH}_3\text{COO})_2$ duzunun məhluluna 30 ml əks mitsell məhlulu (Əks mitsellər-setiltrimetil ammonium bromid (STABr) səthi-aktiv maddəsinin az miqdarda su və çox miqdarda toluolla intensiv qarışdırılması nəticəsində alınmışdır) əlavə edilir. Kobalt duzu+mitsell məhlulu 5 dəqiqə ərzində intensiv şəkildə qarışdırılır. Daha sonra sistemə natrium tetrahidroborat (NaBH_4) duzu əlavə edilir və məhlulda qara rəng çöküntü alınır. Məhlul hidrogen qazı tam ayrılana kimi qarışıq intensiv qarışdırılır. Daha sonrakobalt dekantasiya üsulu ilə məhluldan ayrılır, bir neçə dəfə sentrifuqa vasitəsi ilə distilə suyu ilə yuyulur və oksidləşmənin qarşısını almaq üçün toluolda saxlanılır. Co nanohissəciklərinin sintezi aşağıdakı reaksiya üzrə baş verir:



Kobalt nanohissəciklərinin quruluşu və morfologiyası skanedic elektron mikroskopiyası (SEM) vasitəsi ilə tədqiq edilmişdir. Şəkil 1-də sintez olunmuş Co nanohissəciklərinin SEM təsviri və rentgenspektral analiz spektri verilmişdir. rentgen spektral analiz spektrindən aydın görünür ki alınmış nanohissəciklər məhz kobalta məxsusdur. Həmçinin müəyyən edilmişdir ki, Co nanohissəciklərinin orta ölçüləri 40 nm təşkil edir.



Şəkil1. Co nanohissəciklərinin SEM təsviri və rentgen spektral analizi

1. Баранов Д.А., Губин С.П. Магнитные наночастицы: достижение и проблемы химического синтеза Радио-электроника, Наносистемы, Информационные технологии 2009, том 1, стр.129-146
2. С.П.Губин., Ю.А.Кокишаров., Г.Б.Хомутов., Г.Ю.Юрков Магнитные наночастицы: методы получения, строение и свойства Успехи химии 74 (6), 2005

Elmi rəhbər: k.e.f.d. F.V.Hacıyeva

FAZALARARASI QARŞILIQLI TƏSİRİN VƏ YÜK HALININ VDF/ZrO₂ ƏSASLI NANOKOMPOZİT- LƏRİNİN AKTİV XASSƏLƏRİNİN FORMALAŞMASINDA ROLU

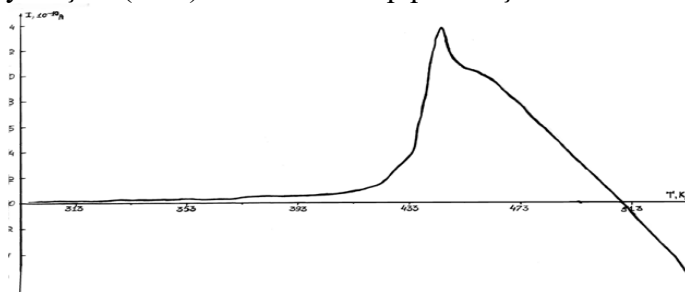
Rəhimli A.M.

Bakı Dövlət Universiteti

Son zamanlar adi kompozitlərdən fərqli olaraq qeyri adi aktiv xassələrə malik olan polimer nanokompozitlərə olan texnoloji maraq xeyli artmışdır.Məlumdur ki, yüksək effektivli polimer nanokompozitləri almaq üçün onların alınma texnologiyasını məqsədyönlü şəkildə müxtəlif üsullarla variasiya etməklə onların

fotoluminescent, istilik fiziki, möhkəmlik xassələrini idarə etmək olar. Bu üsullardan biri nanokompozitlərə müxtəlif fiziki təsirlərə (elektrotermo-polyarlaşma, taclı boşalmanın təsiri altında polyarlaşma və sair) məruz etməklə onların fazalararası sərhəddinin yük halının dəyişməsi ilə əldə etmək olar. Nanokompozisiyaların polyarlaşma prosesi zamanı onun komponentləri arasındakı maksvell relaksasiya müddətinin fərqi hesabına fazalararası sərhəddə elektrik yükləri yığılır və bu yüklər nanokompozitiyanın komponentləri arasındakı fazalararası qarşılıqlı təsirləri dəyişir.

Verilmiş işdə PVDF/ZrO₂ nanokompozitlərinin yük halı: həcmi yüklərin miqdarı, yüklərin səthi sıxlığı və yüklərin yaratdığı lokal elektrik sahəsinin intensivliyi termostimullaşmış depolyarlaşma (TSD) metodu ilə tədqiq edilmişdir.



Şəkil 1. PVDF+9% ZrO₂ nanokompozisiyasının taclı boşalmanın təsiri altında polyarlaşma prosesindən sonra TSD ayrısı

Termostimullaşmış cərəyanın yazılması 293-523 K temperatur intervalında $\beta=5^\circ\text{K/dəq}$ qızdırılma sürəti ilə aparılmışdır. Eksperimental olaraq müəyyən edilmişdir ki, taclı boşalmanın təsiri ilə polyarlaşma prosesi zamanı nümunə səthində yüklər yığılır və bu yüklər yüksək daxili lokal sahələr yaradır və bu yüklərin sahəsində sirkonium dioksid nanohissəciklərinin polyarlaşması baş verir. ZrO₂ nanohissəciklərinin polyarlaşmasına səbəb olan lokal elektrik sahəsinin intensivliyinin qiyməti hesablanmışdır. Həmçinin polimer(PVDF)-nanohissəcik (ZrO₂) fazalarası sərhəddinin qalınlığı hesablanmışdır.

Müəyyən edilmişdir ki, təclil boşalmanın təsiri altındamiq-rasiya polyarlaşması hesabına PVDF+ZrO₂ nanokompozi-siyasının komponentləri arasında çoxlu miqdarda elektrik yüklər toplanır və bu yüklər hesabına yüksək daxili lokal sahə yaranır. Daxili lokal sahənin təsiri altında nanokompozitlərdə əlavə lüminessent mərkəzlər həyəcənlanır və nəticədə lüminessensiyanın intensivliyi artır.

Cədvəl 1

PVDF+5%ZrO₂ nanokompozitlərinin fazalarası sərhəddinə yığılan yüklərin miqdarı, yüklərin səthi sıxlığı və yüklərin yaratdığı lokal sahənin intensivliyi

Kompozitlərin tərkibi	Həcmi yüklərin səthi sıxlığı 10 ⁻⁴ Kl/m ²	İnjectiyaolunmuş yüklərin yaratdığı lokal sahənin intensivliyi MV/m
PVDF	8,29	3,75
PVDF+5%ZrO ₂	88,25	39,89
PVDF+9%ZrO ₂	72,758	37,36

Cədvəl 2

PVDFvə PVDF +ZrO₂ nanokompozitlərinin fazalarası sərhəddinin qalınlığı

Kompozitlərin tərkibi	PVDF	PVDF+5%ZrO ₂	PVDF+9%ZrO ₂
Fazalarası sərhəddin qalınlığı, δ (nm)	1,172	12,49	11,67

1. T.E.Konstantinova, N.P.Pilipenko, G.K.Volkov, V.A.Glazunova, İ.A.Danilenko, N.V.Toky, V.V.Toky, A.S.Doroshkevich and İ.K.Nosolev, *Nanosystems, nanomaterzali, Nanotechnologiya* 2(2), 609(2004).
2. M.F.Galihanov, D.A.Eremeyev and R.Ya.Deberdeev *Study coronelectrets based on polyethyloene and silica. Mater.Sci.* 9.24-29(20023).

Elmi rəhbər: k.e.f.d.F.V.Hacıyeva

BİOFİZİKA VƏ MOLEKULYAR FİZİKA BÖLMƏSİ

VAL-VAL-ASN-ASP-LEU MOLEKULUNUN OPTİMAL KONFORMASİYALARI

İsmayılı Ə.A.
Bakı Dövlət Universiteti
ismayilova.atlas@mail.ru

Təbii peptidlərin və zülalərin üçölçülü sturukturunu yaxud fəza quruluşunu bilmək və onların bu quruluşunun əmələ gəlməsi prinsiplərini başa düşmək müasir dövrün aktual mövzularından sayılır.

Val-Val-Asn-Asp-Len təbii peptidin kiçik fraqmentidir. Bu soyuqdəymə zamanı əmələ gələn fermentdir.

C^α CO – Val 5 – Val 6 – Asn 7 – Asp 8 – Len 9 – OH C_β sonlu pentapeptid molekulunun fəza quruluşu valinin, asparaqinin, asparaqin turşusunun və leysin aşağı enerjili konformasiyaları əsasında öyrənilmişdir. Valinlər üçün əsas zəncirin R , B , L kimi üç formasına baxılmışdır. Bu formalar yan zəncirlərin $\chi_1 = 180^\circ$ ikiüzlü bucaqlarının qiymətlərində seçilmişdir. Valinin yan zənciri demək olar ki, digər amin turşu qalıqları ilə qarşılıqlı təsirdə olmur. Asparaqin amin turşu qalığına əsas zəncirin R , B , L formalarında baxılmışdır. Bununla yanaşı, yan zəncirin χ_1 bucağının üç mümkün qiymətləri $60^\circ, 180^\circ$ və -60° , χ_2 bucağının iki mümkün qiymətləri 90° və -90° seçilmişdir. Asparaqin turşusu üçün yan zəncirin ikiüzlü bucağının üç mümkün $60^\circ, 180^\circ$ və -60° qiymətlərində üç formasına R , B , L baxılmışdır. Leysin üçün əsas zəncirin üç mümkün forması R , B , L seçilmişdir.

Fraqmentin hesablanması feyplərə görə aparılmışdır.

Əvvəlcə əsas zəncirin tam yığılmış *BBBBB* formalarının konformasiyaları hesablanmışdır. Valinlərin yan zəncirinin $\chi'_1 = \chi'_2 = 180^\circ$ vəziyyətləri daha əlverişli olmuşdur. Birinci etapda aspargin amin turşusunun yan zəncirinin ikiüzlü bucağı $\chi_4^1 = -60^\circ$ qiyməti energetik cəhətdən əlverişli olduğu təyin olunmuşdur. İkinci etapda Asparagin və leysin yan zəncirlərinin qarşılıqlı təsirlərinə baxılmışdır. Beləliklə, *BBBBB* forması üçün 18 konformasiya hesablanmışdır. Həmçinin, yan zəncirlərin yığılmış feyplərinin energetik əlverişli vəziyyətləri müəyyən olunmuşdur. Hesablamaların nəticələri göstərir ki, ən aşağı nəzəri konformasiya *B₂, B₂, B₂, B₃, B₃₁* konformasiyasıdır. *eeee* feypi üçün əsas zəncirin 10 forması mümkündür. Əsas zəncirin yerdə qalan doqquz forması üçün yan zəncirlərin ikiüzlü bucaqlarının qiymətləri *BBBBB* formasındakı kimi seçilmişdir.

Əsas zəncirin *ffff* feypinin *RRRRR* formalarının konformasiyaları aşağıdakı kimi hesablanmışdır: valinlərin yan zəncirində $\chi'_1 = \chi'_2 = 180^\circ$ ikiüzlü bucaqların qiymətləri seçilmişdir. Əvvəlcə leysin yan zəncirinin bir vəziyyətində asparagin və asparagin turşusunun yan zəncirlərinin qarşılıqlı təsirlərinə baxılmışdır. İkinci etapda yuxarıda qeyd etdiyimiz valin və asparaginin yan zəncirlərinin vəziyyətləri asparagin turşusu və leysin yan zəncirlərinin qarşılıqlı təsirləri öyrənilmişdir. Hesablamaların nəticələri göstərir ki, əsas zəncirin formaları və konformasiyaları arasında güclü energetik differensasiya baş verir. Əsas zəncirin 105 mümkün formasından 0-5 kkal/mol intervalına əsas zəncirin yalnız 34 forması düşmüşdür.

Şeyp	Konformasiya	E _{q-v}	E _{el}	E _{tors}	E _{üm}	E _{nis}
Ffff	R ₂ R ₂ R ₂₁ R ₂ R ₃₂	-21,7	13,0	3,4	-5,3	2,4
	B ₂ B ₂ B ₁₁ B ₃ B ₃₁	-16,0	10,7	2,3	-3,1	4,6
	B ₂ B ₂ B ₁₁ B ₃ B ₃₂	-15,7	10,6	1,7	-3,5	4,2
	B ₂ B ₂ B ₁₁ B ₃ B ₃₃	-16,1	10,6	2,5	-2,9	4,8

**Gənc Tədqiqatçıların «Fizika və Astronomiya Problemləri» XVIII Respublika
Elmi Konfransı, 19 may 2016-cı il**

	$B_2B_2B_{21}B_3B_{31}$	-15,2	10,4	2,0	-2,8	4,9
	$B_2B_2B_{21}B_3B_{33}$	-16,0	10,2	2,5	-3,3	4,4
	$B_2B_2B_{23}B_2B_{32}$	-16,4	10,9	2,0	-3,5	4,2
Eeee	$B_2B_2B_{11}B_3B_{31}$	-17,0	10,1	2,4	-4,4	3,3
	$R_2R_2R_{21}B_2B_{32}$	-19,2	12,5	3,7	-3,1	4,6
	$R_2R_2R_{21}B_2B_{31}$	-19,4	12,6	3,3	3,3	4,2
	$R_2R_2R_{21}L_2B_{31}$	17,8	11,8	3,1	-2,9	4,8
Ffee	$R_2R_2B_{21}B_1B_{31}$	-17,7	12,1	2,2	-3,4	4,3
	$R_2R_2B_{21}B_2B_{31}$	-17,9	12,1	2,3	-3,5	4,2
	$R_2R_2B_{21}B_3B_{31}$	-18,6	11,2	2,5	-4,9	2,8
	$R_2R_2B_{21}R_3L_{31}$	-17,7	11,2	2,1	-4,2	3,5
	$R_2B_2L_{21}R_3L_{31}$	-17,0	9,9	4,9	-2,2	5,5
	$R_2B_2L_{21}B_3B_{31}$	-17,1	9,5	3,2	-4,4	3,3
Feef	$R_2B_2B_{21}R_2R_{32}$	-17,5	10,2	11,5	-5,8	1,9
	$R_2B_2B_{31}R_2R_{32}$	-17,7	10,2	11,5	-6,1	1,6
	$R_2P_2B_{11}R_2R_{32}$	-19,1	11,3	1,6	-6,1	1,6
	$R_2B_2B_{11}B_3L_{32}$	-16,7	11,5	2,0	-3,2	4,5
	$R_2L_2B_{11}R_2R_{32}$	-16,1	11,6	1,5	-3,0	4,7
Ffef	$R_2R_2B_{21}R_2R_{32}$	-19,0	10,1	1,7	-7,3	0,4
	$R_2R_2B_{21}R_1R_{32}$	-17,9	9,7	3,1	-5,0	2,7
	$R_2R_2B_{21}R_3R_{32}$	-19,5	10,1	1,7	7,7	0,0
	$B_2R_2B_{21}B_3L_{32}$	-16,3	11,0	1,7	-3,6	4,1
	$B_2R_2L_{21}B_3L_{32}$	-15,0	9,8	2,8	-2,5	5,2
	$R_2B_2B_{21}B_3B_{31}$	-16,9	10,4	2,6	-4,0	3,7
Feee	$R_2B_2B_{23}B_1B_{32}$	-16,9	10,8	1,9	-4,2	3,5
	$R_2B_2B_{11}B_3B_{32}$	-18,0	10,7	1,8	-5,6	2,1
	$R_2R_2L_{11}R_1L_{32}$	-13,3	12,6	2,8	2,0	3,7
	$R_2B_2R_{21}R_2R_{32}$	-14,3	10,0	2,1	-2,2	4,5
	$R_2B_2R_{21}E_2R_{12}$	-13,9	9,9	3,0	-1,0	4,7
	$R_2B_2R_{21}E_2R_{32}$	-16,4	10,0	1,1	-5,4	2,3
	$R_2B_2R_{21}B_2L_{32}$	-15,5	10,4	1,3	-3,1	4,6
	$B_2L_2R_{21}R_2R_{32}$	-17,1	10,0	1,6	-5,5	2,2
	$B_2L_2R_{21}R_2R_{32}$	-16,2	9,9	1,8	-4,5	3,2

Elmi rəhbər: dos. Abbasova G.C.

Ala-Arg-Pro-Tyr-NH₂ TETRAPEPTİD MOLEKULUNUN FƏZA QURULUŞUNDA HİDROGEN RABİTƏSİNİN ROLU

Orucova S.Q.
Bakı Dövlət Universiteti
seadet07@gmail.com

Nəzəri konformasiya analizi məsələsinin mühüm məqamlarından biri də tədqiq olunan peptid molekulunda əmələ gələ biləcək hidrogen rabitələrinin müəyyənləşdirilməsi, bu rabitələrin uzunluqlarını və enerjilərini tapmaqdır. Çünki, peptid molekulunun yerinə yetirdiyi bioloji funksiya həm də onun daxilində əmələ gələn hidrogen rabitələri ilə əlaqədardır. Konformasiya analizinin son məqsədi molekulun quruluşu ilə onun yerinə yetirdiyi funksiya arasındakı əlaqənin müəyyənləşdirilməsi olduğundan, hidrogen rabitələri haqqında bütün məlumatların əldə edilməsi molekulyar biofizikanın mühüm məsələlərindən biridir. Bunu nəzərə alaraq Ala-Arg-Pro-Tyr-NH₂ tetrapeptid molekulunun hidrogen rabitələri sistemini də tədqiq etdik. Apardığımız tədqiqat nəticəsində Ala-Arg-Pro-Tyr-NH₂ tetrapeptid molekulundakı hidrogen rabitələri haqqında aldığımız məlumatlar cədvəldə təqdim olunmuşdur. Cədvəldən göründüyü kimi, Ala-Arg-Pro-Tyr-NH₂ tetrapeptid molekulunda *fee* şəypinə məxsus olan RB₃BR₂ qlobal konformasiyasında iki hidrogen rabitəsinin əmələ gəlməsi mümkündür. Bunlar prolinin aminturşu qalığının karboksil qrupunun O atomu ilə alaninin aminturşu qalığının amin qrupunun H atomu arasında əmələ gələn hidrogen rabitəsinin uzunluğu 2.32 Å, enerjisi $-0.57 \frac{\text{kkal}}{\text{mol}}$ olan və uzunluğu 2.52 Å, enerjisi isə $-0.33 \frac{\text{kkal}}{\text{mol}}$ olan tirozinin karboksil qrupunun oksigen atomu ilə onun amin qrupunun hidrogen atomu

arasında əmələ gənən rabitələrdir. Əsas zəncirin **fef** BB₃RB₂ şəypinə mənsub olan konformasiyasında iki növ hidrogen rabitəsinin əmələgəlmə imkanı var. Bunlar tirozinin karboksil qrupunun oksigen atomu ilə onun amin qrupunun hidrogen atomu arasında (Tyr4(CO)...Tyr4(NH)), tirozinin karboksil qrupunun oksigen atomu ilə prolinin amin qrupunun hidrogen atomu arasında (Pro3(NH)...Tyr4(CO)) əmələ gəlməsi mümkün olan hidrogen rabitələridir.

Cədvəl

Hidrogen rabitələri

Şeyplər	Konformasiya	Atomlar	Rabitə uzunluğu(Å)	E _{hidr} $\frac{kkal}{mol}$
Eee	BB ₃ BR ₃	Ala1(NH)...Arg2(CO)	2.30	-0.60
		Tyr4(CO)...Tyr4(NH)	2.52	-0.33
	BB ₃ BR ₂	Tyr4(CO)...Tyr4(NH)	2.52	-0.33
	LB ₃ BB ₃	Ala1(NH)...Arg2(CO)	2.30	-0.60
		Pro3(NH)...Tyr4(CO)	2.72	-0.18
Eee	RB ₃ BR ₂	Tyr4(CO)...Tyr4(NH)	2.52	-0.33
		Ala1(NH)...Pro3(CO)	2.32	-0.57
	RB ₃ BR ₃	Tyr4(CO)...Tyr4(NH)	2.52	-0.33
		Tyr4(CO)...Tyr4(NH)	2.52	-0.33
	RB ₂ BR ₃	Ala1(NH)...Pro3(CO)	2.86	-0.12
Eef	LB ₁ RB ₃	Tyr4(CO)...Tyr4(NH)	2.52	-0.33
		Ala1(NH)...Arg2(CO)	2.30	-0.60
		Arg2(NH)...Tyr4(CO)	2.27	-0.12
	BB ₃ RR ₃	Tyr4(CO)...Tyr4(NH)	2.52	-0.33
		Tyr4(CO)...Tyr4(NH)	2.52	-0.33
Fef	RB ₂ RR ₃	Ala1(NH)...Pro3(CO)	2.32	-0.57
		Pro3(NH)...Tyr4(CO)	2.84	-0.13
		Tyr4(CO)...Tyr4(NH)	2.52	-0.33
	BB ₃ RB ₂	Ala1(NH)...Arg2(CO)	2.34	-0.56
		Arg2(NH)...Tyr4(CO)	2.06	-1.06
Fef	RB ₂ RB ₂	Tyr4(CO)...Tyr4(NH)	2.52	-0.33
		Pro3(NH)...Tyr4(CO)	2.82	-0.14
	RB ₂ RB ₂	Tyr4(CO)...Tyr4(NH)	2.52	-0.33

Əsas zəncirin *eee* şəypinə mənsub olan LB_3BB_3 konformasiyasında üç növ hidrogen rabitəsinin əmələ gəlmə imkanı var. Bunlar tirozinin karboksil qrupunun oksigen atomu ilə onun amin qrupunun hidrogen atomu arasında (Tyr4(CO)...Tyr4(NH)), tirozinin karboksil qrupunun oksigen atomu ilə prolinin amin qrupunun hidrogen atomu arasında (Pro3(NH)...Tyr4(CO)) və alaninin amin qrupunun hidrogen atomu ilə argininin karboksil qrupunun oksigen atomu arasında (Ala1(NH)...Arg2(CO)) əmələ gələ bilən hidrogen rabitələridir. Ala-Arg-Pro-Tyr-NH₂ tetrapeptid molekulundakı hidrogen rabitələri haqqında verdiyimiz məlumatlardan göründüyü kimi, enerjisi ən böyük olan hidrogen rabitəsi məhz əsas zəncirin *fee* RB_2BR_3 şəypinə mənsub olan qlobal konformasiyadır. Ala-Arg-Pro-Tyr-NH₂ tetrapeptid molekulunun mümkün olan bütün konformasiyaları daxilində hidrogen rabitəsinin əmələgəlmə ehtimalının ən böyük olanı məhz qlobal konformasiyadakıdır.

Elmi rəhbər: prof. N.M.Qocayev

LAZER ŞÜALARININ MAYELƏRDƏ QEYRİ-XƏTTİ UDULMASININ OPTO-TERMODİNAMİK METODLA TƏDQIQI

Haşimova N.N.

Azərbaycan Dövlət Neft və Sənaye Universiteti

h-nara89@mail.ru

Lazer şüaları ilə mayələrin qarşılıqlı təsiri zamanı yaranan proseslər mayenin fiziki parametrlərindən və şüanın intensivliyindən asılıdır. Lazer şüalarının intensivliyinin nisbətən kiçik qiymətlərində qarşılıqlı təsir zamanı birfotonlu udulma baş verir və şüanın intensivliyinin azalması Buger qanununa tabe olur, yəni

$$-dI = \alpha I dx \quad I = I_0 e^{-\alpha x} \quad (1)$$

Burada α - xətti udulma əmsalıdır.

Bu udulan enerji hesabına maye qızır və onun temperatur sahəsinin təyini qərarlaşmış temperatur rejimi üçün aşağıdakı düstur ilə ifadə olunur:

$$c\rho\nu \frac{dT}{dx} = \alpha I_0 e^{-\alpha x} \quad (2)$$

(2) düsturundan xətti udulma əmsalı α -nı tapsaq, aşağıdakı ifadəni alırıq:

$$\alpha = \frac{1}{e} \ln \frac{1}{1 - \sigma_1}, \quad \sigma_1 = \frac{\Delta T_1 c\rho\nu}{I_0} \quad (3)$$

Lazer şüalarının kifayət qədər böyük qiymətlərində iki və daha çoxfotonlu udulma baş verə bilər, yəni qeyri-xətti udulma yarana bilər. İkifotonlu udulma baş verən hallarda intensivliyin azalması aşağıdakı düstur ilə ifadə olunur:

$$-dI = \alpha I dx + \mathcal{I}^2 dx \quad (4)$$

Burada γ -ikinci tərtibdən qeyri -xətti udulma əmsalıdır. Bu tənlikdən şüanın intensivliyinin ancaq qeyri-xətti udulma hesabına dəyişməsinə tapsaq alırıq:

$$I = \frac{I_0}{1 + \mathcal{I}_0 x} \quad (5)$$

(5) düsturundan görünür ki, qeyri-xətti udulmada şüanın intensivliyinin dəyişməsi xətti udulmadakı Buger qanunundan yəni (1) düsturundan kəskin fərqlənir.

Bu udulan enerji hesabına mayenin temperaturunun dəyişməsi aşağıdakı tənliyin həllindən tapıla bilər:

$$c\rho\nu \frac{dT}{dx} = \gamma \frac{I_0^2}{(1 + \mathcal{I}_0 x)^2} \quad (6)$$

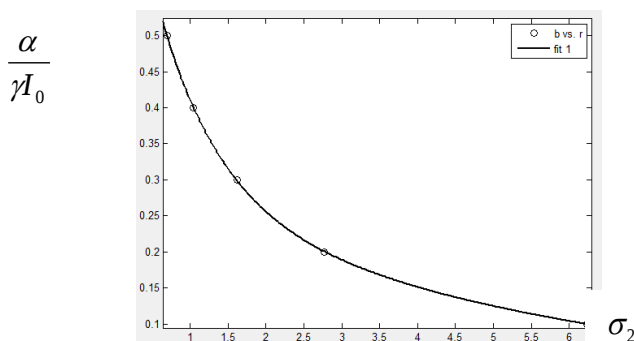
(6) tənliyini həll edərək qeyri-xətti udulma əmsalı üçün aşağıdakı ifadəni alırıq:

$$\mathcal{I}_0 = \frac{\sigma_2}{l(1 - \sigma_2)}, \quad \sigma_2 = \frac{\Delta T_2 c\rho\nu}{I_0} \quad (7)$$

Xətti və qeyri-xətti udulma əmsallarının nisbətindən alırıq:

$$\frac{\alpha}{\mathcal{I}_0} = \frac{(1 - \sigma_2)}{\sigma_2} \ln \frac{1}{(1 - \sigma_1)} \quad (8)$$

(8) düsturuna əsasən $\frac{\alpha}{\mathcal{I}_0}$ -ın σ_2 -dən asılılıq qrafiki aşağıdakı şəkildə verilmişdir.



Əgər ikifotonlu udulmada həm xətti, həm də qeyri-xətti udulmanın eyni zamanda baş verdiyini nəzərə alsaq, superpozisiya prinsipinə əsasən mayenin temperaturunun dəyişməsi

$$c\rho v \frac{dT}{dx} = \alpha e^{-\alpha x} I_0 + \frac{\mathcal{I}_0^2}{(1 + \mathcal{I}_0 x)^2} \quad (9)$$

tənliyinin həllindən tapılar.

Hesablamalar göstərdi ki, lazer şüaları ilə mayelərin qarşılıqlı təsirindən yaranan qeyri-xətti udulma mayenin istilikfiziki parametrlərinə ciddi təsir göstərir. Termodinamik parametrlərin bu qarşılıqlı təsir vaxtı dəyişməsinə bilərək qeyri-xəttilik əmsalını tapmaq olar.

Elmi rəhbər: prof. Həsənov Q.

SU - NaCl SİSTEMİNİN ÖZLÜ AXINININ AKTİVLƏŞMƏ PARAMETRLƏRİ

Xəlilli L.F.

Bakı Dövlət Universiteti

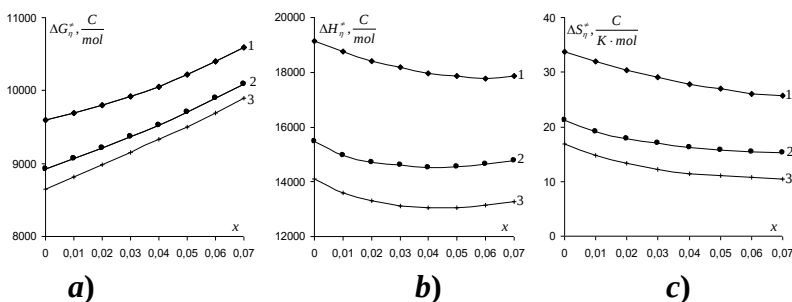
xelillilale@box.az

Müasir təsəvvürlərə görə su polyar mayedir, maye suyun kvazistrukturua malik olmasına əsas səbəb molekullararası hidrogen rabitələrinin olmasıdır. Hidrogen rabitələri kooperativ xarakterə malikdir və bunun nəticəsində suda müxtəlif ölçülü klasterlər yaranır. Klasterləri təşkil edən molekulların sayı və ya klasterlərin ölçüləri böyük olduqca su daha strukturlaşmış halda olur. Suda həllolan maddələr kimyəvi tərkibindən və quruluşundan asılı olaraq suyun strukturuna müxtəlif cür təsir edirlər: bir çox maddələr suda su molekulları arasında mövcud olan hidrogen rabitələrini zəiflətdikləri halda, digərləri bu rabitələri daha da gücləndirirlər. Bioloji sistemlərdə su mühim rol oynadığından sulu məhlullarda struktur xüsusiyyətlərinin tədqiqi müasir fiziki-kimyada, biofizikada böyük əhəmiyyət kəsb edir.

İşdə su-*NaCl* sisteminin 283,15-333,15 K temperatur və *KCl*-in 0.01-0.07 molyar hissə konsentrasiyası intervalında dinamik özlülüüyü və sıxlığı ölçülmüşdür. Baxılan sistemin özlü axın təhlili əsasında struktur xüsusiyyətləri araşdırılmışdır. Bu məqsədlə məhlulun özlü axınının aktivləşmə Gibbs enerjisinin ($\Delta G_{\eta}^{\neq}$), özlü axınının aktivləşmə entalpiyasının ($\Delta H_{\eta}^{\neq}$), özlü axınının aktivləşmə entropiyasının ($\Delta S_{\eta}^{\neq}$) konsentrasiyadan asılılıqları təhlil olunmuşdur.

Su-*NaCl* sisteminin özlü axınının aktivləşmə parametrlərinin ($\Delta G_{\eta}^{\neq}$, $\Delta H_{\eta}^{\neq}$ və $\Delta S_{\eta}^{\neq}$) müxtəlif temperaturlarda konsentrasiyadan (X) asılılıqları 1-3 sayılı şəkillərdə

göstərilmişdir.



Şəkil 1. Su-NaOH sisteminin özlü axınının aktivləşmə Gibbs enerjisinin (a), entalpiyasının (b) və entropiyasının (c) konsentrasiyadan asılılığı.

1-293,15 K, 2-308,15 K, 3-323,15 K

Şəkillərdən göründüyü kimi, hər üç parametr baxılan konsentrasiyalarda temperaturdan asılı olaraq azalır, verilmiş temperaturda konsentrasiyanın artması ilə $\Delta G_{\eta}^{\ddagger}$ artır, $\Delta H_{\eta}^{\ddagger}$ azalır, $\Delta S_{\eta}^{\ddagger}$ isə konsentrasiyanın 0.05 qimətinədək azalır, sonra isə demək olar ki, dəyişmir.

Qeyd edək ki, $\Delta G_{\eta}^{\ddagger}$ molekulun axın zamanı bir vəziyyətdən digər vəziyyətə (və ya potensial çəpəri) keçməsinə sərf olunan enerjidir, $\Delta H_{\eta}^{\ddagger}$ məhlulda yaranan dəyişmələri enerji baxımından, $\Delta S_{\eta}^{\ddagger}$ isə struktur baxımından xarakterizə edir. Belə ki, konsentrasiyanın artması ilə $\Delta G_{\eta}^{\ddagger}$ -nin artması molekulun potensial çəpəri keçməsinə daha çox enerji sərf olunmasını, $\Delta H_{\eta}^{\ddagger}$ -in artması sistemin daha möhkəm struktura malik olmasını, $\Delta S_{\eta}^{\ddagger}$ -in artması isə sistemin daha strukturlaşmış hala keçməsinə göstərir.

Su-NaCl sisteminin tədqiq olunan temperatur və consent-

rasiya intervalında özlü axın xassələrinin təhlili onu ehtimal etməyə imkan verir ki, məhlulun strukturu konsentrasiyanın 0.05 qiymətində dəyişir, sonra isə demək olar ki, dəyişmir.

Elmi rəhbər: Paşayev B.G

CCO-GLU1-GLY2-ARG3-MET4-NH₂ MOLEKULUNUN FƏZA QURULUŞUNDA HİDROGEN RABİTƏSİNİN VƏ AMİNTURŞU QALIQLARI ARASINDAKI QARŞILIQLI TƏSİRİN ROLU

Hüseynova E.V.

Bakı Dövlət Universiteti

bahar.aliyeva1994@mail.ru

Nəzəri konformasiya analizi məsələsinin mühüm məqamlarından biri tədqiq olunan peptid molekulunda əmələ gələ biləcək hidrogen rabitələrinin müəyyənəşdirilməsi, bu rabitələrin uzunluqlarını və enerjilərini tapmaqdır. Çünki, peptid molekulunun yerinə yetirdiyi bioloji funksiya digər əlamətlərlə yanışı həm də onun daxilində əmələ gələn hidrogen rabitələri ilə əlaqədardır. Konformasiya analizinin son məqsədi molekulun quruluşu ilə onun yerinə yetirdiyi funksiya arasındakı əlaqənin müəyyənəşdirilməsi olduğundan, hidrogen rabitələri haqqında bütün məlumatların əldə edilməsi molekulyar biofizikanın mühüm məsələlərindən biridir. Bunu nəzərə alaraq Glu-Gly-Arg-MetNH₂ tetrapeptid molekulunun hidrogen rabitəli sistemini də tədqiq etdik.

Əsas zəncirin **eef** şəypinə mənsub olan **B₃BR₁B₃** konformasiyasında 4 növ hidrogen rabitəsinin əmələgəlmə imkanı var. Bunlar karboksil qrupunun oksigen atomu ilə onun amin qrupunun hidrogen atomu arasında Glu(NH)...Glu(CO), Glu(CO)...Arg(NH) və əmələ gələ bilən hidrogen rabitələridir.

Cədvəl 1

Hidrogen rabitələri

Şeyp	Forma	H-rabitə gətirən atomlar	əmələ Rabitənin üzünlüğü Å	E _{hid.} (kkal/mol)
Eff	B ₃ BR ₁ B ₃	Glu(NH)...lu(CO)	2.85	-0.13
Efe	B ₁ RB ₃ R ₃	Glu(CO)...ly(NH)	2.01	-1.17
Fee	R ₃ RL ₂ B ₃	Glu(CO) Met(NH)	2.33	-0.55
Eee	L ₁ RL ₂ B ₁	Glu(CO) Met(NH)	2.08	-1.01
Fef	R ₂ BB ₂ B ₃	Glu(CO) Arg(NH)	2.07	-1.03

Qeyd etmək lazımdır ki, **fef** şeypinə mənsub **R₂BB₂B₃** konformasiyasında 4 növ hydrogen rabitəsinin əmələ gəlməsi mümkündür. Glu-Gly-Arg-MetNH₂ tetrapeptid molekulundakı hidrogen rabitələri haqqında verdiyimiz məlumatlardan göründüyü kimi, enerjisi ən böyük olan hidrogen rabitəsi məhz əsas zəncirin **efe** şeypinə mənsub olan **B₁RB₃R₃** qlobal konformasiyadır. Glu-Gly-Arg-MetNH₂ tetrapeptid molekulu-nun mümkün olan bütün konformasiyaları daxilində hidrogen rabitəsinin əmələgəlmə ehtimalının ən böyük olanı məhz qlobal konformasiyadakıdır.

Peptidlərin konformasiya analizinin ən mühüm elementlərindən biri aminturşu qalıqları arasındakı qarşılıqlı təsir enerjilərinin təyin olunma məsələsidir.

Elmi rəhbər: prof. Qocayev.N.M

TYR-ALA-GLY TRIPEPTİD FRAQMENTİNİN KONFORMASIYA İMKANLARININ TƏDQIQI

Əlizadə T.Ş.

Bakı Dövlət Universiteti

elizadeturkane@gmail.com

Təbii peptidlərin və zülalların üçölçülü sturukturunu, yaxud fəza quruluşunu bilmək və onların bu quruluşunun əmələ gəlməsi prinsiplərini başa düşmək müasir dövrün aktual mövzularından sayılır. Bioloji molekulaların fəza quruluşunu öyrənməklə onların xassələrini, fizioloji xüsusiyyətləri haqqında məlumat vermək olar. Fəza quruluşunu öyrənmək üçün məhz onların konformasiya imkanlarını bilmək lazım gəlir.

Tyr-Ala-Gly tripeptid fraqmentinin fəza quruluşunu, daha doğrusu konformasiya imkanlarını təyin etmək üçün dipeptid fraqmentin konformasiya imkanları tədqiq edilmişdir. Dipeptid fraqmentin hesablanması hər bir amin turşu qalığının özündən əvvəlki və özündən sonrakı amin turşu qalıqlarının konformasiyalarını qiymətləndirməyə imkan vermişdir. Tripeptid fraqmentin konformasiyaları uyğun monopeptidlərin aşağı enerjili hallarına hesablanmışdır. Sonrakı etapda iki qarışıq dipeptidlərin stabil konformasiyaları tədqiq edilmişdir. Burada müəyyən olunmuşdur ki, peptid zəncirin böyüməsi ilə konformasiyalarının enerjiləri arasında differensasiya baş vermişdir. Yüklənmiş polyar yan zəncirlərin elektrostatik qarşılıqlı təsirləri digər qarşılıqlı təsirli formaları stabilləşdirirlər. Optimal konformasiyaların yaranmasında hidrogen rabitəsi böyük rol oynayır. Beləliklə, oliqopeptidlərin quruluşlarının formalaşmasında dispersiya və elektrostatik qarşılıqlı təsirlərdən başqa, hidrogen rabitəsinin də mühüm rol oynadığını söyləmək olar.

Tripeptid fraqmentin fəza quruluşunun öyrənilməsində 186 konformasiya tapılmışdır. Bu konformasiyalardan yalnız 10 konformasiyanın nisbi enerjisi 0-3 kkal/mol enerji intervalına

düşmüşdür. Təyin olunmuş konformasiyaların qeyri-valent, elektrostatik, nisbi enerjiləri və eləcə də torsion qarşılıqlı təsir enerjisi cədvəldə göstərilmişdir.

Konformasiyalar	Eq-v	E el	E tors	E nisbi
R ₂ R R	-12,0	7,8	3,1	0.0
R ₂ R B	-9,0	4,9	2,4	1,4
R ₂ B B	-10,7	6,3	2,8	1,3
R ₁ B R	-6,2	8,5	2,9	1,1
R ₁ BB	-10,7	4,0	1,7	1,0
R ₃ RR	-8,0	5,4	2,9	2,4
B ₁ BB	-10,1	4,9	2,4	2,2
B ₂ BR	-6,0	6,4	2,7	2,1
B ₂ RR	-1,4	6,3	3,5	2,3
B ₂ RB	-5,2	5,9	2,4	1,2

1. Аббасова Г.Д., Алиева И.Н., Омарова А.И., Моделирование пространственной структуры и конформационные свойства пенгида Т7 //“Fizikanın müasir problemləri” V Respublika Elmi Konfransı, 16-17 dekabr, 2011, s.175-177.

Elmi rəhbər: dos. G.C.Abbasova

DEKSTRAN-POLİVİNİLPIRROLİDON-SU SİSTEMLƏRİNDƏ FAZALARA AYRILMA PROSESİ VƏ BU PROSESƏ BƏZİ XARİCİ AMİLLƏRİN TƏSİRİ

Şirinov N.Z.
BakıDövlətUniversiteti,
nicat.sirinov.88@mail.ru

Biotexnologiyada geniş tətbiq imkanlarına malik olan polimer-su ikifazlı sistemləri ilk dəfə olaraq isveç tədqiqatçısı Albertson və onun əməkdaşları tərəfindən tədqiq edilmişdir. Göstərilmişdir ki, zülallar, nuklein turşuları və s. kimi bioloji

mənşəli maddələri, hüceyrə, virus və s. kimi bioloji hissəcikləri ikifazlı sistemlərdə həll etdikdə, həmin maddələrin sistemin eyni zamanda tarazlıqda olan fazaları arasında qeyri-bərabər paylanması baş verir ki, bu da həssas və zəif struktura malik olan bioloji maddələrin hissəciklərini onların nativ xüsusiyyətlərini saxlamaqla əldə etməyə imkan verir. Belə ki, ikifazlı sulu sistemlərin hər iki fazasının əsasını su təşkil etdiyindən bu sistemlərdən bioloji hissəcikləri yumşaq ayırmaq məqsəd ilə istifadə etmək çox əlverişlidir.

Polimerlərin termodinamik uyşmazlığı barədə mövcud olan fikirlərdən bəhs edərkən qeyd edək ki, iki fazalı sulu polimer sistemlərinin əmələ gəlmə mexanizmi, onların fiziki-kimyəvi xassələrinə xarici amillərin təsiri barədə ədəbiyyatda ziddiyyətli fikirlərə rast gəlinir. Bəzi müəlliflər komponentlərin həlledici rolunu irəli sürürdülər. Onlar iddia edirdilər ki, əgər iki polimer hər hansı həlledicidə ikifazlı sistem verirsə, onda bu hadisə digər həlledicilərlə də müşahidə olunmalıdır. Belə ki, fazaəmələgətirən komponentlər arasındakı qarşılıqlı-təsir polimer-həlledici qarşılıqlı təsirinə nisbətən mühüm rol oynayır və sistemdə gedən prosesləri məhz bu qarşılıqlı təsirlər tənzimləyir. Son zamanlar isə Məsimov, Zaslavski və digərləri elmi tədqiqat işlərində ikifazlı sulu polimer sistemlərinin yaranmasında suyun həlledici rola malik olması hipotezini irəli sürür və bunu təcrübi faktlarla təsdiq edirlər.

Təqdim olunan işdə dekstran-polivinilpirrolidon-su iki-fazalı sistemində fazalara ayrılma prosesinə polimerin molekulyar kütləsinin və şəkərlərdən saxarozanın təsiri tədqiq olunmuşdur. Tədqiqat obyektini kimi seçilmiş polimerlər-dekstran və polivinilpirrolidon (PVP) təbabətdə geniş istifadə olunan suda həll olan polimerlərdir. Molekulyar kütləsi 12000 olan PVP qan əvəzedicisi kimi istifadə olunmuşdur. PVP-nin 0,5 %-li sulu məhlulu antioksidant kimi istifadə olunur. Ona görə də polivinilpirrolidonun sulu məhlullarının, PVP-nin iştirakı ilə alınmış ikifazlı polimer-su sistemlərinin tədqiqi çox

aktualdır. PVP-nin molekulyar kütləsinin dekstran-PVP-su ikifazalı sisteminin hal diaqramına təsiri tədqiq olunmuşdur. İşdə Almanıyanın “Applichem” firmasının istehsal etdiyi polivinilpirrolidon və Rusiyanın istehsalı olan dekstran ($M_n \approx 70000$) istifadə edilmişdir. Polivonopirrolidonun molekulyar kütlələri 10000; 30000; 40000 və 54000 olan fraksiyalarından istifadə edilmişdir. Bu sistemlərin hər birinin binodal ayrılıqları qurulmuş, binodalların birləşdirici xətlərinin meyli bucaqları təyin edilmişdir. Müəyyən olunmuşdur ki, polimerlərin konsentrasiyasından ibarət koordinat sistemində PVP-nin konsentrasiyası dekstranın konsentrasiyasından eksponensial qanunauyğunluqla dəyişir. Başqa sözlə

$$\ln C_{PVP} = a \cdot C_{dek} + b$$

olur, burada C_{PVP} və C_{dek} uyğun olaraq PVP və dekstranın konsentrasiyaları, a və b isə polimerlərin verilmiş molekulyar kütlələri üçün sabitlərdir. Qeyd edək ki, a ilə PVP-nin molekulyar kütləsi arasında müəyyən korrelyasiya asılılığı müşahidə olunmuşdur.

Polimer-su ikifazalı sisteminin əsas xarakteristikalarından olan birləşdirici xəttin meyli bucağı təyin edilmişdir. $M_n \approx 10000$ molekulyar kütləli PVP və $M_n \approx 6000$ molekulyar kütləli dekstran üçün $\overline{\lg \alpha_{BX}} = 0,97$ olur.

Eyni zamanda tədqiq olunmuş sistemdə fazalara ayrılma prosesinə şərtlərdən saxarozanın təsiri tədqiq olunmuşdur. Məlum olduğu kimi saxaroza suyu strukturlaşdıran amil kimi çıxış edir. Ona görə də sistemə saxaroza əlavə etdikdə polimerlərin suda birgə həllolması çətinləşir və fazalara ayrılma daha sürətlə baş verir.

Beləliklə, dekstran-PVP-su ikifazalı sistemlərində fazalara ayrılma prosesinə polimerin molekulyar kütləsinin və saxarozanın təsiri tədqiq edilmiş və alınmışdır ki, polimerin molekulyar kütləsi artdıqca və sistemə saxaroza əlavə etdikdə fazalara ayrılma komponentlərin daha kiçik konsentrasiyasında baş verir. Bu faktları izah etmək üçün qeyd etməliyik ki, suya

daxil edilən faza əmələ gətirən komponentlərin hər birinin təsiri ilə sistemdə suyun strukturu (halı) elə dəyişir ki, yaranacaq fazaların özəyi olan iki müxtəlif su strukturu (halı) yaranır və komponentlərin konsentrasiyasının müəyyən qiymətindən böyük qiymətlərində sistemin fazalara ayrılması baş verir. Molekulyar kütlənin artması ilə polimerin hidrat təbəqəsindəki su molekulalarının sayı artır (saxaroza əlavə edildikdə də sistemdə strukturlaşmış suyun miqdarı artır), sistemdə sərbəst su molekulalarının sayı azalır və fazalara ayrılma daha tez baş verir. Beləliklə, tədqiqat işinin nəticələri polimer-su ikifazlı sistemlərində fazalara ayrılmada suyun əsas rola malik olması haqqında verilmiş hipotezi təsdiq edir.

Elmi rəhbər: prof. E.Ə.Məsimov

SU - KI SİSTEMİNİN ÖZLÜ AXINININ AKTİVLƏŞMƏ PARAMETRLƏRİ

Xuduyeva H.T.
Bakı Dövlət Universiteti
Hxuduyeva@mail.ru

Müasir təsəvvürlərə görə su polyar mayedir, maye suyun kvazistrukturua malik olmasına əsas səbəb molekullararası hidrogen rabitələrinin olmasıdır. Hidrogen rabitələri kooperativ xarakterə malikdir və bunun nəticəsində suda müxtəlif ölçülü klasterlər yaranır. Klasterləri təşkil edən molekulaların sayı və ya klasterlərin ölçüləri böyük olduqca su daha strukturlaşmış halda olur. Suda həllolan maddələr kimyəvi tərkibindən və quruluşundan asılı olaraq suyun strukturuna müxtəlif cür təsir edirlər: bir çox maddələr suda su molekulaları arasında mövcud olan hidrogen rabitələrini zəiflətdikləri halda, digərləri bu rabitələri daha da gücləndirirlər. Bioloji sistemlərdə su mühim rol oynadığından sulu məhlullarda struktur xüsusiyyətlərinin tədqiqi müasir fiziki-kimyada, biofizikada böyük əhəmiyyət

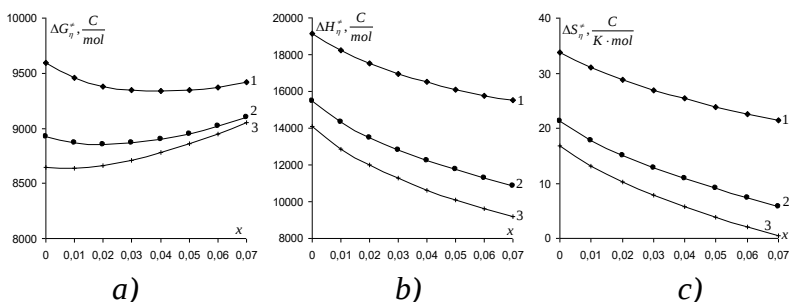
kəsb edir.

İşdə su-KI sisteminin 283,15-333,15 K temperatur və KCl -in 0.01-0.07 molyar hissə konsentrasiyası intervalında dinamik özlülüyü və sıxlığı ölçülmüşdür. Baxılan sistemin özlü axın təhlili əsasında struktur xüsusiyyətləri araşdırılmışdır. Bu məqsədlə məhlulun özlü axınının aktivləşmə Gibbs enerjisinin ($\Delta G_{\eta}^{\#}$), özlü axınının aktivləşmə entalpiyasının ($\Delta H_{\eta}^{\#}$), özlü axınının aktivləşmə entropiyasının ($\Delta S_{\eta}^{\#}$) konsentrasiyadan asılılıqları təhlil olunmuşdur.

Su-KI sisteminin özlü axınının aktivləşmə parametrlərinin ($\Delta G_{\eta}^{\#}$, $\Delta H_{\eta}^{\#}$ və $\Delta S_{\eta}^{\#}$) müxtəlif temperaturalarda konsentrasiyadan (x) asılılıqları 1-3 sayılı şəkillərdə göstərilmişdir.

Şəkillərdən göründüyü kimi, hər üç parametr baxılan konsentrasiyalarda temperaturdan asılı olaraq azalır, verilmiş temperaturda konsentrasiyanın artması ilə $\Delta G_{\eta}^{\#}$ əvvəlcə azalır, sonra artır, $\Delta H_{\eta}^{\#}$ və $\Delta S_{\eta}^{\#}$ isə azalır.

Qeyd edək ki, $\Delta G_{\eta}^{\#}$ molekulun axın zamanı bir vəziyyətdən digər vəziyyətə (və ya potensial çəpəri) keçməsinə sərf olunan enerjidir, $\Delta H_{\eta}^{\#}$ məhlulda yaranan dəyişmələri enerji baxımından, $\Delta S_{\eta}^{\#}$ isə struktur baxımından xarakterizə edir. Belə ki, konsentrasiyanın artması ilə $\Delta G_{\eta}^{\#}$ -nin artması molekulun potensial çəpəri keçməsinə daha çox enerji sərf olunmasını, $\Delta H_{\eta}^{\#}$ -in artması sistemin daha möhkəm struktura malik olmasını, $\Delta S_{\eta}^{\#}$ -in artması isə sistemin daha strukturlaşmış hala keçməsinə göstərir.



**Şəkil 1. Su-KI sisteminin özlü axınının aktivləşmə Gibbs enerjisinin
(a), entalpiyasının (b) və entropiyasının (c) konsentrasiyadan
asılılığı**

1-293,15 K,

2-308,15 K,

3-323,15 K

Su-KI sisteminin tədqiq olunan temperatur və konsentrasiya intervalında özlü axın xassələrinin təhlili onu ehtimal etməyə imkan verir ki, məhlulun strukturu konsentrasiyanın artması ilə dağılır.

Elmi rəhbər: prof. Məmmədov M.Ş.

MAYE FORMIATLARIN DİNAMİK ÖZLÜLÜYÜNÜ HESABLAMAQ ÜÇÜN EMPİRİK

İbrahimli N.V.

Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universiteti

nil.ibrahimli.93@gmail.com

Elmi-texniki tərəqqinin sürətli inkişafı ilə əlaqədar olaraq, mayelərin dinamik özlülük əmsalına aid dəqiq elmi məlumatlara olan tələbat günbəgün artmaqdadır. Hal-hazırda neft, kimya, maşınqayırma, energetika və sənayenin başqa sahələrində bir çox mayelər kimi formiatlar da işçi maddə kimi istehsal proseslərində istifadə edilir.

Təqdim edilən elmi-tədqiqat işində maye formiatların

bizim tərəfimizdən təcrübi olaraq tədqiq edilən dinamik özlülüklərinin nəticələrinin onların sıxlığından asılılığı araşdırılmış və həmin mayelərin dinamik özlülüynü hesablamağa imkan verən tənliklər müəyyən edilmişdir.

Mayelərin özlülüynün sıxlılığından asılılığı aşağıdakı şəkildə bir çox tədqiqatçılar tərəfindən araşdırılmışdır:

$$\Delta\eta = \eta_{P,T} - \eta_T = f(\rho) \quad (1)$$

(1)ifadəsindəki $\eta_{P,T}$ – mayenin P təzyiqində və T-temperaturundakı dinamik özlülüynü; η_T – mayenin buxarının T–temperaturundakı dinamik özlülüynü, ρ isə mayenin P təzyiqində və T-temperaturundakı sıxlığıdır.

Formiatların dinamik özlülük əmsalının sıxlıqdan asılılığı (1) tənliyinə əsasən tədqiq edilmişdir.Təcrübi nəticələrin $\Delta\eta$ - ρ koordinatlarında araşdırılması göstərdi ki,formiatların dinamik özlülük əmsalı onların sıxlığından asılılığı kənarəçıxmaları nəzərə almasaq birqiymətli olaraq təyin edilə bilər.Aparılan araşdırmanın nəticələri formiatlar üçünsə şəkil 1-2-də verilmişdir.

Şəkil 1-2-dən görüündüyü kimi izotermilər üzrə $\Delta\eta$ - ρ asılılığının əyrisindəki xətlərin $\pm 2\%$ olduğunu nəzərə alsaq (1) tənliyi formiatlar üçün:

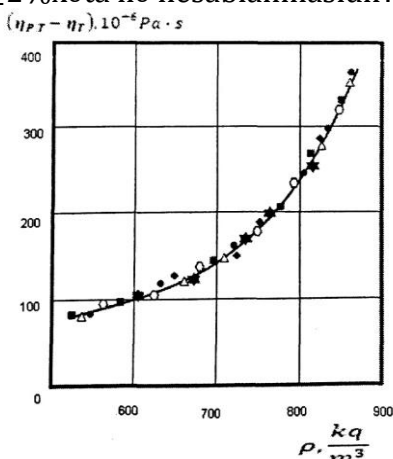
$$\Delta\eta = \sum_{i=0}^2 \alpha_i \rho^i \quad (2)$$

Tənliyi kimi alınır. (2) tənliklərindəki α_i -lərin qiymətləri müvafiq olaraq 1 cədvəlində verilmişdir.

Formiatlar üçün(2) tənliyindəki α_i -lərin qiymətləri

Formiatlar	α_0	α_1	α_2
Etil formiat	1331,8807	-3,9318	0,003128
Propil formiat	1211,72	-3,8474	0,003301
Amil formiat	-796,31	0,4219	0,001235
Heksil formiat	-3123,49	6,9046	-0,0013
Heptil formiat	-1948,01	23,5436	-0,01443
Oktil formiat	-1948,01	4,2529	-0,001596

(2) tənliyi vasitəsilə müvafiq olaraq formiatların dinamik özlülük əmsalı $\pm 2\%$ xəta ilə hesablanmasıdır.



Şəkil.1. Propillformiatın dinamik özlülüynün ($\Delta\eta = \eta_{P,T} - \eta_T$),
izotermələr üzrə sıxlığından (ρ) asılılığı

1.Асланов Г.А. Исследование P-V-T зависимости и динамической вязкости формиатов в широком интервале параметров состояния, Автореф. дисс.канд.тех.наук, Баку,1981

2.Филиппов Л.П.-О кинетических свойствах газов и жидкостей. -В кн.Физика и физико-химия жидкостей. М., Изд-во МГУ,1976,с.23-34.

Elmi rəhbər:t.e.n. H.A.Aslanov

T7 PEPTİDİNİN OPTİMAL KONFORMASIYALARI

Əliyeva A.F.

Bakı Dövlət Universiteti

arzu_404@mail.ru

Müasir tibbin inkişaf periodu peptidlərin əsasında dərman vasitələrinin yaranmasının əldə edilməsi xarakterikdir. Əsasını peptidlər təşkil edən dərman vasitələri müxtəlif xəstəliklərin və

patoloji halların terapiyasında effektiv və məqsəduyğun olaraq kompleks şəkildə tətbiq edilir. Peptidlərin insan orqanizminin müdafiəsi istiqamətində, daha doğrusu, şişlərin bioloji terapiyasında təsir mexanizminin tətbiqi xüsusi əhəmiyyət kəsb edir.

Hazırkı dövrdə xərçəng hüceyrələrinin terapiyasında istifadə edilən birləşmələrin sintez edilməsi zərurəti yaranır. T7 peptidi məhz belə birləşmələrdəndir. His-Ala-İle-Tyr-Pro-Arg-His amin turşu ardıcılığı transferrin reseptorlarının aktivasiya proseslərində və dərman preparatlarının hüceyrə daxilinə daşınmasında unikal qabiliyyətə malikdir. Ağ siçanlar üzərində aparılan tədqiqatlar göstərmişdir ki, T7 peptidi poliamidoamin (PAMAM) və polietilenqlikol (PEQ) və doksorubisinom (DOX) kompleksi şişlərə qarşı yülsək aktivliyə malikdir.

His1-Ala2-Ile3-Tyr4-Pro5-Arg6-His7 T7 peptidinin fəza quruluşunu tədqiq edərkən tapılmış konformasiyalardan yalnız on dörd konformasiya $0 - 7$ kkal/mol enerji intervalına düşmüşdür. Bu konformasiyalar üçün tam enerjilərin qiymətləri $-19,0 \div -25,7$ kkal/mol enerji intervalında dəyişirlər. Bundan başqa, bu konformasiyalar bir-birindən ümumi enerjiyə verilən ayrı-ayrı enerji payları ilə, əsas və yan zəncirin ikiüzlü bucaqlarının qiymətləri ilə, həmçinin, hidrogen rabitəsinin qiymətləri ilə fərqlənilirlər. Konformasiyaların stabilləşməsində tetrapeptid fraqmentlərin atomlarının qeyri – valent qarşılıqlı təsir enerjilərinin payı çoxdur. Bu His1 və Tyr4, Tyr4 və His7 amin turşu qalıqlarının yaratdıqları peptid zəncirin atomları arasında yaranan hidrogen rabitəsinin nəticəsindədir.

Göründüyü kimi, T7 peptidinin global konformasiyası efeefe şeypinə məxsus $B_2RB_2B_3RB_3B_3$ konformasiyasıdır. Burada hər iki tetrapeptid fraqment əsas zəncirin açılmış və bükülmüş formalarında daha dayanıqlıdır. Bu konformasiyanın qeyri-valent enerjisi ümumi enerjiyə $-34,6$ kkal/mol, elektrostatik qarşılıqlı təsir enerjisi $2,2$ kkal/mol, torsion qarşılıqlı təsiri $6,8$ kkal/mol qədər pay verir. Aşağı enerjiyə malik olan

digər konformasiya efeeff şeypinə məxsus olan B₂RB₂B₃RR₃R₃ konformasiyadır. Bu konformasiyanın enerji-si qlobal konformasiyanın enerjisindən 0,7 kkal/mol qədər fərqlənir. Bu konformasiyanın qeyri-valent enerjisi ümumi enerjiyə -33.4 kkal/mol, elektrostatik qarşılıqlı təsir enerjisi 2,5 kkal/mol, torsion qarşılıqlı təsiri 5,9 kkal/mol qədər pay verir.

Cədvəldə T7 peptidinin optimal konformasiyalarının forma və şeypləri, qeyri-valent qarşılıqlı təsir enerjiləri, elektrostatik qarşılıqlı təsir enerjiləri, torsion potensialın qiymətləri, ümumi enerjiləri və eləcə də nisbi enerjilərinin qiymətləri göstərilmişdir.

№	Şeyplər	Formalar	E _{q-v}	E _{el}	E _{tors}	E _{ümumi}	E _{nisbi}
1	Efeefe	B ₂ RB ₂ B ₃ RB ₃ B ₃	-34.6	2.2	6.8	-25.7	0.0
2	Efeeff	B ₂ RB ₂ B ₃ RR ₃ R ₃	-33.4	2.5	5.9	-25.0	0.7
3	Efeeee	B ₂ RB ₂ B ₃ BB ₃ R ₃	-31.5	2.3	6.1	-23.1	2.6
4	Effefe	B ₂ RRB ₃ RB ₃ R ₃	-32.6	3.3	6.5	-22.8	2.9
5	Eefefe	B ₂ BRB ₃ RB ₃ R ₃	-29.2	2.8	4.6	-21.9	3.8
6	Eeeefe	B ₂ BB ₃ B ₃ RB ₃ R ₃	-30.0	2.3	6.4	-21.6	4.1
7	Fffefe	R ₃ RRB ₃ RB ₃ B ₃	-30.6	3.8	5.9	-20.9	4.8
8	Ffeefe	R ₂ RB ₃ B ₁ RB ₃ B ₃	-30.3	3.4	6.7	-20.2	5.5
9	Ffeef	R ₂ RB ₃ B ₃ BR ₃ R ₃	-29.9	3.6	6.2	-20.2	5.6
10	Ffeff	R ₃ RRB ₃ RR ₃ R ₃	-29.5	4.3	5.0	-20.1	5.7
11	Efeff	B ₂ BRB ₃ RR ₃ R ₃	-27.1	3.3	4.2	-19.6	6.1
12	Efeef	R ₂ RB ₃ B ₃ BR ₃ R ₂	-29.5	3.6	6.4	-19.4	6.3
13	Ffeff	R ₂ RB ₃ B ₁ RR ₃ R ₃	-29.1	3.9	6.1	-19.1	6.5
14	Eeeef	B ₂ BB ₃ B ₁ BR ₂ B ₂	-28.1	3.1	6.0	-19.0	6.6

His-Ala-İle-Tyr-Pro-Arg-His molekulunun energetik və həndəsi parametrləri yığımının alınması peptidinin funksiyalarını öyrənməyə imkan verir. Kiçik enerjili konformasiyaların tapılması molekulun digər reseptorlarla qarşılıqlı təsir mexanizmi öyrənməyə imkan verir. Bunlar da öz növbəsində müasir tibbin aktual problemlərini həll etməyə kömək edə bilər.

Elmi rəhbər: prof. Əliyeva İ.N.

SU-POLİMER İKİFAZALI SİSTEMLƏRİNİN FİZİKİ- KİMYƏVİ XASSƏLƏRİNƏ ŞƏKƏRLƏRİN TƏSİRİ

Nəsirova F.S.

Bakı Dövlət Universiteti

fidan03nasirova@gmail.com

Elmi ədəbiyyatda polivinilpirrolidonun (PVP) müxtəlif molekulyar kütlələri ilə qeyri-üzvi elektrolit sistemləri öyrənilərkən məlum olmuşdur ki, Na_2SO_4 , Li_2SO_4 , ZnSO_4 , MgSO_4 , CoSO_4 , NiSO_4 , $\text{Al}_2(\text{SO}_4)_3$, CuSO_4 , Na_3PO_4 , Na_2HPO_4 , NaH_2PO_4 , K_3PO_4 , K_2HPO_4 , KH_2PO_4 , $(\text{NH}_4)_2\text{HPO}_4$, NaNO_3 , NaNO_2 duzları PVP-lə ikifazlı sistemlər verirlər. Məlum olduğu kimi ikifazlı sistemlər geniş tətbiq imkanlarına malikdir. Tətbiq sahələrindən biri analitik xarakterlidir, belə ki, ikifazlı sistemlərdə paylanma metodu maddələrin sulu mühitlərinin hidrofobluqlarının, xüsusilə də əvəllər qiymətləndirilməsi mümkün olmayan yüksəkmolekullu birləşmələrin sulu mühitlərinin hidrofobluqlarının kəmiyyətə qiymətləndirilməsinə imkan verir. Yeni optimal xassələrə malik ikifazlı su-polimer sistemlərinin axtarılıb tapılması və onların fiziki-kimyəvi xassələrinin bu və ya digər istiqamətdə dəyişdirilməsi molekulyar fizika və biofizikanın aktual problemlərindəndir.

Təqdim olunmuş işdə bir sıra PVP-duz-su ikifazlı

sistemləri tədqiq edilmiş və onlarda fazalara ayrılma mexanizmi təhlil olunmuşdur. Bu ikifazalı sistemlər faza əmələ gətirən komponentlərin konsentrasiyalarını və ya temperaturu dəyişməklə alınmışdır. Polimer-polimer-su ikifazalı sistemlərindən fərqli olaraq PVP-duz-su ikifazalı sistemlərində fazalara ayrılma temperatur artdıqca daha tez baş verir. Başqa sözlə, PVP-duz-su ikifazalı sistemləri fazalara ayrılmanın aşağı kritik nöqtəsinə malik olan sistemlərdəndir.

Ədəbiyyatdan məlumdur ki, yüksək molekululu birləşmələr su ilə qarşılıqlı təsirə girərək onun termodinamik halını və ya strukturunu dəyişdirir. Bəzi polimerlər suyu daha da strukturlaşdırır, bəziləri isə onun strukturunu dağıdır. Bu proseslər isə öz növbəsində su mühitində hidrofob effektin intensivliyini dəyişdirir. Maddələrin ikifazalı sistemin eyni zamanda mövcud olan fazaları arasında qeyri bərabər paylanması sistemin fazalarının nisbi hidrofobluqları ilə bilavasitə əlaqədar olduğundan müxtəlif əlavələrlə sistemin fiziki-kimyəvi xassələrinin dəyişdirilməsi böyük maraq kəsb edir.

Təqdim olunmuş işdə əlavə kimi saxaroza seçilmişdir. Alınmışdır ki, şəkərlərin təsiri ilə sistemin binodal əyrisi koordinat başlanğıcına tərəf sürüşür, ikifazalı sistem faza əmələ gətirən komponentlərin daha kiçik konsentrasiyalarında baş verir. Qeyd edək ki, şəkərlər sırasından fazalara ayrılma prosesinə ən çox təsir edən saxaroza olmuşdur. Eyni zamanda saxarozanın müxtəlif konsentrasiyalarının sistemin binodal əyrisinə təsiri tədqiq olunmuşdur. Müəyyən olunmuşdur ki, saxarozanın konsentrasiyası artdıqca fazalara ayrılma faza əmələ gətirən komponentlərin daha kiçik konsentrasiyalarında baş verir. Beləliklə, xarici amillərdən saxarozanın $PEQ-C_6H_5O_7Na_3-H_2O$ və dekstran-PVP-su ikifazalı sistemlərinin binodal əyrilərinə təsirinin sistemli tədqiqi nəticəsində müəyyən olunmuşdur ki, saxaroza suyun strukturuna strukturlaşdırıcı təsir göstərir və fazalara ayrılma prosesini sürətləndirir.

Elmi rəhbər: prof. T.O.Bağırov

DEKSTRANIN SULU MƏHLULUNUN ÖZLÜ AXINININ AKTİVLƏŞMƏ PARAMETRLƏRİ

Hətəmovə B.X.
Bakı Dövlət Universiteti
hetemova_92@mail.ru

Dekstran bakterioloji polisaxaridlər qrupuna daxil olub, $(C_6H_{10}O_5)_n$ kimi kimyəvi formula malikdir. Polimerləşmə dərəcəsi n -dən asılı olaraq dekstran molekul kütləsi (atom kütlə vahidlərində) 10 mindən 2 milyona kimi dəyişən fraksiyaları mövcuddur. Təbabətdə və sənayedə əsasən molekul kütləsi 30, 40, 50, 60, 70 min olan fraksiyaları geniş istifadə olunur. Dekstranın sulu məhlulu qanəvəzedici kimi təbabətdə, kosmetikada və neft sənayəsində istifadə olunur. Dekstranın təbabətdə və neft sənayəsində geniş istifadə olunması onun müxtəlif fraksiyalarının sulu məhlullarının fiziki xassələrinin temperaturdan və konsentrasiyadan asılılığının öyrənilməsi zərurətini yaradır.

Təqdim olunan işdə molyar kütləsi 40 min olan dekstranın sulu məhlulunun 293.15-323.15 K temperatur və $1 \cdot 10^{-5} - 5 \cdot 10^{-5}$ molyar hissə konsentrasiyası intervalında dinamik özlülüüyü və sıxlığı ölçülmüşdür. Təcrübi nəticələrdən istifadə edərək tədqiq olunan temperatur və konsentrasiya intervalında özlü axınının aktivləşmə Gibbs enerjisi ($\Delta G_\eta^\ddagger$), özlü axınının aktivləşmə entalpiyası ($\Delta H_\eta^\ddagger$) və özlü axınının aktivləşmə entropiyası ($\Delta S_\eta^\ddagger$) təyin edilmiş və bu parametrlərin konsentrasiyadan asılılıqları təhlil olunmuşdur.

Özlü axının aktivləşmə parametrləri aşağıdakı ifadələrlə hesablanmışdır.

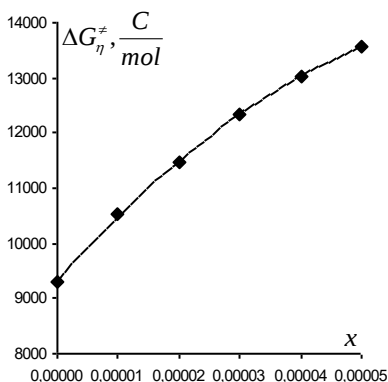
$$\Delta G_{\eta}^{\neq} = RT \ln \frac{\eta}{\eta_0}, \quad \Delta H_{\eta}^{\neq} = R \frac{\partial \ln \frac{\eta}{\eta_0}}{\partial \left(\frac{1}{T}\right)},$$

$$\Delta S_{\eta}^{\neq} = \frac{\Delta H_{\eta}^{\neq} - \Delta G_{\eta}^{\neq}}{T}$$

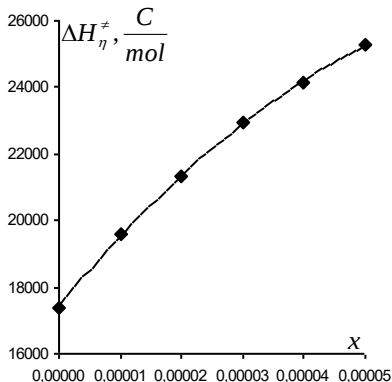
Burada η_0 parametri Eyriinq nəzəriyyəsinə görə

$$\eta_0 = \frac{N_A h \rho}{M}$$

düsturu ilə təyin edilir, η və ρ kəmiyyətləri uyğun olaraq T mütləq temperaturunda məhlulun dinamik özlülüyü və sıxlığı, R -universal qaz sabiti, N_A -Avoqadro ədədi, h -Plank sabiti, M -məhlulun molyar kütləsidir.



Şəkil 1. Dekstranın sulu məhlulunun özlü axınının aktivləşmə Gibbs enerjisinin konsentrasiyadan asılılığı ($T=293.15$ K).



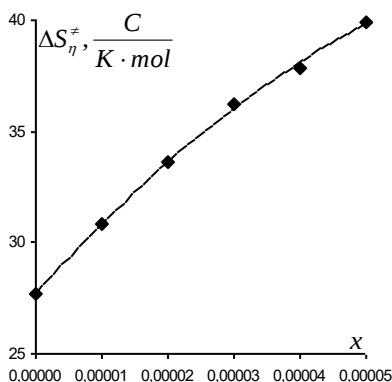
Şəkil 2. Dekstranın sulu məhlulunun özlü axınının aktivləşmə entalpiyasının konsentrasiyadan asılılığı ($T=293.15$ K).

Dekstranın sulu məhlulunun 293.15 K temperaturda özlü axınının aktivləşmə Gibbs enerjisinin ($\Delta G_{\eta}^{\neq}$), özlü axınının aktivləşmə entalpiyasının ($\Delta H_{\eta}^{\neq}$) və özlü axınının aktivləşmə

entropiyasının ($\Delta S_{\eta}^{\neq}$) konsentrasiyadan (x) asılılıqları uyğun olaraq şəkil 1-3-də göstərilmişdir.

Şəkillərdən göründüyü kimi, hər üç parametrlər ($\Delta G_{\eta}^{\neq}$, $\Delta H_{\eta}^{\neq}$, $\Delta S_{\eta}^{\neq}$) konsentrasiyanın artması ilə artır.

Bu isə dekstranın konsentrasiyanın artması ilə məhlulun daha da strukturlaşmış hala keçməsinə göstərir.



Şəkil 3. Dekstranın sulu məhlulunun özlü axınının aktivləşmə entropiyasının konsentrasiyadan asılılığı ($T=293.15$ K).

Elmi rəhbər: prof. E.Ə.Məsimov

POLİVİNİLPIRROLİDON ƏSASLI POLİMER-SU İKİFAZALI SİSTEMLƏRİNİN HAL DİAQRAMINA ŞƏKƏRLƏRİN TƏSİRİ

Ataşova A.Y.

Bakı Dövlət Universiteti

ayselatahova@gmail.com

Polimer məhlullarının nisbi hidrofobluğunu kəmiyyətə qiymətləndirmək üçün maddələrin ikifazlı sistemlərdə qeyri-

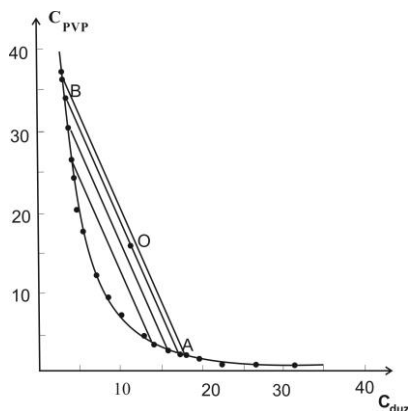
bərabər paylanması metodundan istifadə edilməsi təklif olunmuşdur. İkifazlı sistemlər dedikdə, müəyyən şəraitdə alınmış su-qeyri-polyar, polimer-polimer-su və polimer-duz-su ikifazlı sistemləri başa düşülür. Qeyd etmək lazımdır ki, su-üzvi birləşmə ikifazlı sistemlərində maddələrin qeyri-bərabər paylanması metodundan istifadə etdikdə sistemin qeyri-polyar fazasının denaturasiyaedici təsiri nəticəsində bioloji molekulların və strukturların nativ xassələri dağılır və onların nisbi hidrofobluqlarını təyin etmək mümkün olmur və hətta mümkün olsa belə heç bir məna kəsb etmir. Ona görə də sistemin fazalarının əsasını (70÷90 faizini) su təşkil edən və biostrukturlar üçün «doğma» olan polimer-polimer-su və son zamanlar polimer-duz-su ikifazlı sistemlərindən istifadə edilməsi təklif olunmuşdur.

Təqdim olunan işdə məqsəd polivinilpirrolidon (PVP)-limon turşusunun Na duzu-su ikifazlı sistemlərində fazalara ayrılmanın mexanizmini, onun molekulyar aspektlərini, yeni alınmış ikifazlı sistemlərin hal diaqramlarını, hal diaqramına şəklərlərin təsirini tədqiq etmək olmuşdur.

Tədqiq olunan sistemin əsas xarakteristikaları olan binodal əyrisi qurulmuş və birləşdirici xəttin meyl bucağı tapılmışdır. Şəkildə həmin nəticələr verilmişdir. Binodal əyrisi bulanıqlıq metodu ilə qurulmuşdur. Birləşdirici xəttin (BX) meyl bucağını tapmaq üçün ikifazlı sistemin eyni zamanda mövcud olan fazalarının həcmi təyin edilmiş və $AO/OB = V_{yux. \text{ fazal}} / V_{aş. \text{ faza}}$ nisbətlərinin bərabərliyindən istifadə edilmişdir. Tədqiq olunmuş sistem üçün BX-nin meyl bucağı $tg \alpha_{BX} = -2,09$ alınmışdır.

Bir sıra əlavələrin, o cümlədən, müxtəlif şəklərlərin, spirtlərin, kəbamid və bu növ digər maddələrin polimer-su sistemlərinin fiziki-kimyəvi xassələrinə təsirinin sistemli tədqiqi bu sistemlərdə qarşılıqlı təsir problemlərinin izahına və faza keçidlərinin öyrənilməsinə geniş imkanlar yaradır. Bu tədqiqatları aparmadan iki polimerin və ya polimerlə hər hansı

duzun sulu qarışığında ikifazlı sistemin alınması haqqında E.Məsimov və B.Zaslavski tərəfindən, eləcə də B.Bolognes və digərləri tərəfindən verilmiş hipotezləri nə təsdiq, nə də inkar etmək mümkündür. Bu birləşmələrin təsirini öyrənməklə həm də SPİS-də paylanma metodunun tətbiq imkanlarını genişləndirmək olar.



Şəkil. Polivinilpirrolidon-limon turşusunun Na duzu-su ikifazlı sisteminin binodalı və birləşdirici xətləri

Yuxarıda qeyd olunduğu kimi, bir çox hallarda ikifazlı sulu sistemləri almaq üçün polimer-polimer-su ikifazlı sistemlərə nisbətən həm ucuz, həm də bioloji hissəcikləri ayırma qabiliyyətinə görə effektiv olan ikifazlı polimer-duzu-su sistemlərindən geniş istifadə olunur. Belə sistemlərdən olan PVP- $C_6H_5O_7Na_3 \cdot H_2O$ ikifazlı sistemin hal diaqramının binodallarına şəkillərdən saxarozanın təsiri tədqiq olunmuşdur. İşdə Almaniyanın “AppliChem” firmasının istehsalı olan polivinilpirrolidon (PVP-54000) istifadə edilmişdir. Alınmışdır ki, saxarozanın təsiri ilə sistemin binodal əyrisi koordinat başlanğıcına tərəf sürüşür, ikifazlı sistem faza əmələ gətirən komponentlərin daha kiçik konsentrasiyalarında baş verir. Qeyd edək ki, şəkillər sırasından fazalara ayrılma prosesinə ön

çox təsir edən saxaroza olmuşdur. Eyni zamanda saxarozanın müxtəlif konsentrasiyalarının ($0,1 \div 0,5$ mol/l) sistemin binodal əyrisinə təsiri tədqiq olunmuşdur. Müəyyən olunmuşdur ki, saxarozanın konsentrasiyası artdıqca fazalara ayrılma faza əmələ gətirən komponentlərin daha kiçik konsentrasiyalarında baş verir. Beləliklə, xarici amillərdən saxarozanın PVP- $C_6H_5O_7Na_3-H_2O$ sisteminin binodal əyrilərinə təsirinin sistemli tədqiqi nəticəsində müəyyən olunmuşdur ki, saxaroza suyun strukturuna strukturlaşdırıcı təsir göstərir və fazalara ayrılma prosesini sürətləndirir.

Elmi rəhbər: prof. Bağırov T.O.

POLİETİLENQLİKOL-ÇAXIR TURŞUSUNUN Na DUZU-SU İKİFAZALI SİSTEMİNİN HAL DİAQRAMINA SAXAROZANIN TƏSİRİ

İskəndərova X.F.

*Bakı Dövlət Universiteti,
iskenderova.xuraman@mail.ru*

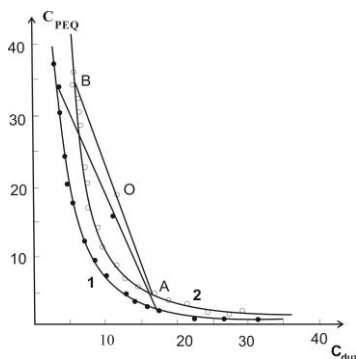
Su-polimer ikifazalı sistemlərində (SPİS) maddələrin paylanma metodunun tətbiqi ön plana keçdiyindən, bu sistemlərin tədqiqi və metodun təkmilləşdirilməsi sahəsində görülən elmi-tədqiqat işləri gecikmişdir və bu da onların yeni tətbiq imkanlarının aşkar edilməsinə mane olmuşdur.

Təqdim olunan işdə polietilenqlikol-çaxır turşusunun Na duzu-su ikifazalı sistemlərində fazalara ayrılmanın mexanizmi, onun molekulyar aspektləri, yeni alınmış ikifazalı sistemlərin hal diaqramları tədqiq olunmuşdur.

Kiçikmolekullu birləşmələrin, o cümlədən, müxtəlif şəkərlərin, spirtlərin, karbamid və digər kimyəvi təbiətli maddələrin polimer-su sistemlərinin fiziki-kimyəvi xassələrinə təsirinin sistemli tədqiqi bu sistemlərin strukturunun və baş verən faza keçidlərinin öyrənilməsinə geniş imkanlar yaradır. Bu

tədqiqatları aparmadan iki polimerin və ya polimerlə hər hansı duzun sulu qarışığında ikifazlı sistemin alınması haqqında verilmiş məlum hipotezləri nə təsdiq, nə də inkar etmək mümkün deyil. Bu birləşmələrin təsirini öyrənməklə eyni zamanda SPİS-də paylanma metodunun tətbiq imkanlarını genişləndirmək fürsəti yarana bilər.

Bir çox hallarda polimer-polimer-su ikifazlı sistemlərə nisbətən daha ucuz, ayırma qabiliyyətinə görə və eyni zamanda işləmək üçün əlverişli olan ikifazlı polimer-duzu-su sistemlərindən geniş istifadə olunur. Təqdim olunan işdə saxarozanın əsas konsentrasiyasının PEQ-C₄O₆H₄Na₂-H₂O ikifazlı sistemin hal diaqramının binodallarına təsiri tədqiq olunmuşdur.



Şəkil. Polietilenqlikol-çaxır turşusunun Na duzu-su ikifazlı sistemlərinin saxarozanın iştirakı ilə hal diaqramı: 1- $C_{\text{saxaroza}}=0,5$ mol/l; 2- $C_{\text{saxaroza}}=0$.

İşdə Almaniyanın “AppliChem” firmasının istehsalı olan polietilenqlikol $[\text{HO}-(\text{CH}_2\text{CH}_2\text{O})_n\text{H}]$ (PEQ-6000) istifadə edilmişdir. Müəyyən olunmuşdur ki, saxarozanın təsiri ilə sistemin binodal əyrisi koordinat başlanğıcına tərəf sürüşür, fazalara ayrılma faza əmələ gətirən komponentlərin daha kiçik konsentrasiyalarında baş verir. Şəkildə polietilenqlikol-çaxır turşusunun Na duzu-su ikifazlı sistemlərinin saxarozanın iştirakı ilə və saxarozasız hal diaqramları verilmişdir. Saxaroza

iştirak etməyən sistem üçün birləşdirici xəttin meyl bucağı $tg \alpha_{BX} = -1,46$ alınmışdır.

Müəyyən olunmuşdur ki, saxarozanın əlavə edilməsi ilə su daha çox strukturlaşır və fazalara ayrılma prosesi sürətlənir. Bu da fazaəmələgətirən komponentlərin həllolmasını çətinləşdirir və fazalara ayrılma konsentrasiyanın daha kiçik qiymətlərində baş verir.

Bu müddəə elmi ədəbiyyatda məlum karbamidin ikifazalı su sistemlərinə məlum təsiri ilə uzlaşır. Belə ki, elmi ədəbiyyatlardan məlumdur ki, karbamidin təsiri ilə ikifazalı sistemlərin binadal ayrılırları koordinat başlanğıcından uzaqlaşır, yəni hal diaqramının homogen oblastı böyüyür və fazalara ayrılma da fazaəmələgətirən komponentlərin konsentrasiyasının daha böyük qiymətlərində baş verir. Bu isə karbamidi suya əlavə etdikdə onun strukturunu dağıtması ilə izah edilir.

Alınan nəticələrin və elmi ədəbiyyatlardakı müxtəlif maddələrin suyun strukturuna təsirinə aid olan nəticələrin birgə təhlili göstərir ki, saxarozanın sistemə əlavə olunması suya strukturlaşdırıcı təsir göstərir.

Beləliklə, alınan nəticələr göstərir ki, fazalara ayrılma prosesində əsas rolu iki su strukturunun yaranması oynayır və bununla da SPİS-də fazalara ayrılma prosesi üçün B.Zaslavski və E.Məsimov tərəfindən verilmiş hipotez təsdiq olunur.

Elmi rəhbər: prof.E.Ə.Məsimov

MAYE METALLARIN DİNAMİK ÖZLÜLÜYÜ İLƏ SƏTHİ GƏRİLMƏ ARASINDA KORRELYASIYA

İbrahimli A.B.

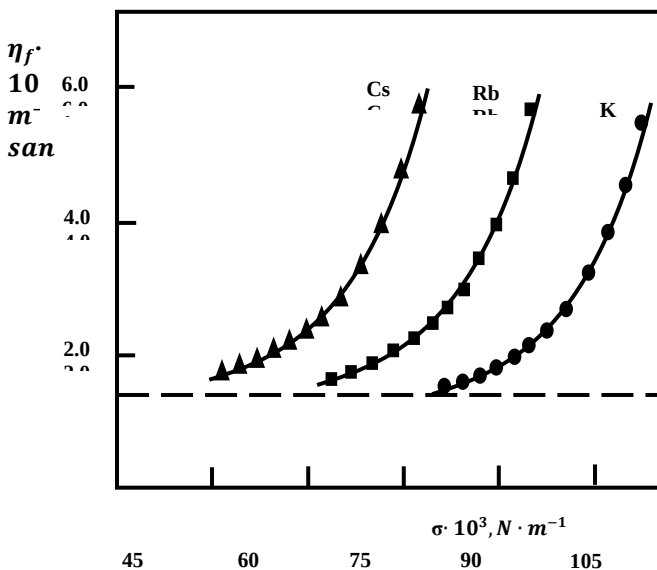
Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universiteti

aygunibrahimli@yahoo.com

Təcrübi nəticələrin təhlilindən və ümumi prinsiplərdən istifadə etməklə mayələrin dinamik özlülüyü ilə səthi gərilmə

arasında mümkün korrelyasiyanı araşdırmaq olar. Doğrudan da, səthi gərilmə, mahiyyətə, mayenin sərbəst səthini gərməyə yönələn molekulyar qüvvə olub, qalınlığı nanometr tərtibli səthaltı təbəqədə yerləşən maye molekullarının qarşılıqlı təsiri nəticəsində yaranır, başqa sözlə, səthi gərilmə mənə etibarlı ilə molekulyar qüvvədir. Digər tərəfdən, dinamik özlülük mayenin axıcılığına mane olmağa yönələn daxili sürtünmə qüvvəsidir. Bu qüvvə də, səthi gərilmə qüvvəsi kimi, təbiətən molekulyar qüvvədir. Qeyd edək ki, “özlülük qüvvəsi” mənşə etibarlı ilə mayelərdə mövcud olan yaxın nizamla bağlıdır. Yaxın nizamlı sahələr isə tərtibcə nanoölçülüdürlər. Göründüyü kimi, hər iki molekulyar hadisə nanotəbəqələrdəki molekulaların qarşılıqlı təsiri hesabına yaranır və onlar nanohadisə kimi təsbit oluna bilirlər. Qeyd edək ki, özlülük bütövlükdə nanohadisə kimi qəbul olunmamalıdır: həcmi və kinematik özlülüklər həcmi molekularla bağlıdırlar.

Deyilənlər baxımından, sadə-normal mayələrin səthi gərilmə əmsalı ilə dinamik özlülük əmsalı arasında düz mütənasıblıq əlaqəsi gözləmək olar [1]. Qələvi metal mayələrində son deyilən korrelyasiya tərəfimizdən müəyyən olunmuşdur. Fenomenoloji yanaşmadan (η_f) və səthi gərilməyə görə (η_σ) dinamik özlülüyn tərəfimizdən hesablanmış qiymətləri qələvi metal mayələri üçün şəkildə əks etdirilmişdir.



Hər üç maye üçün bu asılılıq eyni xarakterlidir: səthi gərilmənin azalması ilə, (aşağı temperaturalarda) özlülük kəskin azalır; lakin yüksək temperaturalarda azalmanın tempi zəifləyir və nəhayət olaraq sabit bir qiymətə yaxınlaşır.

Maraqlı cəhət özlülüynün bu sabit qiymətinin bütün qələvi metal mayeləri üçün, praktiki olaraq, eyni olmasıdır. Nəzərə alsaq ki, səthi gərilmə böhran temperaturunda sıfır olur, lakin mayenin dinamik özlülüynü baxılan mayenin yüksək sıxlıqlı qaz halındakı özlülüynü tərtibli qiymətə yaxınlaşmalıdır, onda şəkildə verilən qrafiki təsviri aşağıdakı analitik ifadə ilə vermək olar:

$$\eta_{\sigma}(T) = \eta_0 + A \left(\frac{T_b}{T} - 1 \right) \cdot \sigma, \text{ yaxud}$$

$$\eta_{\sigma}(T) = \eta_0 + A \left(\frac{T_b - T}{T} \right) \cdot \sigma \quad (1)$$

(1)-də η və $\sigma - T$ temperaturda, müvafiq olaraq, özlülük və səthi gərilmə, T_b – böhran temperaturu, η_0 – böhran temperaturundakı özlülük, A – mütənasiblik əmsalıdır.

Bir daha qeyd edək ki, (1) qələvi metal mayələrinin dinamik özlülüynün, böhran temperaturuna kimi geniş temperatur intervalında səthi gərilmə əmsalından asılılığını əks etdirən analitik ifadədir.

Ümumi prinsiplərə əsaslanaraq özlülüyn (1) ifadəsinə daxil etdiyimiz A vuruğunu mayeni xarakterizə edən mikroskopik kəmiyyətlərlə də ifadə edə bilərik. Göstərmək olar ki,

$$\eta_{\sigma} = \eta_0 + \xi \cdot \left(\frac{\mu}{N_A \cdot E_r} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{T_b - T}{T} \cdot \sigma \quad (2)$$

burada E_r –rabitə enerjisi, μ –molekulyar çəkidir. ξ –adsız ədəd olub qələvi maye metallar üçün $\sim 10,85$ –dir.

Özlülüyn (2) ilə hesablanan qiyməti cədvəl qiyməti ilə $\sim 15\%$ xəta ilə uzlaşır.

1. Марч Н., Тоси М. Движение атомов жидкости. пер.с.англ. М., 1980, 296с

Elmi rəhbər: prof. E.Ə.Eyvazov

İON RABİTƏLİ MAYELƏRİN DİNAMİK ÖZLÜLÜYÜ

İbrahimli A.B., Bəşirova A.Ə.

Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universiteti

beshirova.aygun@mail.ru

Praktiki məqsədlər üçün çox vaxt mayələrin özlülüynü yarımtəcrübi, fenomenoloji xarakterli yaxınlaşmalarla tədqiq olunur. Belə yaxınlaşmalardan biri ilk dəfə [1]-də nəzərdən keçirilir və hazırki işdə ion rabitəli mayələrə tətbiq etməklə alınan nəticələrin yararlılığı yoxlanılır.

Məlumdur ki, dinamik özlülük vahid sürət qradiyentinə perpendikulyar götürülmüş vahid səthə ($dS=1$) təsir edən sürtünmə qüvvəsidir. Təbii ki, bu qüvvə xəyalən götürülmüş dS səthinə bilavasitə yaxın (səthin əks üzlərində yerləşən) iki

maye layları arasında təsir göstərən ilişmə qüvvəsidir (F_S).

Göstərmək olar ki, laminar axın zamanı $\left(\frac{\partial \vartheta}{\partial r}\right) = const$ olduğundan $\left[\left(\frac{\partial \vartheta}{\partial r}\right) \cdot dS\right]^{-1} = const = B$ olar. Son deyiləni nəzərə almaqla özlülük üçün məlum Nyuton düsturundan

$$\eta = B \cdot F_S \quad (1)$$

alırıq. Deməli, qərarlaşmış-laminar, axında mayenin dinamik özlülüüyü laylararası ilişmə, digər sözlə, molekulyar cəzəbmə qüvvəsi ilə düz mütənasibdir. Cəzəbmə qüvvəsi isə maye molekulalarının təbiətindən asılı olaraq müxtəlif mayələr üçün fərqli qanunauyğunluqlarla təyin olunur. (1)-dən göründüyü kimi, maye molekulaları (atomları) arasındakı cəzəbmə qüvvəsinin analitik ifadəsi məlum olduqda, prinsipcə özlülük əmsalını hesablamaq olar. İon rabitəli mayələri nəzərdən keçirək. Tutaq ki, molekulyar cəzəbmə Born potensialı vasitəsi ilə verilə bilər:

$$U_B = -\frac{A}{r^m} + \frac{B}{r^n} \quad (2)$$

(2)-də birinci hədd cəzəbməyə, ikinci isə itələməyə uyğun potensialdır (A , B , m və n -sabit kəmiyyətlərdir). Yuxarıda deyilənlərdən aydındır ki, özlülük birinci həddlə, mayenin axıcılığı isə ikinci həddlə təyin olunur. Onda

$$U_B \approx -\frac{A}{r^m} \quad (3)$$

olar. Potensial sahədə təsir edən qüvvə ilə sahənin potensialı $F = -gradU$ kimi əlaqəli olduğundan, özlülüynün yaranmasına gətirən cəzəbmə qüvvəsi, (3)-ü nəzərə almaqla

$$F_C = \frac{mA}{r^{m+1}} = \frac{C}{r^{m+1}} \quad (4)$$

Burada $C = mA$ -dır. (4)-ü (1)-də yerinə yazsaq

$$\eta = \frac{BC}{r^{m+1}} = \frac{K_1}{r^{m+1}} \quad (5)$$

alırıq. ((5)-də $K_1 = BC$ -dir.) Deməli, hissəciklər arasında qarşılıqlı təsir potensialı ion rabitəsinə müvafiq götürülə bilən mayələrin (məsələn, əksər dielektrik mayələrin) özlülüüyü

molekullararası məsafənin artması ilə üstlü qanun üzrə azalmalıdır. (5) qanunauyğunluğu özlülüyün temperatur asılılığını, keyfiyyətcə olsa da, söyləməyə imkan verir. Doğrudan da, əgər qəbul etsək ki, mayelərdə də molekullararası məsafə, bərk cisimlərdə olduğuna oxşar olaraq, temperaturun artması isə xətti qanunla artır. Yəni $r = \beta T$ –dir, onda (5)-dən

$$\eta(T) = \frac{D}{r^{m+1}} = \frac{D}{T^k} \quad (6)$$

olar. Burada $D = K_1 \cdot (\beta)^{-(m+1)}$ və $k = (m + 1)$ –dir. Nəticə etibarı ilə deyə bilərik ki, Born potensialı ilə təsvir oluna bilən mayələrin özlülüyü temperatur artdıqda (6)-ya müvafiq üstlü qanunla azalmalıdır. Mayenin fərdiliyi, temperaturdan asılı olmayan D və k kəmiyyətlərində öz əksini tapmalıdır. Yuxarıda verdikimiz şərhdən aydın olur ki, müxtəlif, lakin ion rabitəsi xarakterli Born potensialı ilə təsvir oluna bilən, mayələr üçün bu kəmiyyətlər, prinsipdə müxtəlif olmalıdır. (6)-nın yararlılığını yoxlamaq məqsədilə bir sıra ion rabitəli mayələrin dinamik özlülüyü tərəfimizdən hesablanmışdır.

Tədqiq obyekti olaraq götürülən KOH, NaOH, KNO₃, və LiNO₃, ion kristallarının ərintilərinə molekullararası qarşılıqlı təsir ion rabitəsi xarakterli olduğundan onların özlülüyünün tədqiqində (6)-dan istifadə etmək təbiidir.

Götürülən tədqiqat obyektlərinin hər biri üçün özlülüyün iki ixtiyari temperatura uyğun qiymətini götürməklə (6)-nın köməyi ilə D və k parametrləri hesablanmışdır.

Cədvəl. Tədqiq olunan ion rabitəli ərintilərin özlülüyünün $\eta = D \cdot T^k$ ($k < 0$) ifadəsi ilə hesablanmış qiymətləri

Ərinti	Temperatur intervalı	D	k
NaOH	$623 \leq T \leq 823 \text{ K}$	$3,244 \cdot 10^7$	3,55
KOH	$673 \leq T \leq 873 \text{ K}$	$11,03 \cdot 10^8$	4,13
LiNO ₃	$530 \leq T \leq 700 \text{ K}$	$7,78 \cdot 10^7$	3,70
KNO ₃	$623 \leq T \leq 813 \text{ K}$	$3,11 \cdot 10^{12}$	3,24

Cədvəldən göründüyü kimi, bütün ərinti üçün k -nın

qiyməti bir-birinə kifayət qədər yaxındır. Xüsusi halda, deyilən çox ehtimal ki, bu ərintilərdə molekullararası qarşılıqlı təsirin eyni xarakterliyi ilə bağlıdır.

1. E.Ə.Eyvazov, S.Ş.Qurbanov, Ş.X.Xəlilov Molekulyar fizika və termodinamikaya giriş Bakı 2010, 602s

Elmi rəhbər: prof. E.Ə.Eyvazov

SU-DEKSTRAN-KBr SİSTEMLƏRİNDƏ STRUKTUR XÜSUSİYYƏTLƏRİ

Əliyeva X.F.

Bakı Dövlət Universiteti

xadica.aliyeva93@mail.ru

İşdə su-dekstran və su-dekstran-KBr sistemlərində 293,15-323,15 K temperatur və dekstranın $1 \cdot 10^{-5} - 5 \cdot 10^{-5}$ molyar hissə konsentrasiyası intervalında struktur xüsusiyyətləri araşdırılmışdır. Bu məqsədlə tədqiq olunan sistemlərin baxılan temperatur və konsentrasiya intervalında özlü axınının aktivləşmə parametrləri hesablanmışdır. Bu parametrlərin konsentrasiyadan asılılıqlarının təhlili göstərir ki, dekstranın konsentrasiyasının artması ilə məhlul daha da strukturlaşmış hala keçir, lakin KBr-in iştirakı dekstranın strukturlaşdırıcı təsirini müəyyən qədər zəiflədir. Bu isə KBr-in struktura göstərdiyi dağıdıcı təsirlə əlaqədardır.

Canlı orqanizmə daxil olan və su molekulları ilə bilavasitə qarşılıqlı təsirdə olan maddələrin suyun termodinamik halına təsirinin öyrənilməsi olduqca vacibdir. Belə maddələrdən biri də dekstrandır. Dekstran toksik xüsusiyyətlərə malik olmadığından təbabətdə, farmakologiyada geniş istifadə olunur.

İşdə su-dekstran və su-dekstran-KBr sistemlərinin 293,15-323,15 K temperatur və dekstranın $1 \cdot 10^{-5} - 5 \cdot 10^{-5}$ molyar

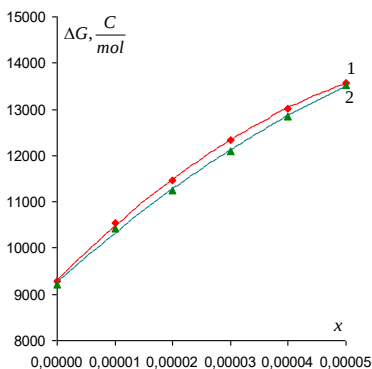
hissə konsentrasiyası intrvalında dinamik özlülüüyü və sıxlığı ölçülmüşdür. İşdə molyar kütləsi 40 min olan dekstrandan istifadə olunmuşdur və KBr -in 0,01 molyar hissə konsentrasiyası götürülmüşdür. Təcrübi nəticələrdən istifadə edərək tədqiq olunan temperatur və konsentrasiya intervalında özlü axınının aktivləşmə Gibbs enerjisi ($\Delta G_{\eta}^{\neq}$), özlü axınının aktivləşmə entalpiyası ($\Delta H_{\eta}^{\neq}$) və özlü axınının aktivləşmə entropiyası ($\Delta S_{\eta}^{\neq}$) təyin edilmiş və bu parametrlərin konsentrasiyadan asılılıqları təhlil olunmuşdur. Özlü axının aktivləşmə parametrləri aşağıdakı ifadələrlə hesablanmışdır.

$$\Delta G_{\eta}^{\neq} = RT \ln \frac{\eta}{\eta_0}, \quad \Delta H_{\eta}^{\neq} = R \frac{\partial \ln \frac{\eta}{\eta_0}}{\partial (\frac{1}{T})},$$

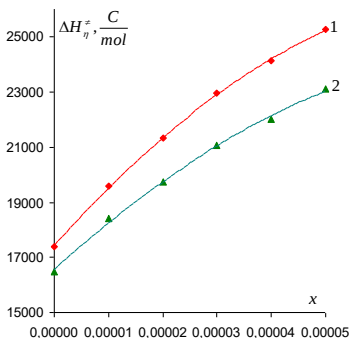
$$\Delta S_{\eta}^{\neq} = \frac{\Delta H_{\eta}^{\neq} - \Delta G_{\eta}^{\neq}}{T}, \quad \eta_0 = \frac{N_A h \rho}{M}$$

Burada η və ρ kəmiyyətləri uyğun olaraq T mütləq temperaturunda məhlulun dinamik özlülüüyü və sıxlığı, R - universal qaz sabiti, N_A -Avoqadro ədədi, h -Plank sabiti, M - məhlulun molyar kütləsidir.

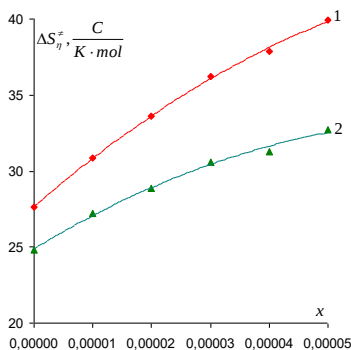
Su-dekstran və su-dekstran-KBr sistemlərində 293.15 K temperaturda özlü axınının aktivləşmə parametrlərinin ($\Delta G_{\eta}^{\neq}$, $\Delta H_{\eta}^{\neq}$, $\Delta S_{\eta}^{\neq}$) konsentrasiyadan (x) asılılıqları uyğun olaraq şəkil 1-3-də göstərilmişdir.



Şəkil 1. Su-dekstran-KBr sisteminin özlü axınının aktivləşmə Gibbs enerjisinin dekstranın konsentrasiyasından asılılığı.
1-Su-dekstran, 2- Su-dekstran-KBr



Şəkil 2. Su-dekstran-KBr sisteminin özlü axınının aktivləşmə entalpiyasının dekstranın konsentrasiyasından asılılığı



Şəkil 3. Su-dekstran-KBr sisteminin özlü axınının aktivləşmə entalpiyasının dekstranın konsentrasiyasından asılılığı
1-Su-dekstran, 2- Su-dekstran-KBr

Şəkillərdən göründüyü kimi, hər üç parametrlə ($\Delta G_{\eta}^{\#}$, $\Delta H_{\eta}^{\#}$, $\Delta S_{\eta}^{\#}$) konsentrasiyanın artması ilə artır. Konsentrasiyanın artması ilə $\Delta G_{\eta}^{\#}$ -nin artması molekulun potensial çəpəri keçməsinə daha çox enerji sərf olunmasını, $\Delta H_{\eta}^{\#}$ -in artması sistemin daha möhkəm struktura malik olmasını, $\Delta S_{\eta}^{\#}$ -in

artması isə sistemin daha strukturlaşmış hala keçməsinə göstərir. Bu nəticələr göstərir ki, baxılan sistemlərdə dekstranın konsentrasiyasının artması ilə məhlul daha strukturlaşmış hala keçir. Həlləddici kimi su-KBr məhlulu götürdükdə dekstranın konsentrasiyasının artması ilə $\Delta S_{\eta}^{\#}$ -in qiyməti nisbətən azalır (şəkil 3-də 2 xətti). Bu isə KBr-in təsiri ilə baxılan sistemin strukturunun nisbətən dağılmış hala keçməsi ilə əlaqədardır.

Elmi rəhbər: dos. Paşayev B.G.

MÜNDƏRİCAT

PLENAR MƏRUZƏLƏR

Hajiyeva S.F. THE FUNCTIONALIZATION OF MAGNETITE NANOPARTICLES WITH ORGANIC LIGANDS, INVESTIGATION OF THEIR STRUCTURE AND PROPERTIES
Isaxanlı S.A. $ZnS_{1-x}Te_x/CdSe_{1-x}Te_x$ HETEROKEÇİDLƏRİNİN ELEKTRİK XASSƏLƏRİ

NƏZƏRİ FİZİKA VƏ ASTROFİZİKA BÖLMƏSİ

Usubova A.M. GÜNƏŞ ATMOSFERİNDƏ DALĞALARIN YAYILMASI ULDUZLARIN EFEKTİV TEMPERATURLARININ TƏYİNİ ÜSULLARI

Ağazadə L.M. GÜNƏŞ ATMOSFERİNDƏ DALĞALARIN YAYILMASI

Kərimov S.İ. ELEKTRON-KVARK SƏPİLMƏSİNİN SPİRAL AMPLİTUDLARI

Sadiqov O.N. $e^- + e^+ \Rightarrow P + X$ PROSESİNDƏ NZC EFEKTLƏRİ

Quliyeva S.Ş. INFRAQIRMIZI SEL ÜSULU İLƏ ULDUZLARIN EFEKTİV TEMPERATUR VƏ BUCAQ DİAMETRLƏRİNİN TƏYİNİ

Hafizli U.N., Əlili A.H. H_2 XƏTTİNDƏ PLANETAR DUMANLIQLARIN ŞÜALANMA SELİ

Eyyubzadə M.X. XÜSUSİ NƏZƏRİYYƏLƏRİN DİRAK KVANTLANMASI. HAMILTONLAŞMA NƏZƏRİYYƏSİ

Haxıyeva R.R. ÜMUMİLƏŞMİŞ VUD-SAKSON POTENSİALI ÜÇÜN ŞREDİNGER TƏNLİYİNİN HƏLLİ

Bayramova A.B. DİFFUZİYA ƏMSALI, TOQQUŞMANIN EN KƏSİYİ VƏ DİFFUZİYA UZUNLUĞU

Nəbiyeva A.N. ELEKTRON-POZİTRON TOQQUŞMASINDA W - BOZONLARIN YARANMASI

Abdullayeva E.M. KRİSTALLARDA ELEKTROMAQNİT LEYSANININ KASKAD NƏZƏRİYYƏSİ

Abdullayeva E.Ş. PROTON-PROTON TOQQUŞMASINDA KALİBRİNO CÜTÜNÜN YARANMASI

Qardaşova A.E. PROTON-PROTON TOQQUŞMASINDA ÇARCİNO VƏ NEYTRAYNONUN YARANMASI

Mustafayeva F.V. ELASTİKİ FOTON-FOTON $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$

SƏPİLMƏSİ VƏ ONUN $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ PRO-
SESLƏRİ İLƏ MÜQAYİSƏLİ ANALİZİ

Nəsiyova N.Ə. MÜON – ANTİMÜON TOQQUŞMASINDA
HİQQS BOZONLA Z- BOZONUN YARANMASI

Cəmilova F.M. GÜNƏŞ ULDUZ KİMİ SPEKTRİNDƏ GÜCLÜ
FRAUNHOFER XƏTLƏRİNİN PROFİLLƏRİNİN TƏYİNİ

Tagiyeva Ş.İ. KANALLAŞMA ŞÜALANMSİNİN MÜQAYİSƏLİ
ŞƏKİLDƏ TƏDQIQI

Rəhimli G.E. HİQQS BOZONUN $H \Rightarrow f\bar{f}$ və $H \Rightarrow Zf\bar{f}$
ÇEVİRİLMƏ KANALLARI

BƏRK CİSİMLƏR VƏ YARIMKEÇİRİCİLƏR FİZİKASI BÖLMƏSİ

Vəliyev S.P. InSe-GaSe HETEROKEÇİDİNİN ELEKTRİK
XASSƏLƏRİ

Kərimova A.X. KEÇİRİCİ ŞÜŞƏ ÜZƏRİNDƏ NA-
NOMƏSAMƏLİ ALÜMİNİUM TƏBƏQƏLƏRİ

Məlikzadə G.N. $Cu_3In_5S_9$ MONOKRİSTALINDA AŞQAR
SƏVİYYƏLƏRİNİN TƏBİƏTİ VƏ ONLARA XARİCİ
AMİLLƏRİN TƏSİRİ

Feyzullazadə F.E. $CuIn_5S_8$ defekt QURULUŞLU YA-
RIMKEÇİRİCİNİN ELEKTRİK XASSƏLƏRİ

Qurbanov Ş.C. FeSe İFRATKEÇİRİCİSİNDƏ XÜSUSİ
MÜQAVİMƏTİN VƏ TERMÖE.H.Q.-nin TƏDQIQI

Həsənova M.Ə., Ağamalıyev C.Ç., Nadirova N.B. $Ge_{1-x}Sm_xS$
MONOKRİSTALININ VOLT-AMPER XA-
RAKTERİSTİKASININ TƏDQIQI

Ağayeva G.İ. $Bi_2Sr_2CaCu_2O_x$ İFRATKEÇİRİCİ NAZİK
TƏBƏQƏSİNDƏ 2D-3D KROSSOVER TEMPERATURU-
NUN TƏYİNİ

Əhmədova N.V. KVAZİİKİÖLÇÜLÜ ELEKTRON
QAZININ SPİN PARÇALANMASI NƏZƏRƏ ALINMAQ-
LA TERMÖELEKTRİK HƏRƏKƏT QÜVVƏSİ

Süleymanzadə F.İ. $Ag_3In_5Se_9$ MONOKRİSTALLARINDA
QEYRİ-ƏSAS YÜKDAŞIYICILARIN DREYF YÜRÜK-
LÜYÜ

Hüseynova F.S. NAZİK TƏBƏQƏLƏRDƏ ELEKT-

RONLARIN STATİSTİKASI

Məmmədova T.A. GaSe NANOHİSSƏCİKLƏRİNDƏ OPTİK
UDULMA HADİSƏSİ

Дамирова С.З. ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Sb}$ ПРИ
НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Səlimova G.S. Nd:Mg:LiNbO₃ DOMEN QURULUŞUNDA
REZONATORDAXİLİ PARAMETRİK QARŞILIQLI
TƏSİR

Кулиева К.А. НЕГАТРОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В ТВЕРДЫХ
РАСТВОРАХ СИСТЕМЫ TlInTe_2 - TlSmTe_2

Рагимова Г.Г. ТЕПЛОЕМКОСТЬ ЭЛЕКТРОННОГО
ГАЗА В КВАНТОВОЙ ЯМЕ СЛОЖНОЙ ФОРМЫ

Nəgıyeva Ş.K. MÜKƏMMƏL KRİSTALLİK QURULUŞLU
 $\text{Ag}_3\text{In}_5\text{Se}_9$ MONOKRİSTALINDA FOTOCƏRƏYANIN
RELAKSASIYASI

Məmmədova G.İ. TlInSe_2 MONOKRİSTALININ BƏZİ
ELEKTRİK XASSƏLƏRİ

Əliyeva İ.İ. TlInSe_2 – TlSe HETEROKEÇİDLƏRİNİN
FOTOELEKTRİK XASSƏLƏRİ

Mirzəyeva T.Ş. METAL-SİLİSİUM KEÇİDİN İDEALLIQ
ƏMSALINA ƏLAVƏ ELEKTRİK SAHƏSİNİN TƏSİRİ

Mürsəliyeva L.F. $\text{TlIn}^{1-x}\text{Dy}^x\text{S}^2$ BƏRK MƏHLUL KRİS-
TALINDA ÇEVRİLMƏ EFFEKTİ (x ; 0,01; 0,03)

Mustafazadə Y.H. GÜCLÜ MAQNİT SAHƏSİNDƏ OLAN
İFRATQƏFƏSLƏRDƏ SPİN PARÇALANMASI NƏZƏRƏ
ALINMAQLA FERMİ SƏVİYYƏSİ

Hüseynova Y.Ş., Bağirov O.R. BƏRK CİSİMLƏRİN HAL
TƏNLİYİNİN SƏCİYYƏVİLİYİ

Quliyeva S.K. YARIMKEÇİRİCİ ƏSASLI NANO MƏF-
TİLDƏ İŞİĞİN UDULMASI

Zeynalova S.İ. PARABOLİK POTENSİALLI NAZİK
METAL TƏBƏQƏSİNDƏ ELEKTRON QAZININ FERMİ
ENERJİSİ

Alışanova S.F. TlInSe_2 KRİSTALINDA SIÇRAYIŞLI KEÇİ-
RİCİLİYİNİN TƏDQIQI

Рзаева А.С. СПИНОВАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ПОЛУПРО-

ВОДНИКОВОЙ КВАНТОВОЙ ПРОВОЛОКИ В
МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Fətəlizadə X.Z. TiInTe_2 KRİSTALLININ KOMPLEKS
IMPEDANS SPEKTRİ

Əliyev K.Ə. $\text{ZnSe} - \text{Sm}_2\text{Se}_3$ SİSTEMİNDƏ Sm_2Se_3 ƏSA-
SINDA ALINMIŞ BƏRK MƏHLUL ƏRİNTİLƏRİNİN
ELEKTROFİZİKİ XASSƏLƏRİNİN TƏDQIQI
FİZİKİ ELEKTRONİKA BÖLMƏSİ

Babayeva A.E., Əliyeva A.İ. 0.2%Ag ARTIQLIĞININ AgSbTe_2
BİRLƏŞMƏSİNİN ELEKTRİK VƏ İSTİLİK KEÇİRMƏSİNƏ
TƏSİRİ

Mamedova V.J., Akhmedova X.M. INVESTIGATION of p-Si/n-
 $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{S}_{1-y}\text{Te}_y/\text{ZnO}$ HETEROJUNCTIONS WITH NANO-
TRANSPARENT ZnO ELECTRODES

Abbaszadə N.N. QEYRİ-STASİONAR ELEKTRİK BOŞALMASI
PLAZMASINDA CİVƏNİN HƏYƏCANLAŞMIŞ
ATOMLARININ REAKSİYA SÜRƏTLƏRİ

Bəhmənova A.G. KİÇİK HƏCMLİ YÜKSƏK GƏRGİNLİK
GENERATORU

Məstəliyeva G.M. AŞQARLANMIŞ p-GaSe KRİSTALLARINDA
MƏXSUSİ FOTOKEÇİRİCİLİYİN İNFRAQIRMIZI
SÖNMƏSİNİN SPEKTRİ

Məmmədov R.M. REAL METAL-YARIMKEÇİRİCİ
KONTAKTLARDA PERİFERİYA CƏRƏYANI

İsgəndərova G.İ. İMPULS PLAZMA BUXARLAN-
DIRICILARINDA ANODUN BUXARLANMASI PROSESLƏRİ

Məmmədov R.A. TiGaTe_2 KRİSTALLARININ ELEKTRİK
KEÇİRİCİLİYİNİN VƏ DİELEKTRİK NÜFUZLULUĞUNUN
TEZLİK ASILILIĞI

Cəlilli Ü.S. METAL-YARIMKEÇİRİCİ KONTAKTININ OMİK
XASSƏSİ

Nadirova G.O. QAZ BOŞALMASI MÜSBƏT SÜTUNUNDA
STRAT RƏQSLƏRİNİN TƏDQIQI

Mikaylova A.Y. KİÇİK BOŞALMA CƏRƏYANLARINDA QAZ
BOŞALMASI PLAZMASININ DİNAMİK XASSƏLƏRİ

Hüseynli S.N. THE INVESTIGATION OF IONIZATION WAVE IN

ARGON DISCHARGE

Abdurahmanova F.B. p-Si ƏSASINDA GÜNƏŞ
ELEMENTLƏRİNİN SPEKTRAL XARAKTERİSTİKASI

Ağayeva A.Ş. POLİMER ƏSASLI VƏ YARIMKEÇİRİCİ QATQILI
NANOKOMPOZİTİN HAZIRLANMASI

İsayeva Q.A. PASSİV SƏTHLƏRDƏ ADSORBSİYA OLUNMUŞ
METAL ATOMLARI ADACIQLARININ BÖYÜMƏ KİNETİKASI

Şahverdiyeva T.Ə. CdTe NAZİK TƏBƏQƏSİ ƏSASINDA
TENZOFOOTOREZİSTORLAR

Nadirova X.B. TlGaSe₂ KRİSTALLARININ DİELEKTRİK
NÜFUZLUĞU

Əlizadə L.E. ELEKTROKİMYI ÜSULLA ÇÖKDÜRÜLMÜŞ Mo/p-
CuInSe₂/n-Cd_{0.5}Zn_{0.5}Se_{0.7}/ZnO:Al HETEROKEÇİDLƏRİNİN
FOTOELEKTRİK XASSƏLƏRİ

Bağirova P.H. MƏSAMƏLİ-Si/n-CdS HETEROKEÇİDLƏRİNİN
ELEKTRİK VƏ FOTOELEKTRİK XASSƏLƏRİ

Hüseynova Ş.E. POLİPROPİLENİN DİELEKTİK
NÜFUZLUĞUNUN VƏ DİELEKTRİK İTKİLƏRİNİN
TEMPERATURDAN ASILILIĞI

NANOMATERIALLAR VƏ NANOTEKNOLOGİYALAR BÖLMƏSİ

Abbasova G.S. Ag_n GÜMÜŞ NANOHİSSƏCİKLƏRİNİN
ELEKTRON QURULUŞUNUN YARİMEMPİRİK
METODLARLA TƏDQIQI

Mirzəyeva G.R. BeH və CH MOLEKULLARININ TERMLƏRİNİN
DALĞA FUNKSİYALARI

Qəhrəmanlı L.R., Balayeva O.O. ARQON MÜHİTİNDƏ COS₂
NANOHİSSƏCİKLƏRİNİN SONOKİMYƏVİ ÜSULLA SİNTEZİ
VƏ ONLARIN ELEKTRİK XASSƏLƏRİ

Nuriyeva S.Q., Məmmədli İ.A. PP/Ag₂S NANOKOMPOZİTLƏRİN
QURULUŞUNUN DOLDURUCUNUN MİQDARINDAN ASILI
OLARAQ MİKROSKOPİK TƏDQIQI

Şirinova H.A., Cavadova N.M. PP+Fe₃O₄ ƏSASLI NANO-
KOMPOZİT MATERIALLARIN QURULUŞUNUN TƏDQIQI

Qədirli T.R. QƏLƏVİ-METAL ATOMLARININ (2A-8A)
TƏRKİBLİ NANOKLASTERLƏRİNİN KVANT-MEXANİKİ
HESABLANMASI

Şərifova G. DƏMİR NANOHİSSƏCİKLƏRİNİN SİNTEZİ

VƏ STABİLLƏŞDİRİLMƏSİ

Şərifova G., Vahablı İ. KOBALT MAQNİT NANO-HİSSƏCİKLƏRİNİN SİNTEZİ VƏ STABİLLƏŞDİRİLMƏSİ
Rəhimli A.M. FAZALARARASI QARŞILIQLI TƏSİRİN VƏ YÜK HALININ VDF/ZrO₂ ƏSASLI NANO-KOMPOZİTLƏRİNİN AKTİV XASSƏLƏRİNİN FORMALAŞMASINDA ROLU

BİOFİZİKA VƏ MOLEKULYAR FİZİKA BÖLMƏSİ

İsmayıl Ə.A. VAL-VAL-ASN-ASP-LEU MOLEKULUNUN OPTİMAL KONFORMASIYALARI

Orucova S.Q. Ala-Arg-Pro-Tyr-NH₂ TETRAPEPTİD MOLEKULUNUN FƏZA QURULUŞUNDA HİDROGEN RABİTƏSİNİN ROLU

Haşımova N.N. LAZER ŞÜALARININ MAYELƏRDƏ QEYRİ-XƏTTİ UDULMASININ OPTO-TERMODİNAMİK METODLA TƏDQIQI

Xəlilli L.F. SU-NaCl SİSTEMİNİN ÖZLÜ AXINININ AKTİVLƏŞMƏ PARAMETRLƏRİ

Hüseynova E.V. CCO-GLU1-GLY2-ARG3-MET4-NH₂ MOLEKULUNUN FƏZA QURULUŞUNDA HİDROGEN RABİTƏSİNİN VƏ AMİNTURŞU QALIQLARI ARASINDAKI QARŞILIQLI TƏSİRİN ROLU

Əlizadə T.Ş. TYR-ALA-GLY TRİPEPTİD FRAQMENTİNİN KONFORMASIYA İMKANLARININ TƏDQIQI

Şirinov N.Z. DEKSTRAN-POLİVİNİLPIRROLİDON-SU SİSTEMLƏRİNDƏ FAZALARA AYRILMA PROSESİ VƏ BU PROSESƏ BƏZİ XARİCİ AMİLLƏRİN TƏSİRİ

Xuduyeva H.T. SU - KI SİSTEMİNİN ÖZLÜ AXINININ AKTİVLƏŞMƏ PARAMETRLƏRİ

İbrahimli N.V. MAYE FORMIATLARIN DİNAMİK ÖZLÜLÜYÜNÜ HESABLAMAQ ÜÇÜN EMPİRİK İFADƏ

Əliyeva A.F. T7 PEPTİDİNİN OPTİMAL KONFORMASIYALARI
Nəsirova F.S. SU-POLİMER İKİFAZALI SİSTEMLƏRİNİN FİZİKİ-KİMYƏVİ XASSƏLƏRİNƏ ŞƏKƏRLƏRİN TƏSİRİ

Hətəmov B.X. DEKSTRANIN SULU MƏHLULUNUN ÖZLÜ AXINININ AKTİVLƏŞMƏ PARAMETRLƏRİ

Ataşova A.Y. POLİVİNİLPIRROLİDON ƏSASLI POLİMER-SU
İKİFAZALI SİSTEMLƏRİNİN HAL DİAQRAMINA ŞƏKƏR-
LƏRİN TƏSİRİ

İskəndərova X.F. POLİETİLENQLİKOL-ÇAXIR TURŞUSUNUN
Na DUZU-SU İKİFAZALI SİSTEMİNİN HAL DİAQRAMINA
SAXAROZANIN TƏSİRİ

İbrahimli A.B. MAYE METALLARIN DİNAMİK ÖZLÜLÜYÜ
İLƏ SƏTHİ GƏRİLMƏ ARASINDA KORRELYASIYA

İbrahimli A.B., Bəşirova A.Ə. İON RABİTƏLİ MAYELƏRİN
DİNAMİK ÖZLÜLÜYÜ

Əliyeva X.F. SU-DEKSTRAN-KBr SİSTEMLƏRİNDƏ STRUK-
TUR XÜSUSİYYƏTLƏRİ