

I BÖLMƏ

NANOSTRUKTURLAR, NAZİK TƏBƏQƏLƏR, KOMPOZİT MATERİALLAR FİZİKASI

ABŞERON YARIMADASINDA TƏBİİ VƏ ANTROPOGEN RADİONUKLİDLƏRLƏ ÇİRKƏNMIŞ ƏRAZİLƏRİN TƏDQIQI

Q.Q. Məmmədov¹, M.Ə. Ramazanov¹, V.H. Bədəlov¹,
C.Ə. Nağıyev², A.Ə. Mehdiyeva³, M.M. Bəkirova³

(1) *Fizika Problemləri İnstitutu, Bakı Dövlət Universiteti,*

(2) *Radiasiya Problemləri İnstitutu, AMEA,*

(3) *Milli Aerokosmik Agentliyi, Müdafiə Sənayesi Nazirliyi*

İşdə Abşeron yarımadasının Suraxanı və Ramana qəsəbələrində aparılan eksperimental radioekoloji tədqiqatların nəticələri müzakirə edilir. Tədqiqat işi Kanada Dövlətinin maliyələşdirməsi ilə Ukraniya Elm-Texnika Fondunun № 3998 sayılı 3 il ərzində (01.02.2009-31.12.2012) fəaliyyət göstərəcək qrant lahiyyəsi çərçivəsində həyata keçirilir.

Neft dünyə istilik energetikasında əhəmiyyətli rol oynamaqla yanaşı bir sıra siyasi iqtisadi, və ekoloji problemlər də yaratmışdır. Azərbaycanda neft və qazın intensiv hasilatı ekoloq mütəxəsislər qarşısında həll olunması vacib olan problemlər yaratmışdır. Məlumdur ki, neftlə birlikdə çıxan və sonra ondan ayrılan lay suları kanallarla süni göllərə axıdılır. Çökmə və akkumulyasiya prosesləri nəticəsində ²²⁶Ra, ²²⁸Ra, ²²⁴Ra izotopları və onların parçalanma məhsulları neftçıxarma ərazilərində suda, dib çöküntülərində və torpaqlarda çoxlu miqdarda aşkar edilmişdir [1;2]. Belə yerlərdə qamma fonun qiyməti yol verilən həddən dəfələrlə böyük olur. Lay sularının süni göllərə axdıqları kanallarda ekspozisiya dozasının gücü 800÷1400 *mkR/saat* -a çatır. Radiumun, kalsium və bariumla birlikdə çökməsi həmçinin köhnə avadanlıqlarda yaranan ərp şəklində yığılması bu avadanlıqları təhlükəli qamma şüalanma mənbəyinə çevirir.

Hazırda, Abşeron yarımadasında neftin və qazın çıxarılması və emalı ilə bağlı olan sahələrdə radioekoloji tədqiqatların aparılması, radioaktiv tullantılarla çirklənmiş sahələrin müəyyənləşdirilməsi, həmin sahələrdə radioekoloji durumun qiymətləndirilməsi əsas problemlərdən biridir. Tədqiq olunan yerdən götürülmüş nümunələrin radioekoloji parametrləri (nümunə götürülən ərazidə ekspozisiya dozasının gücü, radionuklid tərkibi və xüsusi və effektiv aktivliyi) öyrənilmişdir. Bu məqsədlə, Abşeron yarımadasındakı neftçıxarma ərazilərindən birində radiasiya fonu öyrənilmiş, yüksək radiasiya fona malik olan ərazilərdən nümunələr götürülmüş və radionuklid tərkibi öyrənilmişdir.

Tədqiqat əraziləri olaraq seçilmiş Ramana və Suraxanı qəsəbələrində yerləşən yod zavodlarının ərazilərində radioekoloji monitoring keçirmək üçün əvvəlcə kömür tullantılarının tutduğu ərazinin ölçüləri müəyyən edilmişdir. Tullantının mərkəzində, kənarlarında, kənardan 10 *m* məsafədə, eləcə də ərazinin tullantılardan uzaq nöqtələrində qamma şüalanmanın doza gücü ölçülmüş, tullantıların mərkəzindən kömür nümunələri götürülmüşdür. Ramana qəsəbəsində yerləşən yod zavodunun ərazisində üç böyük kömür tullantısı yerləşir. Bu tullantıların tutduğu ərazilərin sahəsi və orada yerləşən kömürün sıxlığı (600 *kq/m*³), həcmi və kütləsi müəyyən edilmişdir (Cədvəl 1). Kömür tullantıların orta hündürlüyündən, tutduğu ərazinin sahə-sindən və kömürün sıxlığından istifadə etməklə onların kütləsi hesablanmışdır. Kömür tullantıların kənarlarında ekspozisiya dozasının gücü 38-163 *μR/saat*, onların daxilində və mərkəzində isə 102-240 *μR/saat* intervallarında dəyişir. Tullantıların kənarlarından 10 *m* məsafədə doza gücü normal təbii fon qiymətindən böyük olub, 12-25 *μR/saat* aralığında dəyişir. Qeyd edək ki, ərazidə təbii fon (zavodun ərazisindən kənarında) 5-8 *μR/saat* intervalındadır. Beləliklə, demək olar ki, zavodun ərazisinin tullantılardan uzaq olan nöqtələrində normal təbii radiasiya fonu müşahidə olunur [3-5].

Cədvəl 1. Ramanı və Suraxanı qəsəbələri ərazilərindəki yod zavodlarında radioaktiv tullantıların miqdarı

Tullantıların şərti adları	Tullantının tutduğu sahə, m^2		Tullantının həcmi, m^3		Tullantının kütləsi, t	
	Ramana	Suraxanı	Ramana	Suraxanı	Ramana	Suraxanı
A	1521	5460	2282	6552	1370	3931
B	2095	4612	3143	4612	1890	2767
C	2475	5008	2723	12520	1630	7512
D	-	152	-	61	-	37
E	-	420	-	126	-	76
F	-	323	-	48	-	29
Cəmi	6091	15975	8148	23919	4890	14352

Yod zavodlarının ərazisində olan aktiv kömür tayalarında radioaktiv elementlərin miqrasiyasını araşdırmaq məqsədilə müxtəlif dərinliklərdən kömür nümunələri götürülüb qamma-spektrometrik üsulla radionuklid tərkibi analiz edilmişdir. Nümunələr tullantıların mərkəz nöqtələrində səthdən və müxtəlif dərinliklərdən götürülmüşdür (Cədvəl 2). Kömür tayalarında radioaktiv elementlərin xüsusi aktivlikləri kömür tayasının dərinliyindən asılı deyil. Bu radioaktiv elementlərin aktivləşdirilmiş kömürün daxilində davamlı kimyəvi birləşmə şəklində sorbsiya olunması ilə izah olunur. Müxtəlif dərinliklərdəki kömürün xüsusi effektiv aktivliyinin fərqli olmasının səbəbini, kömürün sorbsiya prosesində istifadə olunma vaxtının müxtəlif olması ilə izah etmək olar. Lay suyunun yod zavoduna daxil olduğu istismar vaxtı bitmiş seperatorun dibinə çökən bərk hissəciklərdən nümunə götürülmüş və qamma-spektrometrik üsulla radionuklid tərkibi analiz edilmişdir.

Cədvəl 2. Ramanı yod zavodundan götürülmüş nümunələrin radionuklid tərkibi

Nümunənin yeri	Dərinli k, sm	$^{235}U, Bk/kg$	$^{238}U, Bk/kg$	$^{226}Ra, Bk/kg$	$^{228}Ra, Bk/kg$	$A_{eff}, Bk/kg$
M7 (A)	səth	167 ± 5	3480 ± 15	5019 ± 19	811 ± 11	6081 ± 24
M12 (B)	səth	84 ± 2	1743 ± 12	4111 ± 19	680 ± 11	5002 ± 24
M25 (C)	səth	284 ± 6	5928 ± 27	9452 ± 30	576 ± 11	10207 ± 33
M25 (C)	60	174 ± 5	3623 ± 16	7120 ± 25	445 ± 16	7703 ± 33
M41	səth	3371 ± 44 3	$70360 \pm$ 9260	138250 ± 335 0	$9573 \pm$ 125	150790 ± 335 3

Seperatorun səthində ekspozisiya dozasının gücü $1450 mkR/saata$ çatır. Seperatorun dibindəki çöküntü lay suyunda olan asılqanlar və bərk hissəciklərin dibə çökməsi nəticəsində yaranır. Lay suyunda həll olmuş radium izotopları asılqanlar tərəfindən sorbsiya olunaraq kanalın dibinə çökmə nəticəsində akkumuliyasiya olunur. Bu səbəbdən seperatorun dibindəki çöküntüdə radionuklidlərin xüsusi aktivlikləri çox yüksəkdir.

Havada radon qazının həcmi aktivliyinin ölçülməsi zamanı alınan nəticələr cihazın həssaslıq həddindən aşağı olmuşdur ($MDA < 20 Bk/m^3$). Bu radonun kömürdən emanasiya əmsalının kiçik olması və tullantıların açıq havada yerləşməsi ilə izah olunur. Tədqiqat aparılan günü küləyin əsməyi nəticəsində az miqdarda kömürdən ayrılan radon qazı küləklə daşınır və böyük hava həcmində durulaşır. Bunun nəticəsində havada radonun həcmi aktivliyi aşağı qiymətlərə düşür.

ƏDƏBİYYAT

- [1] Г.Х. Эфендиев, Р.А. Алекберов, А.Н. Нуриев, Вопросы геохимии радиоактивный элементов нефтяных месторождения, Издательство Академии Наук Аз. ССР, Баку, 1964
 [2] Б.А. Никитин, Содержания радия в буровых водах нефтепромыслов Ферганской

области, ДАН СССР, №1, 1932.

- [3] G.G. Mamedov, N.A. Kerimov, B.G. Badalov, Y.G. Guseynaliyev, M.I. Mekthiyev, and L.M. Mamedova, Radioecological researches of natural formations, Materials of second republic Conf. "Azerbaijan on the threshold of XXI century", Baku, pp. 200-202, 1998.
- [4] G.G. Mamedov, M.M. Bakirova, J.A. Naghiyev and L.M. Mamedova, Radioecological researches of the territories of Binagadi region of Absheron peninsula, Bulletin of Azerb. National Academy of Sciences, Physical & Mathematical and Technical Elements, vol.28, no.5, pp. 191-194, Baku, 2008.
- [5] A.A. Garibov, R.N. Mehdiyeva and J.A. Naghiyev, Separation of radioactive elements (^{226}Ra , ^{228}Ra) from the radioactive activated coal in the territories of iodine factories, Fifth Eurasian Conference Nuclear Sciences and its Application, Ankara, 14-17 October, pp. 153-154, 2008.

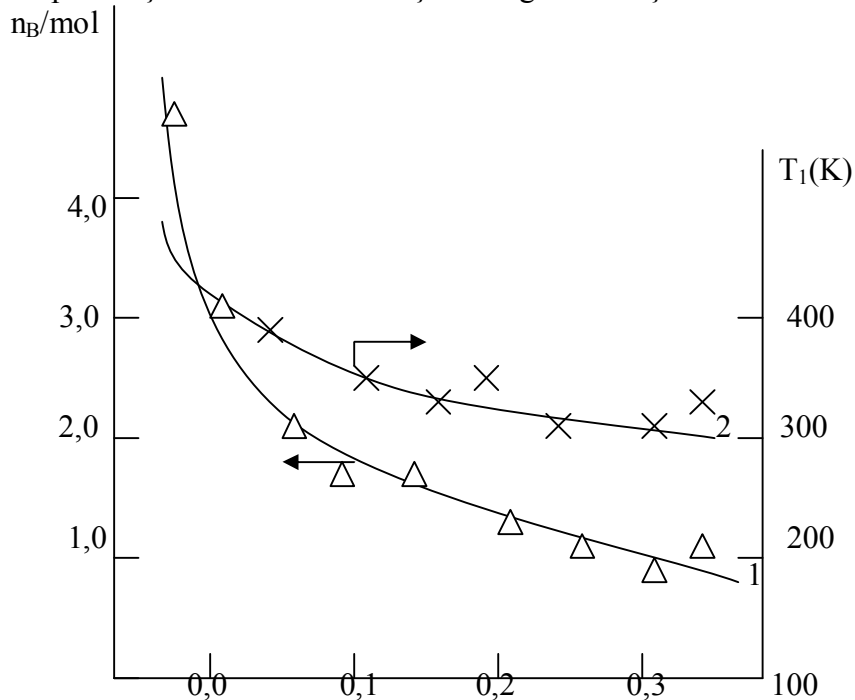
$\text{Cu}_{1-x}\text{Jn}_x\text{Cr}_2\text{S}_4$ SISTEM ƏRİNTİLƏRİNDƏ MAQNİT MOMENTİNİN DƏYİŞMƏSİ

Ə.F. Quliyev

Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universiteti

İşdə $\text{Cu}_{1-x}\text{Jn}_x\text{Cr}_2\text{S}_4$ sistem ərintilərində n-mağnit momentinin və T_K -Küri temperaturunun Jn^{3+} ion aşqarının konsentrasiyasından asılılığının tədqiqindən çıxan nəticələr verilmişdir. Müəyyən olunmuşdur ki, tərkiblərdə Jn^{3+} ionunun miqdarı artdıqca mağnit momenti zəifləyir, Küri temperatur nöqtəsi mütənəşib azalır.

Yüksək temperaturlu və o cümlədən Küri temperaturu yüksək olan, mağnit xassəli yarımkeçirici materialların alınması elmi və praktik baxımdan əhəmiyyət kəsb edir. Bu problemin həlli və fiziki parametrlərin mağnit xassəli materiallarda Küri nöqtəsinə nəzərən necə dəyişməsinə təyin etmək xüsusi maraq kəsb edir və tədqiqini aktuallaşdırır. Təqdim etdiyimiz $\text{Cu}_{1-x}\text{Jn}_x\text{Cr}_2\text{S}_4$ ($0,00 \leq X \leq 0,35$) sistem ərintiləri də bu qəbildəndir. Təqdim olunan işdə bu sistem ərintilərinin mağnit momentinin (n) və Küri temperaturunun (T_K) tərkiblərdə olan indium (Jn^{3+}) ionlarının konsentrasiyasından asılılığının tədqiqindən alınan nəticələr verilmişdir. Tədqiqat işi $T=80-450$ K temperatur intervalında aparılmışdır. Alınan nəticələr şəkildə göstərilmişdir.



Şəkil1. $\text{Cu}_{1-x}\text{Jn}_x\text{Cr}_2\text{S}_4$ sistem ərintilərində mağnit momentinin -1 və Küri temperaturunun -2 tərkib asılılığı

Qrafiklərdən görüldüyü kimi, tərkibində $x=0,1$ at% Jn^{3+} ionu olan nümunədə maqnit momenti $n_B \approx 1,78 \mu_B$ tərtibindədir. Başqa sözlə Jn^{3+} ionu maqnit momenti təxminən 58% azalır. ($Cu Cr_2 S_4$ -ə məxsus $n_B=4,2 \mu_B$ təşkil edir). Tərkiblərdə Jn^{3+} ionunun miqdarının artması ilə maqnit momenti mütənasib azalır və $x=0,35$ tərkibli nümunədə $n_B=0,87 \mu_B$ qiymət alır. Başqa sözlə tərkiblərdə Jn^{3+} ionunun miqdarı artdıqca onun maqnit momentləri mütənasib azalır. Digər tərəfdən $Cu Cr_2 S_4$ birləşməsində T_K - temperaturu $\approx 425K$ olduğu halda $Cu_{0,65} Jn_{0,3} Cr_2 S_4$ tərkibli ərintidə $T_K=200K$ təşkil edir. $T_K=f(x)$ asılılığında da x -in artması ilə T_K temperaturunun mütənasib azalması müşahidə olunur.

Beləliklə təcrübələrdən müəyyən olunmuşdur ki, $Cu_{1-x} Jn_x Cr_2 S_4$ sistem ərintilərində Cu element atomlarının bir qisminin Jn atomları ilə əvəz olunması onların maqnit momentlərini və T_K Kuri temperaturunu azaldır. Buna səbəb tərkiblərdə Jn atomlarının miqdarının artması ilə maqnit düzülüşünün zəifləməsi və nəticədə birbaşa mübadilənin pozulması, əvəzində isə vasitəli mübadilənin yaranmasıdır.

Ag₃Ga₅Se₉ BİRLƏŞMƏSİNİN NAZİK TƏBƏQƏSİNİN OPTİK XASSƏLƏRİNİN TƏDQIQI

Lətifova S.S., Qəhrəmanov N.F.
Sumqayıt Dövlət Univertsiteti

Müasir elektronikanın inkişafına həlledici təsir göstərən elmi-texniki istiqamətlərdən biri mikroelektronikadır. Elmi-texniki tərəqqinin çox vacib istiqaməti olan bu sahə yüksək etibarlı, iqtisadi cəhətdən səmərəli və ölçülərinə görə mikromüniatür elektron sxem və qurğularının yaradılması problemini həll edir. Mikroelektron qurğuların əsasını yarımkeçirici materiallardan alınmış müxtəlif strukturlu nazik təbəqələr təşkil edir [1].

Müxtəlif maddələrin nazik təbəqələrinin xassələri təbəqənin alınma şəraitindən, onun qalınlığından və yarımkeçiricinin fiziki-kimyəvi xassələrindən asılıdır. Keyfiyyətli kiçik ölçülü elementlərin alınması birinci növbədə nazik təbəqənin alınmasında istifadə olunan yarımkeçiricinin fiziki parametrləri ilə xarakterizə olunur. Məhz buna görə də praktik əhəmiyyətə malik yarımkeçirici birləşmələrin sintezi və onlar əsasında nazik təbəqələrin alınması çox vacib məsələlərdən biridir. Belə yarımkeçirici birləşmələrdən biri də I, III, VI qrup elementləri əsasında yaradılan $A_3^I B_5^{III} C_9^{VI}$ tipli üçqat yarımkeçirici birləşmələridir.

$A_3^I B_5^{III} C_9^{VI}$ tipli yarımkeçirici birləşmələri Mendeleevin dövrü sistemdəki II qrup elementlərini I qrup elementi ilə əvəz etmə yolu ilə alınır və bu birləşmələrin əksəriyyəti halkoprit quruluşda kristallaşır. Bu birləşmələrdən $Cu_3 Ga_5 Se_9$, $Cu_3 Ga_5 Te_9$, $Cu_3 In_5 Se_9$, $Cu_3 In_5 Te_9$, $Ag_3 Ga_5 Se_9$, $Ag_3 In_5 Se_9$ birləşmələri daha çox praktik əhəmiyyət kəsb edir [2].

$A_3^I B_5^{III} C_9^{VI}$ tipli birləşmələrinin əksəriyyəti işığa fətohəssas kristallardır. Onların müxtəlif temperaturlarda fətokeçiriciliyin spektral xarakteristikaları öyrənilməsi bir tip birləşmələri optoelektronika üçün daha perspektivli edir.

$A_3^I B_5^{III} C_9^{VI}$ tipli birləşmələrinin udma kənarı əsasən düz zona keçidinə uyğundur. Yalnız bu birləşmələr içərisində - $Ag_3 Ga_5 Se_9$ -monokristalında cəp optik keçid müşahidə olunmuşdur.

Tədqiq olunan $Ag_3 Ga_5 Se_9$ monokristalının sintezində təmizlik dərəcəsi 99,999 olan maddələrdən istifadə olunmuşdur. Sintez bir qayda olaraq uyğun stexiometrik nisbətdə götürülmüş komponentlərin birgə əridilərək kimyəvi reaksiya yolu ilə alınmışdır.

İşdə termostimullaşmış cərəyan (TSC) üsulunu tətbiq etməklə tutma mərkəzlərinin dərinliyi, konsentrasiyası və tutma mərkəzlərinin en kəsiyi təyin olunmuşdur. Fətoelektrik xassələrinin kompleks öyrənilməsi nəticəsində aşqar səviyyələri və onların xarakteristikasını verən əsas parametrləri təyin olunaraq, qeyri-əsas yükdaşıyıcıların generasiyası və

rekombinasiyası mexanizmləri müəyyən olunmuşdur.

$Ag_3Ga_5Se_9$ birləşməsinin müxtəlif temperaturlarda fotoelektrik xassələri öyrənilmiş, udma spektrinə, güzgü və diffuz qaytarma spektrinə görə birləşmənin udma kənarı, optik keçidin mexanizmi, qadağan olunmuş zolağın eni və onun temperatur əmsalı təyin olunmuşdur.

$Ag_3Ga_5Se_9$ monokristalında yükdaşıyanların yürüklüyü Holl cərəyanı üsulu ilə ölçülmüşdür. 300 K-də əsas yükdaşıyıcılar elektronlardır və yürüklüyü uyğun olaraq $15\div 31 \text{ sm}^2/V\cdot\text{san}$ tərtibində olub yüksək temperaturlarda elektronlar optik fononlardan səpilirlər. Göstərilmişdir ki, Holl əmsalı və elektrik keçiriciliyi aşağı temperaturlarda aşqar, yuxarı temperaturlarda isə məxsusi keçiriciliyə malik olan iki hissədən ibarətdir. Alınan nəticələrdən temperaturun Holl asılılığı nəzərə alınmaqla təyin olunmuş qadağan olunmuş zolağın eni, donor səviyyəsinin dərinliyi uyğun olaraq 0,06 və 0,04 eV-a bərabərdir.

Tədqiqatdan müəyyən olunmuşdur ki, hər iki birləşmə üçün udma kənarı düz optik keçidə uyğundur və otaq temperaturunda uyğun olaraq qadağan olunmuş zolağın eni 0,93 eV, qadağan olunmuş zolağın termik əmsalı isə $3\cdot 10^{-4} \text{ eV/K}$ -nə bərabərdir. $Ag_3Ga_5Se_9$ monokristalının fotokeçiriciliyinin kinetikasi və lüks-Amper xarakteristikasının tədqiqindən aydın olmuşdur ki, bu kristal otaq temperaturundan aşağı temperaturlarda işığa az fotohəssasdır. Otaq temperaturundan yuxarı temperaturlarda isə fotocərəyan kəskin artır. Alınan nəticələr göstərir ki, $Ag_3Ga_5Se_9$ kristalı $0,9\div 0,79 \text{ mkm}$ dalğa uzunluğu intervalında fotoqəbuledici kimi istifadə oluna bilər. Otaq temperaturlarında elektronların konsentrasiyası $10^{13}\text{-}10^{14} \text{ sm}^{-3}$ – tərtibindədir.

$Ag_3Ga_5Se_9$ monokristalı külçəsindən kəsilmiş hissəni vakuumba buxarlandırma üsulu ilə onun altlıq üzərində $In\text{-}Au_3Ga_5Se_9\text{-}In$ strukturlu nazik təbəqəsi alınmışdır. Alınmış struktur üçün azot temperaturu və otaq temperaturunda volt-amper xarakteristikası çıxarılmışdır. Müəyyən olunmuşdur ki, həm işıqlanma olan halda və həm də qaranlıq halında volt-amper xarakteristikasında tətbiq olunan gərginliyin kiçik qiymətlərində Om qanunu yaxşı ödənilir. Volt-amper xarakteristikasının müəyyən intervallarında fəza yükləri ilə məhdudlanmış cərəyan oblastları müşahidə olunur. Belə ki, gərginliyin kiçik qiymətlərində cərəyan şiddəti gərginlikdən asılı olaraq xətti qanunla dəyişir. Gərginliyin müəyyən qiymətində kontaktlarda injeksiya edən yükdaşıyıcıların konsentrasiyası nümunənin tarazlıqda olan yükdaşıyıcıları tərtibində olduqda kvadratik asılılıq müşahidə olunur. Gərginliyi artırıdınca onun elə qiyməti gəlib çatır ki, cərəyan kəskin artır. Belə asılılıq tədqiq olunan nümunədə müəyyən yapışma səviyyələrinin və tələlərin varlığını və onların boşalaraq yenidən dolması ilə əlaqədardır. İşığın təsiri ilə çıxarılan VAX -dan müəyyən olunmuşdur ki, gərginliyin çox kiçik qiymətlərində ($\sim 10V$) cərəyan nisbətən zəif dəyişir. Nümunə $\lambda = 0,86 \text{ mkm}$ dalğa uzunluqlu işıqla işıqlandırıldıqda isə VAX asılılığında cərəyan şiddəti daha sürətlə artır. İşıqlanma nəticəsində cərəyan şiddətinin artımı onun fotokeçiriciliyinin kəskin artımı ilə əlaqədardır. Asılılıqdakı bu interval tələlərin dolması ilə əlaqədardır [3].

$Au_3Ga_5Se_9$ nazik təbəqəsi üçün keçiriciliyin temperatur asılılığı iki oblastdan ibarət olub, alçaq temperaturlarda nümunənin aşqar keçiriciliyi ilə, yüksək temperatur oblastında isə məxsusi keçiriciliklə əlaqədardır. Bu oblastların təhlili qadağan olunmuş zonanın enini və həmçinin nümunənin qadağan olunmuş zonada aşqar səviyyələrin müəyyənləşdirilməsinə imkan verir. Nazik təbəqələr üçün yükdaşıyıcıların yürüklüyünün temperatur asılılığı məlum olmadığından qadağan olunmuş zonanın eni üçün alınmış qiymət monokristal üçün alınan qiymətdən bir qədər fərqlənir. Aparılan hesablamalar $Ag_3Ga_5Se_9$ nazik təbəqəsi üçün qadağan olunmuş zonanın eni və aşqar səviyyə üçün uyğun olaraq $\Delta E_g \approx 2 \text{ eV}$, $\Delta \varepsilon \approx 0,4 \text{ eV}$ qiymətlərini verir.

$Ag_3Ga_5Se_9$ birləşməsinin nazik təbəqəsinin və monokristalının lüks-amper xarakteristikası işıq seli intensivliyinin 0–400 Lks intervalında xüsusi közərmə elektrik lampasının köməyiylə çıxarılmışdır. Alınan xarakteristika iki oblastdan ibarət olub, asılılığın birinci oblastı subxətti olub işıqlanmanın 0–200 Lks qiymətinə ikinci oblast isə superxətti

olub işıqlanmanın 200–400 *Lks* intervalına uyğun gəlir. Tədqiqat nəticəsində müəyyən olmuşdur ki, işıqlanma nəticəsində yaranan fotocərəyanın qiyməti işıq intensivliyindən üstlü funksiya şəklində $I_F \approx AE^n$ (n -in qiyməti vahiddən kiçik və böyük ola bilər) asılıdır.

Tədqiq olunan kristalın qadağan olunmuş zonasında enerjiləri müxtəlif olan dərin və dayaz tutma, rekombinasiya və yapışma səviyyələri vardır. İşıqlanma intensivliyinin aşağı qiymətlərində Fermi kvazi səviyyələri arasında olan yalnız dayaz rekombinasiya səviyyələri prosesdə iştirak edir və onlar elektronlar və deşiklər üçün eyni zəbtəmə kəsiyinə malikdirlər. Dərində yerləşmiş ikinci tip səviyyələr rekombinasiya səviyyələridir.

İşığın yüksək intensivliyində Fermi kvazi səviyyələri aralanır və onların arasında yaranan həm birinci və həm də ikinci tip səviyyələr zəbtəmə kəsiyinə görə fərqlənilir. Bunun nəticəsində fotokeçiricilik artdığından yükdaşıyıcıların yaşama müddəti böyüyür. Bütün ikinci tip səviyyələr isə rekombinasiya mərkəzlərinə çevrilirlər. İntensivlik artdıqca Fermi kvazisəviyyəsi keçirici zonaya yaxınlaşdığından yapışma səviyyələri rekombinasiya səviyyələrinə çevrilirlər. Nəticədə elektronlar üçün rekombinasiya mərkəzlərinin konsentrasiyası artır və əksinə elektronların yaşama müddəti azalır. Bu lüks-ampere xarakteristikasında göstəricinin vahiddən kiçik olmasına uyğundur.

Dalğa uzunluğunun 0,4–0,9 *mkm* intervalında tədqiq olunan nümunə üçün keçiriciliyin spektral asılılığı öyrənilmişdi. Otaq temperaturunda müəyyən olunmuşdur ki, tədqiq olunan nümunə üçün spektrin maksimumu monokristal üçün nümunələr dalğa uzunluğunun $\lambda = 580 \text{ nm}$ qiymətinə nəzərən bir qədər qısa dalğa oblastına doğru sürüşür. Bu isə enerjinin $\Delta E = 2,14 \text{ eV}$ qiymətinə uyğun gəlir. $\text{Ag}_3\text{Ga}_5\text{Se}_9$ monokristal nazik təbəqəsinin udma əmsalının spektri ayırma qabiliyyəti 40 A°/mm olan "İKS-21" tipli spektrometridə "FEU-62" fotogücləndiricisinin köməyinə sinxrom dedektə olunma üsulu ilə ölçülmüşdür. Ölçü zamanı işığın modullaşma tezliyi 40 *hc* olmuşdur.

$\text{Ag}_3\text{Ga}_5\text{Se}_9$ monokristallarının müxtəlif temperaturlarda çıxarılmış udma spektrinin təhlili göstərmişdir ki, məxsusi udulma zolağının kənarı zonalararası düzgün optik keçidlərə uyğun gəlir. Müəyyən olunmuşdur ki, tədqiq olunan birləşmənin qadağan olunmuş zonasının eni 200 *K* temperaturda 1,20 *eV* tərtibində qadağan olunmuş zonanın eni 300 *K*-də uyğun olaraq 1,35 *eV*-dur. Spektrlər optik keçidlərin ümumi xarakterini eyni cür əks etdirirlər. Lakin udulma əmsalının mütləq qiyməti temperaturun dəyişməsi ilə müxtəlif keçidlər üçün müxtəlif cür olur.

Tədqiqatdan aşkar olunmuşdur ki, $\text{Ag}_3\text{Ga}_5\text{Se}_9$ monokristallarının qadağan olunmuş zonasının termik əmsali temperaturun orta qiymətindən qeyri-xətti asılıdır.

ƏDƏBİYYAT

1. Тагиров В.И., Гахраманов Н.Ф., Гусейнов А.Г., Алиев И. Новый класс тройных полупроводниковых соединений типа $\text{A}_3\text{B}_5\text{C}_9^{\text{VI}}$. Кристаллография. 1980, т.25, в.2, стр.411-413
2. В.И. Тагиров, Н.Ф. Гахраманов, А.Г. Гусейнов, Новый класс тройных полупроводниковых соединений типа $\text{A}_3\text{B}_5\text{C}_9^{\text{VI}}$. Баку 2001.
3. Лампетр М., Марк Р. Инжекционные токи в твердых телах. Изд. Мир. М. 1973.

$\text{Cu}_3\text{In}_5\text{Se}_9$ MONOKRİSTALININ NAZİK TƏBƏQƏSİNİN ALINMASI VƏ ONUN FOTOELEKTRİK XASSƏLƏRİNİN TƏDQIQI

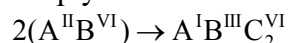
Lətifova S.S., Qəhrəmanov N.F.
Sumqayıt Dövlət Universiteti

Bərk cisim elektronikasının inkişafına həlledici təsir göstərən elmi-texniki istiqamətlərdən biri nazik təbəqələr elektronikasıdır. Elmi-texniki tərəqqinin çox vacib istiqamətlərindən olan

bu sahə kiçik ölçülü elektron qurğularının yaradılması probleminin həllində xüsusu əhəmiyyətə malikdir. Mikroelektron qurğuların əsasını yarımkeçirici materialardan alınmış müxtəlif strukturlu nazik təbəqələr təşkil edir. Müxtəlif maddələrin nazik təbəqələrinin xassələri təbəqənin alınma şəraitindən, onun qalınlığından və yarımkeçiricinin fiziki-kimyəvi xassələrindən asılıdır. Keyfiyyətli elektron qurğularının alınması birinci növbədə nazik təbəqənin hazırlanmasında istifadə olunan yarımkeçiricinin parametrləri ilə xarakterizə olunur. Məhz buna görə də yeni fiziki xassələrə malik yarımkeçirici birləşmələrin sintezi və onlar əsasında nazik təbəqələrin alınması çox vacib məsələlərdən biridir. Belə yarımkeçiricilərdən biri də $\text{Cu}_3\text{In}_5\text{Se}_9$ tipli üçqat yarımkeçirici birləşmədir. Məhz bu baxımdan üçqat birləşmələrin fiziki-kimyəvi xassələri tədqiqatçıların diqqətini daha çox cəzb edir. İkiqat birləşmələrdən fərqli olaraq üçqat birləşmələrin sintez prosesi və onların monokristallarının alınması xeyli mürəkkəbdir. Buna baxmayaraq, üçqat birləşmələrdən bir çoxunun ərimə temperaturlarının xeyli aşağı olması hesabına onlar ikiqat birləşmələrlə müqayisədə böyük üstünlüyə malikdirlər. Ərimə temperaturunun aşağı olması həmin maddələrin həm alınma texnologiyasını və həm də sintez zamanı onların ən az çirklənməsinə səbəb olur.

İşdə $\text{Cu}_3\text{In}_5\text{Se}_9$ monokristalının nazik təbəqələri alınmış və bu təbəqələrin fotoelektrik xassələri tədqiq olunmuşdur.

$A^I B^III C^VI$ tipli yarımkeçirici birləşmələr Mendeleevin dövrü sistemdəki II qrup elementlərini I qrup elementi ilə aşağıdakı qaydada əvəzetmə yolu ilə alınır:



Reaksiya prosesində valentlik və hər atoma düşən elektronların sayı saxlanılır. Belə birləşmələr almaza bənzər birləşmələr sinfinə daxil olub almaz quruluşunda kristallaşır. Ədəbiyyatdan [1] məlumdur ki, $A^I B_3^III C_5^VI$ tipli birləşmələrin əksəriyyəti halkoprit quruluşunda kristallaşır.

$A^I B^III C^VI$ birləşmələri içərisində daha çox maraq kəsb edən birləşmələrdən biri $A^I B^III C_2^VI$ tipli birləşmədir. O birləşmələrdən $\text{Cu}_3\text{Ga}_5\text{Se}_9$, $\text{Cu}_3\text{Ga}_5\text{Te}_9$, $\text{Cu}_3\text{In}_5\text{Se}_9$, $\text{Cu}_3\text{In}_5\text{Te}_9$, $\text{Ag}_3\text{Ga}_5\text{Se}_9$, $\text{Au}_3\text{In}_5\text{Se}_9$ birləşmələri daha çox əhəmiyyət kəsb edir. Birləşmələrin rentgenoqrafik tədqiqi aparılaraq göstərilmişdir ki, $\text{Cu}_3\text{In}_5\text{Te}_9$, $\text{Cu}_3\text{In}_5\text{Se}_9$, $\text{Cu}_3\text{Ga}_5\text{Se}_9$ birləşmələrinin simmetriyası Pmn olan heksaqonal sinqoniyaya malikdir. Bu kristalların qəfəs parametrləri uyğun olaraq $a=8,78$; $c=18,66$; $a=8,47$; $c=17,41$; $a=8,01$; $c=16,46$ Å° tərtibindədir.

Ədəbiyyatdan [2] məlumdur ki, $A_3^I B_5^III C_9^VI$ birləşmələrinin əksəriyyəti işığa fotohəssas kristallardır. Onların müxtəlif temperaturalarda fotokeçiriciliyin spektral xarakteristikalarının geniş diapozonda öyrənilməsi onları optoelektronika üçün perspektivli edir.

$\text{Cu}_3\text{In}_5\text{Se}_9$ yarımkeçirici birləşməsinin təbəqəsi adətən NaCl, KCl və kvars altlıqlarında yüksək vakuumba çökdürmə üsulu ilə alınır. Aparılan elektronqrafik tədqiqat təbəqələrin heksaqonal quruluşa malik olduğunu göstərmiş və uyğun qəfəs parametrləri üçün $a=9,31$; $c=13,43$ Å° alınmışdır. 77 K və 300 K temperaturlarda iki müxtəlif qalınlıqda alınan təbəqənin udma əmsalın spektri öyrənilmiş və müəyyən olunmuşdur ki, elektronların zonalarası optik keçidi düz keçiddir.

Üçqat $A_3^I B_5^III C_9^VI$ tipli yarımkeçirici birləşmələr praktikada adətən qaz fazasından kristalın çökdürülməsi, ərintidən istiqamətlənmiş kristallaşma və məhluldan kristalın çökdürülməsi üsulu ilə alınır. Monokristal ərintidə istiqamətlənmiş kristallaşma mərkəzi yaratmaqla alınmışdır. Monokristalın sintezində yüksək təmizlik dərəcəsi olan maddələrdən istifadə olunmuşdur. Sintez bir qayda olaraq ya uyğun stexiometrik nisbətdə götürülmüş komponentlərin birgə əridilməsi yolu ilə ya da əvvəlcədən binar komponentlərin əridilərək kimyəvi reaksiya yolu ilə alınmışdır.

$\text{Cu}_3\text{In}_5\text{Se}_9$ monokristalının bircins nazik təbəqəsinin alınmasında əsas şərt yüksək vakuunun və əlverişli buxarlaşdırıcıların olmasıdır. Təbəqənin alınması həm altlığın növündən və həm də onun temperaturundan asılıdır. Altlığın temperaturu və maddənin altlığın səthinə çökdürülməsinin sürəti kondensasiya olunmuş təbəqənin strukturunu müəyyən

edir. Təbəqənin alınmasına təsir edən ən mühüm amillərdən biri də istifadə olunan altlığın təmizlik dərəcəsidir.

$Cu_3In_5Se_9$ maddəsinin nazik təbəqələri birbaşa keçirici və ya Omik elektrodlar üzərinə elə çökdürmək olar ki, təbəqə həmin elektrodlar arasında körpü rolunu oynasın. Bu tip nümunələri çox vaxt səth tipli yuva adlandırırlar. Digər halda təbəqəni keçirici elektrod üzərinə çökdürərək üzərinə elektrod çəkilir. Bu tip nümunə uyğun olaraq "sendviç" tipli yuva adlanır. Altlıq kimi adətən sital lövhədən və ya kvars lövhədən istifadə olunur. Fotokeçiriciliyi təyin etmək hər iki tip nümunələrdən istifadə olunmuşdur. Daraq şəkilli nümunələrdə işıq elektrik sahəsinə perpendikulyar istiqamətdə, amma "sendviç" tipli nümunələrdə isə işıq şüasının düşmə istiqaməti elektrik sahəsinin istiqamətində və ya onun əksinə olur. $Cu_3In_5Se_9$ monokristalına akvadaq, gümüş pastı, indium və bir sıra metallarla kontakt vurmaq mümkündür. Amma təcrübə göstərir ki, indiumla vurulan kontakt daha çox Omik olduğundan məhz ondan istifadə olunmuşdur.

Tədqiqat zamanı alınan nazik təbəqənin qalınlığı interferensiya mikroskopu vasitəsilə müəyyən olunmuşdur. Nümunənin qalınlığı $300-500 \text{ \AA}$ tərtibində olmuşdur.

Göstərilən metodla alınmış $In-Cu_3In_5Se_9-In$ strukturlu nümunə üçün azot və otaq temperaturunda çıxarılmış volt-ampere xarakteristikasında mürəkkəb asılılıq müşahidə olunur. Volt-ampere xarakteristikasının müəyyən intervallarında fəza yükləri ilə məhdudlanmış cərəyan oblastları müşahidə olunur. Belə ki, gərginliyin kiçik qiymətlərində cərəyan şiddəti gərginlikdən asılı olaraq xətti qanunla dəyişir. Gərginliyin müəyyən qiymətində kontaktlarda injeksiya edən yükdaşıyıcıların konsentrasiyası nümunənin tarazlıqda olan yükdaşıyıcıları tərtibində olduqda kvadratik asılılıq müşahidə olunur. Gərginliyi artırıdınca onun elə qiyməti gəlib çatır ki, cərəyan kəskin artır. Bu tədqiqat olunan nümunədə müəyyən yapışma səviyyələrinin və tələlərin varlığını və onların boşalaraq yenidən dolması ilə əlaqədardır. Işığın təsiri ilə çıxarılan VAX-dan aydın olur ki, gərginliyin çox kiçik qiymətlərində ($10V$) cərəyan nisbətən zəif dəyişir. Şəkildən görünür ki, nümunə $\lambda = 0,86 \text{ mkm}$ dalğa uzunluqlu işıqla işıqlandırıldıqda isə VAX asılılığında cərəyan şiddəti daha sürətlə artır. Işıqlanma nəticəsində cərəyan şiddətinin artımı onun fotokeçiriciliyinin kəskin artımı ilə əlaqədardır. Asılılıqdakı bu interval tələlərin dolması ilə əlaqədardır.

Müəyyən olunmuşdur ki, $Cu_3In_5Se_9$ nazik təbəqəsi üçün keçiriciliyin temperatur asılılığı iki oblastdan asılıdır. Aşağı temperatur oblastı nümunənin aşqar keçiriciliyi ilə, yüksək temperatur oblastı isə məxsusi keçiriciliklə əlaqədardır. Bu oblastların təhlili qadağan olunmuş zonanın enini və həmçinin nümunənin qadağan olunmuş zonada aşqar səviyyələrin müəyyənləşdirilməsinə imkan verir. Aparılan hesablamalar $Cu_3In_5Se_9$ nazik təbəqəsi üçün qadağan olunmuş zonanın eni aşqar səviyyə üçün uyğun olaraq $\Delta E_g \approx 1,5 \text{ eV}$, $\Delta \varepsilon \approx 0,35 \text{ eV}$ qiymətlərini verir.

Tədqiqat zamanı $Cu_3In_5Se_9$ birləşməsinin nazik təbəqəsinin və həmçinin onun monokristalının lüks-ampere xarakteristikası işıqlanma seli intensivliyi $0-400$ lüks intervalında dəyişən xüsusi közərmə elektrik lampasının köməyi ilə çıxarılmışdır. $Cu_3In_5Se_9$ monokristalı üçün çıxarılan xarakteristika iki oblastdan ibarətdir. Asılılığın birinci oblastı subxətti olub işıqlanmanın $0-200 \text{ Lks}$ qiymətinə ikinci oblast isə superxətti olub işıqlanmanın $200-400 \text{ Lks}$ intervalına uyğun gəlir. Tədqiqat nəticəsində müəyyən olmuşdur ki, işıqlanma nəticəsində yaranan fotocərəyanın qiyməti işıq intensivliyindən üstlü funksiya şəklində asılıdır. Beləliklə fotocərəyanın işıq intensivliyindən olan $I_F \approx AE^n$ şəklindəki asılılığında n -in qiyməti vahiddən kiçik və böyük ola bilər.

Tədqiqat olunan kristalın qadağan olunmuş zonasında enerjiləri müxtəlif olan dərin və dayaz tutma, rekombinasiya və yapışma səviyyələri vardır. Işıqlanma intensivliyinin aşağı qiymətlərində Fermi kvazi səviyyələri arasında olan yalnız dayaz rekombinasiya səviyyələri prosesdə iştirak edir və onlar elektronlar və deşiklər üçün eyni zəbtəmə kəsiyinə malikdirlər. Dərinə yerləşmiş ikinci tip səviyyələr rekombinasiya səviyyələri adlanır.

Işığın yüksək intensivliyində Fermi kvazi səviyyələri aralanır və onların arasında

yaranan həm birinci və həm də ikinci tip səviyyələr zəbt etmə kəsiyinə görə fərqlənirlər. Bunun nəticəsində fotokeçiricilik artdığından yükdaşıyıcıların yaşama müddəti böyüyür. Bütün ikinci tip səviyyələr isə rekombinasiya mərkəzlərinə çevrilirlər. İntensivlik artdıqca Fermi kvazisəviyyəsi keçirici zonaya yaxınlaşdığından yapışma səviyyələri rekombinasiya səviyyələrinə çevrilirlər. Nəticədə elektronlar üçün rekombinasiya mərkəzlərinin konsentrasiyası artır və əksinə elektronların yaşama müddəti azalır. Bu lüks-amper xarakteristikasında göstəricinin vahiddən kiçik olmasına uyğundur.

Ədəbiyyatda [2] analoji lüks-amper asılılığında subxətti hissə aşqar fotokeçiriciliyi olan bir sıra birləşmələrdə də müşahidə olunur. Bu birləşmələr üçün müəyyən olmuşdur ki, $Au_3Ga_5Se_9$ nazik təbəqəsi üçün alınan nəticələrə görə loqarifmik miqyasda qurulmuş lüks-amper asılılığı işıq intensivliyinin baxılan qiymətində xəttidir. Doyma halının yaranması işıq intensivliyinin bu qiymətində həyəcanlanmış bütün elektronların valent zonaya keçməsi ilə izah olunur. Bu kristal üçün dalğa uzunluğunun $0,4 - 0,9 \text{ mkm}$ intervalında tədqiq olunan nümunə üçün keçiriciliyin spektral asılılığı öyrənilmişdi.

$Cu_3In_5Se_9$ monokristallarının müxtəlif temperaturlarda çıxarılmış udma spektrinin təhlini göstərmişdir ki, məxsusi udulma zolağının kənarı zonalararası düzgün optik keçidlərə uyğun gəlir. Buna görə də qadağan olunmuş zonanın enini təyin etmək üçün müxtəlif temperaturlarda $Cu_3In_5Se_9$ kristallarının udma spektrləri tədqiq olunmuşdur. $(\alpha h\nu)^2 \sim h\nu$ asılılığına görə qadağan olunmuş zonanın eni spektrin düz xətləli hissəsinin kvantların böyük enerji oblastında oxa ekstropolyasiya edilməklə təyin olunmuşdur. Müəyyən olunmuşdur ki, 200 K temperaturda tədqiq olunan birləşmənin qadağan olunmuş zonasının eni $1,30 \text{ eV}$ tərtibindədir. Qadağan olunmuş zonanın eni 300 K -də uyğun olaraq $1,5 \text{ eV}$ -dur. Spektrlər optik keçidlərin ümumi xarakterini eyni cür əks etdirirlər. Lakin udulma əmsalının mütləq qiyməti temperaturun dəyişməsi ilə müxtəlif keçidlər üçün müxtəlif cür olur.

Ə d ə b i y y a t

1. В.И.Тагиров, Н.Ф.Гахраманов, А.Г.Гусейнов, Новый класс тройных полупроводниковых соединений типа $A_3^I B_5^{III} C_9^{VI}$. Баку 2001.
2. Тагиров В.И., Гусейнов А., Гахраманов Н.Ф. Кош Мек Ук. Фотопроводимость в монокристаллах $A_3^I B_5^{III} C_9^{VI}$. ФТП, 1984, т.18, в.9, стр.1702-1704.

AŞQARLANMIŞ $GaSb-FeGa_{1,3}$ EVTEKTİK KOMPOZİTİN MİKROSTRUKTURU

R.N. Rəhimov, İ.X. Məmmədov*, A.Ə. Xəlilova., D.H. Arash

Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyası, Fizika İnstitutu

**Milli Aviasiya Akademiyası*

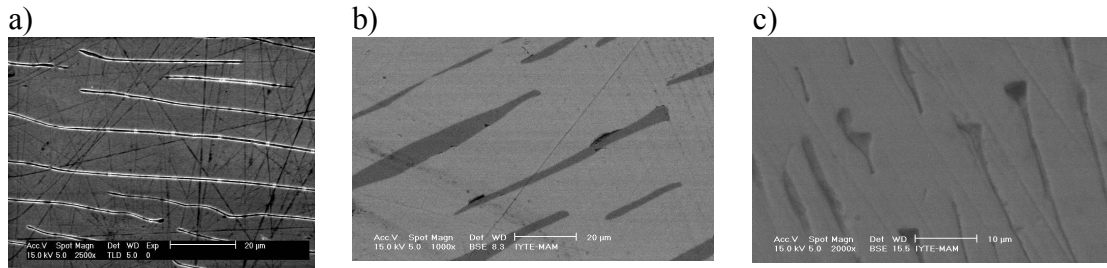
Hazırda mikro və nano kompozitlərin yaradılması və tədqiqi müasir bərk cisimlər fizikasının vacib məsələlərindən sayılır. Belə kompozitlərin strukturu və fiziki xassələri kompoziti təşkil edən zərrəciklərin və matrisanın xassələrindən fərqlənir; zərrəciklərin ölçülərindən, formasından və nizamlılıq dərəcəsiindən güclü asılı olur. III-V qrup yarımkəçirici birləşmələr keçid elementləri ilə birgə xüsusi rejimdə istiqamətləndirilərək kristallaşdırıldıqda anizotrop xassəyə malik olan evtektik ərintilər yaranır. Yarımkəçirici-metal tipli evtektik kompozitlərin həm yarımkəçirici, həm də metal xassələrini özündə ümumiləşdirməsi, metal qatmaların ölçülərinin və formasının dəyişdirilməsi ilə fiziki parametrlərin idarə olunması onların əsas üstün cəhəti sayılır.

Evtektik kompozitlərdə metal iynələrin ölçülərini və sıxlığını dəyişərək onların fiziki xassələrini idarə etmək mümkündür. İlk tədqiqat işlərində kristallaşma sürətini, başqa sözlə maye-kristal sərhədinin hərəkət sürətini dəyişməklə metal fazanın ölçülərinin və sıxlığının dəyişməsinə nail olunurdu [1-3].

Hazırda sintez zamanı kristallaşma istiqamətinə perpendikulyar və ya paralel yönəlmiş maqnit sahəsi, sentrifuqa, çəkisizlik şəraiti (mikroqravitasiya) tətbiq olunmaqla yaradılan texnologiyalar metal fazanın ölçülərini və sıxlığını dəyişmək üçün geniş istifadə olunur [4,5]. Metal fazanın ölçülərini və sıxlığını dəyişmək üçün aşqarlanma bu metodlardan biri ola bilər. Bu məqsədlə biz GaSb-FeGa_{1,3} kompozitində 0.1at% Te və Co atomları ilə aşqarlanmanın iynələrin ölçülərinə və sıxlığına təsirini araşdırmışıq.

Kristallar vertikal Bricmen üsulu ilə göyərdilmişdir [6]. Kompozitin bərkimə temperaturu 968±2K, kristallaşma cəbhəsinin sürəti 1mm/dəqiqə olmuşdur. Kristalların göyərdilməsi zamanı kristallaşmanı poza biləcək vibrasiyanı aradan qaldırmaq üçün ampula tərpənməz saxlanmış, kristallaşma cəbhəsinin hərəkəti elektrik sobasının yuxarı qaldırılması ilə həyata keçirilmişdir. Bu zaman “bərk maddə-maye sərhəddi” müstəvi şəklində kristallaşma istiqamətinə perpendikulyar olur. Bu metodun sayəsində metal qatmalar GaSb matrisasında kristallaşma istiqamətinə paralel və bərabər şəkildə paylanmışdır. Kristallarda yükdaşıyıcıların konsentrasiyası ~2x10¹⁸ sm⁻³.

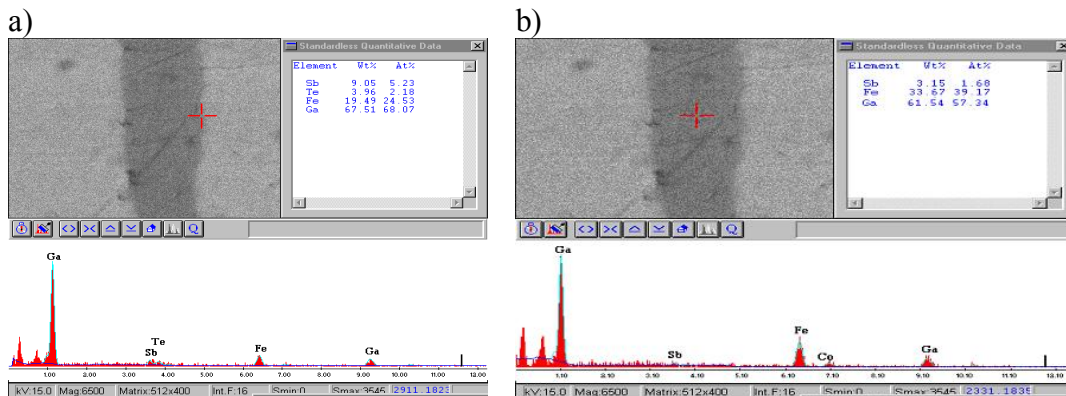
1(a, b və c) şəkillərdə aşqarlanmamış və həmçinin Co və Te atomları ilə aşqarlanmış GaSb-FeGa_{1,3} kompozit üçün SEM-dən alınan görünüşlər müqayisəli şəkildə verilmişdir.



1-ci şəkil. Aşqarlanmamış (a) və Te (b), Co (c) atomları ilə aşqarlanmış GaSb-FeGa_{1,3} evtektik ərintisi üçün iynələrin uzununa istiqamətində SEM mikroskopundan alınmış görünüşlər.

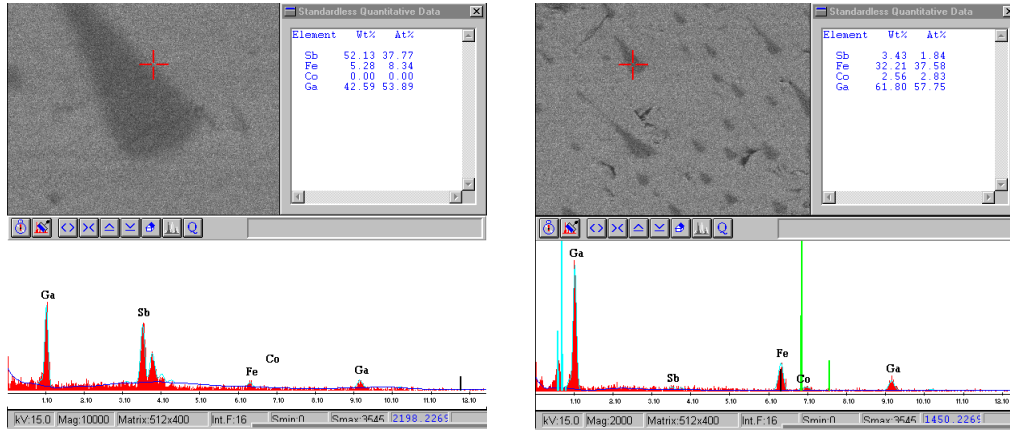
Şəkillərdən görünür ki, GaSb-FeGa_{1,3} kompoziti Te atomları ilə aşqarlandıqda iynələrin uzunluğu 1,5 dəfə, Co atomları ilə aşqarlandıqda isə 2 dəfəyədək qısalır. Hər iki halda iynələr formasını dəyişərək daha çox iy şeklini alır.

2 (a, b) və 3 (a, b) şəkillərdə isə Te və Co atomları ilə aşqarlanmış GaSb-FeGa_{1,3} kompozit üçün EDX spektroskopundan alınan rentgen spektrləri verilmişdir. EDX-də sürətləndirici gərginlik 15Kv olmuşdur. Şəkillərdə həmçinin elementlərin miqdarı da verilmişdir.



2-ci şəkil. GaSb-FeGa<Te> evtektik ərintisi üçün iynələrin uzununa istiqamətində EDX-dən alınan rentgen spektrləri. Matrisada (a), metal iynələrdə (b) maddələrin miqdarı müəyyən olunmuş və sağ tərəfdə onların qiymətləri verilmişdir.

a) b)



3-cü şəkil. GaSb-FeGa_{1.3}<Co> evtektik ərintisi üçün iynələrin eninə istiqamətində EDX-dən alınan rentgen spektrləri. Matrisada (a), metal iynələrdə (b) maddələrin miqdarı müəyyən olunmuş və sağ tərəfdə onların qiymətləri verilmişdir.

EDX analizindən görüldüyü kimi Co atomları əsasən metal iynələrdə, Te atomları isə matrisada akkumulyasiya olunur.

Beləliklə, evtektik kompozitləri aşqaralamaqla metal iynələrin formasını, ölçülərini və sıxlığını dəyişmək mümkündür.

1. Liebman, W.K. and Miller, E.A., *J. Appl. Phys.*, 1963, 34, 2653.
2. Леонов В.В., Чунарев Е.Н. *Неорганические материалы*, 1979, 15, 1385.
3. Алиев М.И., Исаков Г.И., Исаева Е.А. *ФТП*, 1996, 30, 1871.
4. Wilcox W.R., Regel L.L., Arnold W.A. *Journal of Crystal Growth*, 1998, 187, 543.
5. William R. Wilcox and Liya L. Regel. *Acta Astronautica* 1996, 38, 511.
6. Aliyev M.I, Khalilova A.A., Arasly D.H., Rahimov R.N., Tanoglu M., Ozyuzer L. *J.Phys.D: Appl. Phys.* 2003, 36, 2627.

(FePt)_{1-x}(SiO₂)_x NANOKOMPOZİT MATERIALININ MAQNİTOPTİK XASSƏLƏRİ

Z.S. Musayev, V.İ. Əhmədov, Ş.Ə. Həkimzadə
Azərbaycan Memarlıq və İnşaat Universiteti.

İşin məqsədi biricins FePt ərintisinə dielektrik SiO₂ materialının daxil edilməsindən alınmış (FePt)_{1-x}(SiO₂)_x nanokompozit materialın elektron quruluşunda baş verən dəyişmə mexanizmini öyrənmək üçün, nümunənin təcrübi təyin olunan optik sabitləri n, k və işığın iki müxtəlif düşmə bucağında ölçülmüş ekvatorial Kerr effektinin qiymətinə əsasən dielektrik nüfuzluğu tenzorunun qeyri-diaqonal komponentlərini hesablayıb spektral asılılıqlarını qurmaqdır.

Ferromaqnit metal və ərintilərin xassələrini optik diapazonda dielektrik nüfuzluğu tenzoru ϵ vasitəsilə təyin edilir [1].

$$\epsilon' = \begin{pmatrix} \epsilon_0 & i\epsilon'_{xy} & 0 \\ -i\epsilon'_{xy} & \epsilon_0 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_0 \end{pmatrix}$$

burada $\epsilon_0 = \epsilon_1 - i\epsilon_2$ və $\epsilon'_{xy} = \epsilon'_1 - i\epsilon'_2$ tenzorun diaqonal və qeyri-diaqonal komponentləridir. Bu parametrlərin təyin edilməsinin vacibliyi onunla əlaqədardır ki, diaqonal və qeyri-diaqonal

komponentlərin spektral asılılıqları ferromaqnetikin elektron quruluşu haqqında məlumat almağa imkan verir. Burada işığın p-polyarizasiyasından istifadə edilmişdir, yəni maqnitlənmə ilə əlaqədar əks olunan işığın intensivliyinin nisbi dəyişməsi, düşən dalğanın elektrik sahəsinin intensivlik vektorunun düşmə müstəvisi üzərindədir.

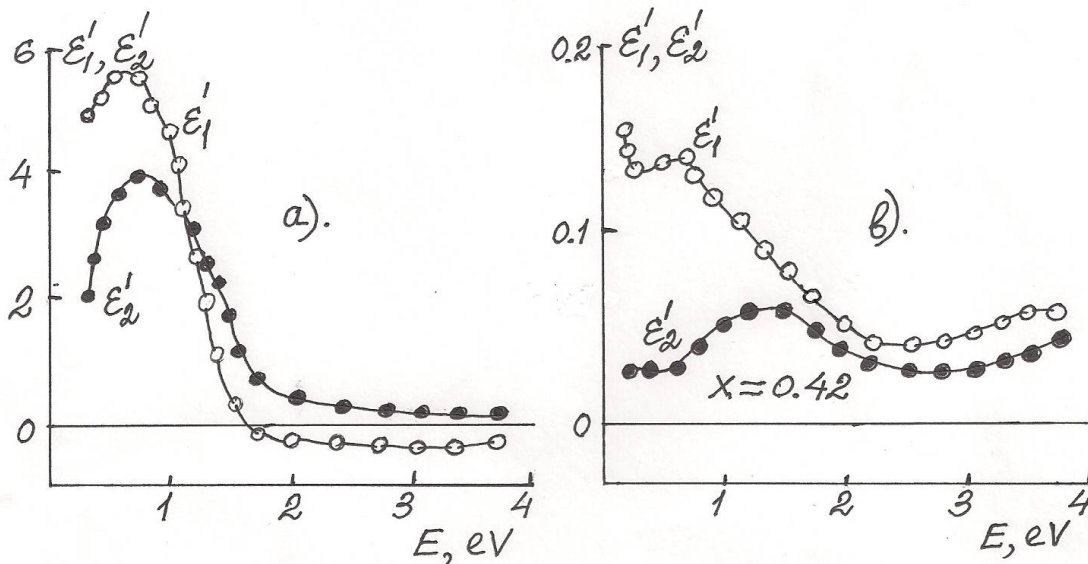
Onda ekvatorial Kerr effekti

$$\delta_p = 2 \sin 2\varphi \frac{A_1}{A_1^2 + B_1^2} \varepsilon_1' + 2 \sin 2\varphi \frac{B_1}{A_1^2 + B_1^2} \varepsilon_2'$$

kimi ifadə edilir. φ – işığın nümunə üzərinə düşmə bucağıdır.

burada $A_1 = \varepsilon_2 (2\varepsilon_1 \cos^2\varphi - 1)$; $B_1 = (\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2) \cos^2\varphi + \varepsilon_1 - \sin^2\varphi$.

Materialın maqnitooptik xassələri tenzorun qeyri-diaqonal komponentləri ilə əlaqədar olduğundan işdə yalnız bircins FePt ərintisi və nanokompozit $(\text{FePt})_{1-x}(\text{SiO}_2)_x$ materialı üçün hesablanmış qeyri-diaqonal komponentlərin spektral asılılıqları verilmişdir. (şəkil 1(a)). Şəkil1(a)-dan görünür ki, FePt ərintisi üçün ε_2' -in dispersiya asılılığında infraqırmızı oblastın $\sim 0,8\text{eV}$ -a uyğun gələn hissəsində dəmir əsaslı binar ərintilər üçün xarakterik olan maksimum müşahidə edilir.[2,3,4]. Nanokompozit $(\text{FePt})_{1-x}(\text{SiO}_2)_x$ materialında isə, (şəkil1(b)) dielektrikin konsentrasiyasının artması ilə bu maksimum infraqırmızı oblasta tərəf sürüşür və tədricən yox olur. Ekvatorial Kerr effektinin spektral asılılıqlarından fərqli olaraq SiO_2 -nin konsentrasiyasının dəyişməsi ε_1' və ε_2' –in amplitudalarının böyüməsinə gətirib çıxarmır. Düşən işıq şüalarının dalğa uzunluğu diapazonunda dielektrik fazasının konsentrasiyasının artması ilə dielektrik nüfuzluğu tenzorunun qeyri diaqonal komponentlərinin ədədi qiyməti azalır. Bu onu göstərir ki, müəyyən konsentrasiyada infraqırmızı oblastda maqnitooptik həssaslığın artması nanokompozit materialın maqnitooptik aktivliyi ilə əlaqədar olmayıb nanokompozitin mikroquruluşunda baş verən dəyişmələrlə əlaqədardır və bu ölçü effektləri ilə müşayiət olunmalıdır.



Şəkil 1(a). FePt bircinsli ərintisinin dielektrik nüfuzluğu tenzorunun qeyri diaqonal komponentinin həqiqi ε_1' və xəyali ε_2' hissələrinin spektral asılılıqları

Şəkil 1(b). $(\text{FePt})_{1-x}(\text{SiO}_2)_x$ nanokompozit materialının dielektrik nüfuzluğu tenzorunun qeyri diaqonal komponentinin həqiqi ε_1' və xəyali ε_2' hissələrinin spektral asılılıqları

1.Кринчик Г.С. физика магнитных явлений, М.. Мзд – во Моск. Ун – та, 1985.

2.Yamaguchi M., Kusakabe T., KyinoK., Asano S.. First – principles calculations of the magneto-optical Kerr effect in $\text{LiO} - \text{type}$ ordered alloys. $\text{TM} - x$ ($\text{TM} = \text{Mn}, \text{Fe}, \text{Co}$, x

=Pt,Au).

Physica B, 1999, 270, 17 – 34.

3. Валенчик Л., Ганшина Е.А., Гуцин В.С., Джураев Д.Н., Кринчик Г.С. Оптические и магнитооптические свойства аморфных сплавов на основе железа. Физ. Мет. Метал. 1989,67, 1108-1116.

4. Gan-shina E., Kochneva M., Vashuk M., Vinogradov A., Granovsky A., Guschin V., Scherbak P., Kim Ch.-O., Kim Ch.G. Magneto-optical properties of magnetic nanocomposites. Book of abstract of the International Conference Eastmag 2004,337.

ЭПИТАКСИАЛЬНЫЕ ПЛЕНКИ РЬТЕ/ВІ

А.А.Агасиев, М.М. Панахов, Ч.Г.Ахундов, М.З.Мамедов, С.Н.Сармасов

Бакинский Государственный Университет

Халькогениды свинца относятся к числу хорошо известных перспективных термоэлектрических материалов, работающих в области средних температур (600 - 900 К). В последние годы интерес к этим материалам возрос в связи с возможностью значительного увеличения термоэлектрической добротности в тонкопленочных структурах на основе халькогенидов свинца. Это стимулирует проведение комплексных исследований по изучению влияния технологических факторов (материал подложки, температура подложки, состав шихты и т.д.) на механизм роста, структуру и термоэлектрические свойства тонкопленочных структур на основе халькогенидов свинца. Данная работа посвящена электронно-микроскопическому исследованию механизма роста и структуры пленок РЬТе, сконденсированных на поверхность (001) слюды, и двухслойных пленок РЬТе/Ві, с целью установления условий выращивания двухслойных эпитаксиальных пленок РЬТе/Ві. Пленки РЬТе толщиной $d = (4.0 - 500)$ нм были получены испарением в вакууме $10^{-5} - 10^{-6}$ Па с последующей конденсацией на подложки из слюды, нагретые до температуры $T_{п} = 375\text{К}, 525\text{К}$. Двухслойные пленки были получены путем поочередного термического испарения РЬТе и Ві из вольфрамовых лодочек. Ві конденсировался при $T_{п} = 375\text{К}$ толщина слоя висмута варьировалась в пределах (0.5-50) нм. Толщина пленок измерялась с помощью эллипсометра ЛЭФ-ЗМ-1. Электронно-микроскопическое исследование проведено на электронном микроскопе М-14К. Электронно-микроскопическое исследование показало что пленки, эффективная толщина которых $d < 10$ нм, имеют островковую структуру, при $d \sim 10$ нм - канальную структуру, а пленки толщиной $d \sim 20$ нм являются уже практически сплошными. Зарождение островков РЬТе происходит в ориентациях $(111)\text{РЬТе} \parallel (001)\text{слюды}$ и $(001)\text{РЬТе} \parallel (001)\text{слюды}$. Доминирующее количество островков имеют ориентацию (111) ростом толщины пленок уменьшается количество кристаллитов с ориентацией (001). В результате пленки РЬТе, препарированные при температуре подложки $T_{п} = 525\text{К}$, состоят из кристаллитов с ориентацией (111), если их толщина превышает 50 нм. Тем не менее, даже в пленках толщиной в 100 нм кристаллиты с ориентацией (001) иногда встречаются. Двухпозиционное зарождение кристалликов с ориентацией (111) на поверхности (001) слюды имеет своим следствием то, что в структуре сплошной пленки в избытке образуются двойниковые границы. Эти границы ориентированы перпендикулярно к подложке. Перемещение двойниковых границ в пленках протекающей в ходе конденсации по мере увеличения толщины, приводит к тому, что некоторые из границ смыкаются и аннигилируют. При $T_{п} = 525\text{К}$ увеличение толщины от 20 нм до 120 нм сопровождается уменьшением длины двойниковых границ от 10 мкм/мкм² до 6 мкм/мкм². Пленки, осажденные при $T_{п} = 375\text{К}$, являлись практически эпитаксиальными, но плотность границ двойникового типа в них примерно в 2 раза выше, чем в пленках, препарированных при $T_{п} = 525\text{К}$. В этих пленках наблюдалось также множество очень мелких пор. Еще одним

недостатком таких пленок является низкая воспроизводимость структурных характеристик: в отдельных пленках мы наблюдали появление в большом количестве зерен в ориентации (112)PbTe || (001)слюды. При исследовании двухслойных пленок установлено, что на поверхности (111) кристаллитов теллурида свинца висмут растет в эпитаксиальной ориентации, при которой (001)Bi || (111)PbTe ((hkl) висмута приводятся в гексагональной системе). В этом случае несоответствие кристаллических решеток висмута и теллурида свинца составляет всего 0,3%. Нами наблюдалось псевдоморфное сопряжение висмута и PbTe в образцах с эффективной толщиной висмута от 0,6 нм до 7 нм. В этих образцах пленки висмута являются не сплошными. Фрагменты дислокационной сетки из двух систем дислокаций несоответствия появляются на межфазной границе PbTe/Bi при эффективной толщине пленки висмута в 7 нм. На поверхности (001) теллурида свинца возникают зародыши висмута в ориентации (101)Bi || (001)PbTe. Для этой ориентировки характерно то, что в ней содержится одно направление типа [100], в котором плоскости типа (110) висмута совпадают с плоскостями типа (220) PbTe с несоответствием в 0,3%. В силу симметрии грани (001) PbTe, зародыши (101) висмута занимают на ней две эквивалентные позиции с разворотом на 90^0 вокруг оси [001] PbTe. Наличие в пленке висмута кристалликов различных ориентировок исключает возможность последующего формирования многослойной моделированной эпитаксиальной гетероструктуры.

ВЛИЯНИЕ ЛОКАЛЬНОГО ИЗМЕНЕНИЯ ПЛОТНОСТИ НА ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ МОНОКРИСТАЛЛОВ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ В СИСТЕМЕ TlInSe₂ – TlDySe₂

М.М. Зарбалиев, Э.Г. Мамедов, К.А. Гулиева
Сумгаитский Государственный Университет

Переход от исходного соединения с упорядоченным расположением атомов-компонентов к твердым растворам на его основе сопровождается отклонением от обычной закономерности изменения теплопроводности в зависимости от атомного веса. Это обстоятельство вызвано тем, что для твердых растворов переменного состава превалирует рассеяние фононов на локальных точечных дефектах, и основным фактором, влияющим на тепловые сопротивления, обусловленным точечными дефектами, являются локальные изменения плотности и упругих свойств среды.

С этой точки зрения представляется интересным исследование теплопроводности анизотропных монокристаллов твердых растворов в системе TlInSe₂ – TlDySe₂.

В работах [1,2] исследована система TlInSe₂ – TlDySe₂, обнаружено, что в этой системе образуются твердые растворы TlIn_{1-x}Dy_xSe₂, где $0 < x \leq 0,11$: на основе TlInSe₂ они кристаллизуются в тетрагональной ячейке, как и исходное соединение TlInSe₂, при этом атомы редкоземельного элемента диспрозия частично замещая атомы трехвалентного индия проявляют трехвалентность.

Теплопроводность твердых растворов TlIn_{1-x}Dy_xSe₂ измеряли стационарным методом. Исследованные образцы были монокристаллическими и измерения в них проводились в двух кристаллографических направлениях: при параллельном и перпендикулярном направлениях теплового потока (001) при 80 – 330 К.

Решеточную часть теплопроводности определяли как разность общей теплопроводности и ее электронной составляющей. Вычисление электронной доли теплопроводности показало, что наибольшее значение ее составляет $\sim 1,2 \cdot 10^{-3}$ Вт/(м·К). Таким образом, для твердых растворов электронной частью теплопроводности можно пренебречь.

Для смешанных кристаллов переменного состава TlIn_{1-x}Dy_xSe₂ в рассеянии фононов превалирует рассеяние их от локальных точечных дефектов, и основным фактором, влияющим на тепловое сопротивление, обусловленным точечным дефектом, является

локальное изменение плотности и упругих свойств среды. Локальное изменение плотности в основном зависит от разности средних атомных весов, а локальное изменение упругих свойств – от разности атомных радиусов растворителя, т.е. для данного случая соединения $TlInSe_2$ и растворенного вещества $TlDySe_2$. При проверке теории взаимодействия фононов с точечными дефектами в твердых растворах $TlIn_{1-x}Dy_xSe_2$ задача упрощается тем обстоятельством, что в результате частичного замещения атомов индия атомами диспрозия в $TlInSe_2$ природа межатомных связей остается совершенно без изменения, так как атомы индия и диспрозия изовалентны между собой, но существенно различаются по массе. Таким образом, в нашем случае, локальные изменения плотности в решетке не сопровождаются локальным изменением упругих свойств.

Согласно теории Амбегаоора [3] и Клеменса [4], в выражении теплопроводности неидеальных кристаллов с учетом рассеяния и процессов переброса на точечных дефектах при температуре выше дебаевской, параметр неупорядоченности определяется формулой

$$\Gamma = x(1-x) \left[(\Delta M / \bar{M})^2 + \varepsilon (\Delta \delta / \delta)^2 \right] \quad (1)$$

где x – относительная концентрация примеси, ε - характеризует упругие свойства среды, $\Delta M / \bar{M}$ - относительное изменение массы при замене атомов основного компонента с замещающими атомами

$$(\Delta M = \bar{M}_{OCH} - \bar{M}_{IP}, \bar{M} = x \cdot \bar{M}_{TlInSe_2} + (1-x)\bar{M}_{TlDySe_2}),$$

$\Delta \delta / \delta$ - локальное изменение постоянной решетки.

Поскольку в исследуемой нами системе в области растворимости изменения молекулярного веса и параметров элементарной ячейки с переходом от соединения $TlInSe_2$ к твердым растворам на его основе малы, то вторым слагаемым в формуле (1) можно пренебречь и фононы должны рассеиваться вследствие лишь локальных изменений плотности и при этом коэффициент неупорядоченности вычисляется по упрощенной формуле:

$$\Gamma = x(1-x)(\Delta M / \bar{M})^2 \quad (2)$$

Поскольку в исследованной нами системе

$$TlIn_{1-x}Dy_xSe_2 = Tl[InSe_2]_{1-x}[DySe_2]_x = [TlInSe_2]_{1-x}[TlDySe_2]_x,$$

то

$$\frac{\Delta M}{\bar{M}} = \frac{\bar{M}_{TlDySe_2} - \bar{M}_{TlInSe_2}}{(1-x)\bar{M}_{TlDySe_2} + x\bar{M}_{TlInSe_2}}.$$

Вычисленные соответствующим методом значения теплопроводности находились в хорошем согласии с экспериментальными, что свидетельствует о реальности высказанных предположений относительно радикальных замещений $Tl[InSe_2]_{1-x}[DySe_2]_x$, где $0 \leq x \leq 0,11$ и учета влияния локального изменения плотности среды на теплопроводность кристаллов твердых растворов системы $TlInSe-TlDySe_2$.

1.Зарбалиев М.М. Явление переноса заряда и тепла в системах $TlInS_2(Se_2Te_2)$ – $TlInS_2(Se_2,Te_2)$. Дисс. на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. БГУ. 2001, - 284 с.

2.Зарбалиев М.М., Мамедов Э.Г., Ахмедова А.М., Зейналов Г.И. Российская АН. Неорганические материалы, Т.43. № 12. 2007,с. 1432-1435.

3.Равич Ю.И., Ефимова Б.А., Смирнов И.А. Методы исследования полупроводников в применении к халькогенидам свинца $PbTe$, $PbSe$ и PbS , Москва, : «Наука», 1968. – 384 с.

4.Клеменс П.Э. Пшйс. Рев., 1960. В.119, № 2. п. 507-510.

A₂B₆ BİRLƏŞMƏLƏRİNDƏ AŞQARLARIN LOKAL RƏQSLƏRİNİN TƏDQIQI

Arif Nəcəf oğlu Abbasov
Naxçıvan Dövlət Universiteti

Yarımkəçirici kristalların əksər praktik əhəmiyyətli xassələri onların qeyri-təkmil quruluşu ilə bağlıdır. Kristallara daxil edilmiş aşqarların rəqslərinin öyrənilməsi kristal qəfəsin qeyri-təkmilliyi haqqında birbaşa məlumat verə bilər. Kadmiym-tellur kristallarına litium və selen aşqarları vurmaqla lokal rəqsləri öyrənmək mümkün olmuşdur. Litiumun kristalda böyük dissuzetmə qabiliyyəti hesabına yüksək dərəcədə aşqarlanmış bircinsli nümunələr almaq mümkündür. Li aşqarları CdTe kristallarına Li Cd birləşmələri şəklində daxil edilmişdir. Bu təmiz Li daxil edilən zaman yaranan oksidləşməni azaldır. İki növ materialdan ibarət nümunələr əldə edilmişdir: Li-un konsentrasiyası 0,1% olan və konsentrasiyası 1% olan nümunələrdə ölçmələr aparılmışdır. Li-un böyük konsentrasiyada olduğu kristallar p-növ keçiriciliyə malikdir, dəşiklərin konsentrasiyası $5 \cdot 10^{13} \text{ sm}^{-3}$, yüyrünlüyü $45 \text{ sm}^2 \text{ v}^{-1} \text{ san}^{-1}$ -dir. CdTe qəfəsində litium iki vəziyyətdə ola bilər. Cd atomlarının əvəz olunduğu vəziyyətdə və aralıq vəziyyətdə. Birinci halda maddə akseptor, ikinci halda isə donor xassəsi göstərir. Rəqslər infraqırmızı buraxmar və əksolunma spektrlərinə görə öyrənilmişdir. 293⁰K temperaturda CdTe və CdTe:Li kristallarının infraqırmızı buraxma spektrləri tədqiq olunmuşdur. Tərkibində 1% Li olan nümunələrdə intensiv 270 sm^{-1} udulma zologiyə qeyd olunmuşdur. Bu xətlər CdTe kristalında Li lokal rəqslərin uyğun tezliklər kimi qiymətləndirilir.

Se atomları dövrü sistemdə Te atomları ilə eyni qrupda yerləşdiyindən qarşılıqlı əvəzetmə zamanı yalnız kütlə dəyişməsini nəzərə almaq lazımdır. Selen atomu CdTe qəfəsində ağır Te atomunu əvəz edir. Bu halda aşqarlanmış nümunələrin optik spektrlərində lokal rəqslərin müşahidə olunması labüddür. CdTe_{1-x}S_x bərk məhlullarının x=0; x=0,06; x=0,1 tərkibli kristalları üçün infraqırmızı əksolunma spektrləri öyrənilmişdir. Yüksək tezlik oblastında yerləşən piklərə uyğun tezliklər Se lokal rəqslərinə məxsusdur. R (ω) əksolunma əyrilərinə əsasən ε dielektrin nüfuzluğunun xəyali hissəsinin və İm (-ε⁻¹) funksiyasının spektral asılılığı qurulmuşdur. Bu asılılıqlardan uzununa və eninə optik fononların tezlikləri, lokal rəqslərin tezlikləri, dielektrin sabitinin optik və yüksək tezlikli qiymətləri, sönmə əmsalı, əsas qəfəs və lokal rəqslər üçün ossilyasiya qüvvələri, həmçinin ion yükləri müəyyən edilmişdir. ε və İm (-ε⁻¹) kəmiyyətlərinin spektral asılılıqları göstərdi ki, təmiz CdTe kristalları üçün TO və LO fononlarına uyğun bir maksimum mövcuddur. CdTe kristalların Se aşqarı vurulmuş nümunələrdə isə iki maksimum müşahidə olunur. Yüksək tezlikli maksimum lokal rəqslərə aid edilmişdir. Aşqarların konsentrasiyasını artırmaqla lokal rəqslərin eninə və uzununa rəqslərə parçalanması müşahidə olunur. X=0,1 konsentrasiyada TO-LO parçalanma 6,5 sm^{-1} təşkil edir. Konsentrasiyanın artırılması zamanı, aşqar atomları öz aralarında qarşılıqlı təsirdə olurlar və bütün kristal boyunca yayılan dalğalar meydana gəlir. Bu dalğalar eninə və uzununa xarakterili ola bilər və polyar kristallarda kulon qarşılıqlı təsiri nəticəsində fərqli tezliklər alınır. T=293⁰C temperaturda CdTe+Se kristalları üçün əsas qəfəs rəqslərinin tezlikləri $\omega_{\text{TO}}=140,5 \text{ sm}^{-1}$, $\omega_{\text{LO}}=166 \text{ sm}^{-1}$ alınmışdır. Lokal rəqslərin tezlikləri aşağıdakı kimi müşahidə olunmuşdur: $\omega_{\text{TO}}=172,4 \text{ sm}^{-1}$; $\omega_{\text{LO}}=174,6 \text{ sm}^{-1}$. CdTe kristalında anionun əvəz olunması zamanı meydana çıxan aşqar rəqslərini öyrənməklə yanaşı, kationun əvəz olunması ilə yaranan lokal rəqslər də öyrənilmişdir. Kadmiym-tellurid kristalına yüngül Zn aşqarları daxil etməklə kristal qəfəsdə kadmiym atomlarını əvəz etmək mümkündür. Zn_{0,1}Cd_{0,9} Te tərkibli nümunələrdə 170 sm^{-1} tezliyində lokal rəqslər müşahidə edilmişdir. Infraqırmızı əksətmə spektrlərinə görə Kramers-Kroniq analizi aparılaraq LO və TO fononların tezlikləri müəyyən olunmuşdur. Parçalanmış lokal rəqsə uyğun eninə fononun tezliyi, uzununa fononun tezliyindən böyükdür. Lokal rəqslər aşqarın yalnız müəyyən böhran konsentrasiyasından (x>x_b) sonra müşahidə olunur. Bu faktorlar göstərir ki, x→0 olduqda biz lokal yox, kvarzilokal və ya rezonans rəqslərlə rastlaşırıq.

Kadmium-selen kristallarında tellur aşqarları infraqırmızı spektroskopiyaya üsulları ilə tədqiq

olunmuşdur. Tellur ($m=127,6$) ağır aşqandır və selen ($m=79$) atomunu əvəz edir. Bu halda aşqara uyğun rəqslərin yaranmasını gözləmək olar. $CdSe_{0,9}Te_{0,1}$ və $CdSe_{0,75}Te_{0,25}$ bərk məhlullarında belə rəqslər müşahidə olunmuşdur. $CdSe$, $CdSe_{0,75}Te_{0,25}$ və $CdSe_{0,9}Te_{0,1}$ kristalları üçün infraqırmızı əksolunma spenktrləri ölçülmüşdür. Eksperimental spektrlər Kramers-Kroniq münasibətlərinə görə araşdırılmış, $CdSe:Te$ sisteminin bütün optik sabitləri təyin olunmuşdur.

Eksperimental asılılıqların $x=0$ halındakı spektrlərlə ekstrapolyasiyası eninə və uzununa fononların tezliklərini müəyyən etməyə imkan verir. $\omega_g=154\text{sm}^{-1}$ aşqar rəqslərinə uyğun tezlik kimi qiymətləndirilmişdir. $CdSe$ hensoqonal quruluşa malik olduğundan yuxarıdakı metodika ona tətbiq oluna bilmir. $CdSe$ kristalları üçün fonon spektrləri hesablanmamışdır. CdS kristalları üçün hesablanmış spektr əyriləri mövcuddur. $CdSe$ birləşmələri üçün hal sıxlığı CdS kristallarının hal sıxlıqlarına uyğundur.

Bu mülahizəyə görə aşqar rəqslərinin tezliklərini tezlik şkalasında müəyyən dəyişiklik etməklə təyin etmək olur.

Belə düzəlişlər aparmaqla aşqar rəqslər üçün tezliyin qiymətinin $\omega_g=152\text{m}^{-1}$ qəbul edilməsi daha məqbuldur.

Lokal rəqslərin tədqiq olunmasının ümumi üsulundan, yəni onların tezliyinin udulma spektrlərinin piklərinə əsasən təyini üsulundan fərqli olaraq, biz fontları eksperimental əksolunma spektrlərində aşqar rəqslərinə uyğun zəif quruluşları tədqiq etməklə araşdırmışıq. Bu üsul aşqar rəqslərin tezliklərini müəyyən etməklə yanaşı lokal rəqsləri xarakterizə edən geniş optik sabitlər toplusunu təyin etməyə imkan vermişdir.

КОЛИЧЕСТВЕННОЕ НЕСОГЛАСИИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ И КОЭФФИЦИЕНТА ХОЛЛА В Ag_2S ПРИ ФАЗОВОМ ПЕРЕХОДЕ

В. И. Эминова, М. Б. Джафаров, Ф. Ф. Алиев, Н. А. Вердиева *

*Институт Физики НАН Азербайджана
Азербайджанская Государственная Нефтяная Академия **

Одним из основных признаков соединений Ag_2X^{VI} (X - Te, Se, S) является собственная дефектность, обуславливающая отклонения от стехиометрии и изменяющая энергетические и кинетические параметры носителей заряда. Неполное заполнение тетраэдрических и октаэдрических пустот приводит к кристаллизации соединений Ag_2X^{VI} в решетках собственных дефектов. Наличие же вакансий в подрешетке Ag^+ влияет на механизм электро и теплопереноса. С ростом температуры увеличивается число таких дефектов и при определенной температуре происходят структурные фазовые переходы (ФП). При этом скачкообразно изменяются электрофизические свойства. Одним из соединений Ag_2X^{VI} является Ag_2S .

Показано, что в Ag_2S при ФП σ увеличивается на несколько порядков, а R уменьшается в $\sim 3\div 4$ раза. Выявление количественного несогласия изменений R и σ требует проведения комплексных расчетов с учетом возможных механизмов процесса с выяснением зонных параметров носителей заряда и роли дефектов, образующихся при ФП.

Для выявления данного факта проведены расчеты в рамках двухзонной модели со сферическими и несферическими изоэнергетическими поверхностями и также приувеличено электро и нейтральных дефектов

Известно, что ФП типа "порядок-беспорядок", к числу которых относятся переходы в кристаллах Ag_2S , сопровождаются скачкообразным изменением отношения разупорядочившихся катионов Ag_i^+ к числу междоузлий, что приводит к резкому росту

дефектов-вакансий в узлах (V_{Ag}) и ионов (Ag_i^+) в междоузлиях. В кристалле Ag_2S с такими дефектами могут быть вакансии V_{Ag} и V_S , междоузельные атомы Ag_i и чужеродные атомы Ag_S , S_{Ag} . Они могут проявлять себя, как электроактивные, так и нейтральные примеси. Нейтральные дефекты могут оказать влияние на $\sigma(T)$ и $R(T)$ как рассеивающие центры, а электроактивные Ag^+ могут быть существенно изменить плотность состояний электронного газа. В этом случае чего сильно изменяются $\sigma(T)$ и $R(T)$ при ФП. Отсюда следует, что скачкообразные изменения $\sigma(T)$ и $R(T)$ в Ag_2S при ФП обусловлены не только изменениями их зонных параметров, но и концентрациями электроактивных и нейтральных дефектов. Сильное изменение $\sigma(T)$ при ФП также связано с параметром упорядочения η . Известно, что η зависит от концентрации электроактивных примесей и отклонением от стехиометрии, указывающие на дополнительное разупорядочение системы фаз в области ФП. В случае Ag_2S атомы Ag не жестко закреплены на своих местах, благодаря чему реализуется при резком охлаждении кристалла выше температуры ФП происходит дополнительное образование дефектов. В этих условиях V_{Ag} и V_S успевают прийти к тепловому равновесию, и их термодинамический потенциал усредняется с учетом хаотичного расположения V_{Ag} и V_S .

Здесь особое внимание уделяется минимуму энергии в области ФП. Это может быть связано с тем, что, для ФП основную роль играет изменение внутренней энергии кристалла, которая является суммой всех энергии, заключенных в структуре, т. е., здесь может присутствовать энергия различных связей между атомами, химические связи и др. Если пренебречь другими членами внутренней энергии, то главной изменяющейся частью будет энергия химических связей между атомами. Когда две структуры отличаются настолько сильно, что нельзя перейти от одной к другой без разрыва первоначально имевшихся химических связей. В случае чего можно ожидать, что все энергии (ϵ_g , E_1 , E_2) должны проходить через минимум.

Установлено, что в низкотемпературной моноклинной фаза α - Ag_2S пространственная группа соответствует $P_{2_1/n}$, где связь преимущественно ковалентная. Высокотемпературная модификация β - Ag_2S имеет ОЦК и пространственная группа соответствует $F3$, а химические связи соответствует ковалентно-ионным, т. е. симметрии и химические связи α - и β - фазы сильно отличаются. С учетом выше сказанной, можно предполагать, что $\alpha \rightarrow \beta$ переход в Ag_2S сопровождается прохождением энергии через минимумы с температурой в области ФП.

Уменьшение $\sigma(T)$ после ФП может быть связано с сильным уменьшением подвижности носителей заряда с температурой за счет рассеяния носителей заряда на тепловых колебаниях решетки и дефектов, а также электрон-дырочные компенсации. Однако, последняя версия не наблюдается на зависимости $R(T)$ после ФП, что обусловлено сильным вырождением электронного газа.

И так качественное несогласие $\sigma(T)$ и $R(T)$ в области ФП происходит одновременно с изменением концентрации носителей заряда, возникающий за счет изменения зонных параметров и электроактивных дефектов. Последнее же возникает за счет перехода ионов серебра от узлов к междоузлиям.

ВЛИЯНИЕ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА Ag_2Se .

М.Б.Джафаров, А.А.Саддинова, Ф.Ф.Алиев*

Институт физики НАН Азербайджана, 370143, г.Баку, пр.Джавида 33

Исследованы температурные зависимости электропроводности $\sigma(T)$, термоэдс $\alpha_0(T)$, $\Delta T_x(T)$ коэффициента Холла $R(T)$ и проведен $\Delta T_y(T)$ стехиометрического образца Ag_2Se и образцов с избытком Se и Ag до 0.1 at.%. На всех образцах примерно при 390 К наблюдается небольшой пик $\sigma(T)$, затем при $T \sim 395\text{K}$ σ резко уменьшается, а зависимость $\alpha_0(T)$ перед основным ФП проходит через минимум, и при $T \sim 397\text{K}$ резко уменьшается. Для всех образцов $R(T)$ до и после $\alpha \rightarrow \beta$ перехода практически не зависит от температуры.

А так же проведен дифференциальный термический анализ (ДТА) $\Delta T_y(T)$ и исследован градиент температуры вдоль образца $\Delta T_x(T)$ для всех образцов Ag_2Se при $\alpha \rightarrow \beta$ переходе. На $\Delta T_y(T)$ максимумы наблюдаются при $T \sim 389, 395$ и 405K но на зависимостях $\sigma(T)$ и $\alpha_0(T)$ раньше. По данным $\Delta T_y(T)$ можно предположить, что основной ФП сопровождается дополнительными переходами $\alpha \rightarrow \alpha'$ и $\beta' \rightarrow \beta$ примерно по схеме $\alpha_{383} \rightarrow \alpha'_{395} \rightarrow \beta'_{405} \rightarrow \beta_{416\text{K}}$. Привлекает внимание тот факт, что максимум, который при $T \sim 395\text{K}$, является сильно антисимметричным по оси ΔT_y (ординат). Можно предполагать, что это связано с числом дефектов, происходящих при ФП. Использовано определение методика по данным $\Delta T_y(T)$ изменения энтропии ΔS и энтальпии превращения ΔH в условной точке перехода T_0 , а также минимального объема фазовой флуктуации V и теплоты ФП Q . $\Delta T_x(T)$ при $T \sim 400\text{K}$ проходит через глубокий минимум, а до и после основного ФП ($\sim 400\text{K}$) наблюдаются небольшие пики.

Установлено, что в низкотемпературной орторомбической фазе симметрия в Ag_2Se соответствует P_{222} , где связь преимущественно ковалентная. Высокотемпературная модификация Ag_2Se имеет ОЦК, пространственная группа $F 43m$, а химические связи соответствует ковалентно-ионным. Видно, что симметрии и химические связи низко и высокотемпературной фаз сильно отличаются. Эти факты свидетельствуют о том, что $\alpha \rightarrow \beta$ переход не может происходить без промежуточных α' и β' фаз, т.е. они являются как бы мостом для перестройки решетки $\alpha \rightarrow \beta$. Если при $\alpha \rightarrow \alpha'$ и $\beta' \rightarrow \beta$ переходах несущественно изменяются симметрия и химические связи, то когда можно предположить, что их изменения происходят только при $\alpha' \rightarrow \beta'$ переходе, где $\Delta S/R < \ln 2$. Это свидетельствует о том, что $\alpha' \rightarrow \beta'$ относится к реконструктивному типу.

Установлено, что в $\alpha' \rightarrow \beta'$ переходе при критических температурах ($\sim 400\text{K}$) $\Delta T_x(T)$ проходит через глубокий минимум. Этот факт также наблюдался при исследовании температурпроводности, методом светового импульса.

При постоянной мощности $\Delta T_x(T)$ отражает обратный ход температурной зависимости коэффициента теплопроводности $\chi(T)$ и теплоемкости $C_p(T)$. Поэтому минимум $\Delta T_x(T)$ может быть обусловлен либо за счет возрастания $\chi(T)$, либо за счет сильного увеличения $C_p(T)$.

В $\alpha' \rightarrow \beta'$ переходе при температуре T_0 химические связи разрываются. В этом случае кристалл ведёт себя как плотный газ. В этой модели (модель плотных газов и жидкостей) рассматривается плотный газ или жидкость, состоящие из \bar{N} твердых непроницаемых сфер диаметром d , помещенных в объем \bar{V} . Эти молекулы (или атомы) расположены так, что образуют кубическую решетку, причем расстояние между их центрами равно $(\bar{V}/\bar{N})^{1/3}$. Для молекул с точечной массой ($d=0$) этот объем равен кубу с ребром $2(\bar{V}/\bar{N})^{1/3}$. Уравнение состояния плотного газа имеет следующий вид:

$$p[\bar{V} - 0,7816b^{1/3}\bar{V}^{2/3}] = RT \quad (1)$$

что является приближенным уравнением состояния для газа из твердых сферических молекул (атомов) при больших плотностях. Численное значение постоянной зависит от избранного типа упаковки кристалла. Например, для ГЦК постоянная (a) равна 0,6962, а для ОЦК-0,7163 нм. Другая постоянная b_0 равна $(2/3\bar{N}d^3)$. По сравнению « a » и « b_0 » в (1) с постоянными « a_0 » (для ОЦК Ag_2Se $a_0=0,498$ нт) и « b_0 » в Ag_2Se при $\alpha' \rightarrow \beta'$ переходе, обнаруживаем небольшую разницу. Поэтому, не учитывая маленькое отклонение между « a », « b » в (1) и « a_0 », « b_0 » в Ag_2Se в точке T_0 , можно рассчитать χ , используя модели плотных газов и жидкостей,

$$\chi = 2,8k_0V_0^{-2/3}\xi^{-1/2}U_s \quad (2)$$

где k_0 -постоянная Больцмана, $V_0^{1/3} = (\bar{V}/\bar{N})^{1/3}$, \bar{N} -число атомов, \bar{V} -объем элементарной ячейки, $\xi = C_p/C_V$ -отношение теплоемкости при постоянном давлении к при постоянном объеме, где $\xi = 1,15$, U_s -скорость распространения звука в плотных газах ($U_s = 3,5 \cdot 10^5 \text{ cm/c}$). Из расчета получено, что $\chi = 1,2 \cdot 10^{-4} \text{ W/cm} \cdot \text{K}$ т.е., в точке T_0 χ не увеличивается, а наоборот-уменьшается.

Известно, что при ФП удельная теплоемкость определяется следующим образом:

$$C_p = C_{p_0} + \Delta C_p L + T\Delta S \frac{dL}{dT} \quad (3)$$

где $C_{p_0} = 19,6 \text{ cal/mol} \cdot \text{K}$ -удельная теплоемкость до ФП, $\Delta C_p = Q/m\Delta T$,

$$L(T) = \left\{ 1 + \exp[-a'(T - T_0)] \right\}^{-1}, \quad dL/dT = \frac{a'}{2} \frac{1}{1 + \exp[a'(T - T_0)]}$$

скорость ФП, m - масса

кристалла и a' -постоянная, характеризующая степень размытого ФП, зависит от объема возможных фазовых флуктуаций, энергии и температуры ФП. Используя значение Q, a' и T_0 , мы определили значение C_p для каждого ФП при температуре T_0 . Определено, что при $\alpha' \rightarrow \beta'$ C_p сильно возрастает, что приводит к сильному уменьшению ΔT_x . Известно, что при ФП первого рода C_p в точке T_0 разрывается, благодаря чему может быть значение ΔT_x уменьшается сильно. Причина этого вытекает из вышеизложенного механизма реконструктивного перехода, т.е. за счет изменения тепловых колебаний угла связей, что приводит к образованию локальной тепловой энергии, и в результате происходит изменение этой энергии с температурой. С ростом температуры число обращенных областей возрастает быстро и каждое локальное обращение облегчает обращение соседних участков. При достижении температуры T_0 все узлы кристалла колеблются с равными амплитудами (идет

синхронизация колебаний узлов), благодаря чему передачи энергии от одной стороны к другой не происходит. В итоге сильно возрастает теплоемкость ($c = dE/dT$) и за счет этого уменьшается ΔT_x с ростом температуры.

NANOÖLÇÜLÜ KONTAKTLARLA Au-nSi ŞOTTKI DİODLARININ QEYRİ-BİRCİNSLİYİNİN TƏDQIQI

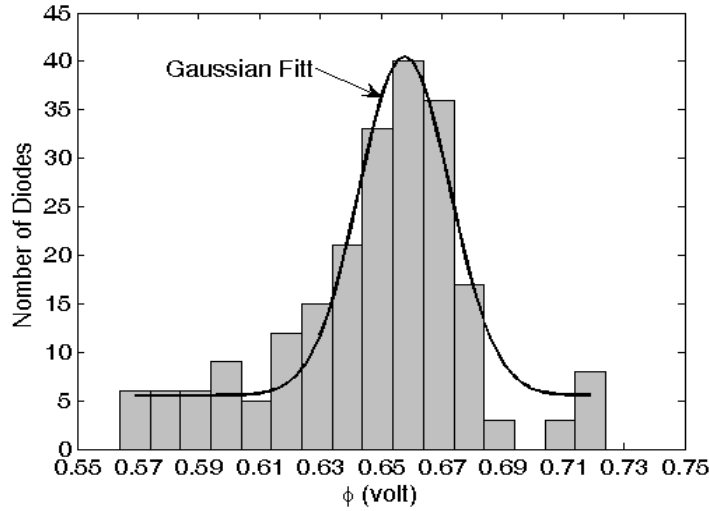
R.Q.Məmmədov, M.A.Yeganeh, K.Ə.Yusifova

Bakı Dövlət Universiteti

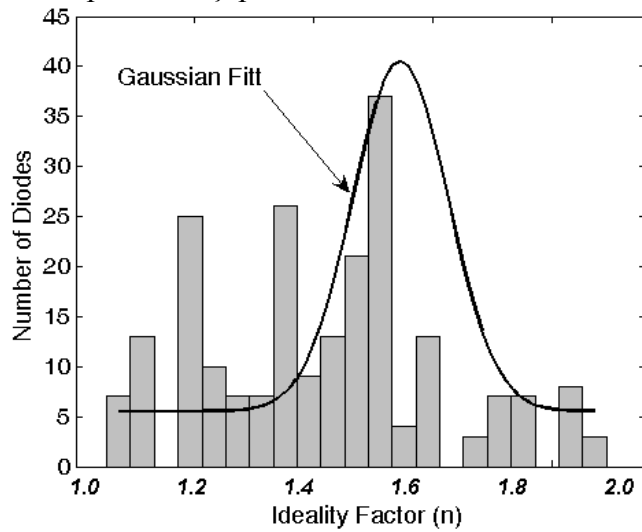
Mikroelektronikanın inkişafı ilə əlaqədar olaraq Şottki diodları (ŞD) bir tərəfdən həm diskret yarımkeçirici cihazlar, həm də integral cəhəmlərin komplektləşdirici elementləri kimi geniş istifadə olunur, digər tərəfdən isə onlarda baş verən elektron prosesləri intensiv olaraq nəzəri və eksperimental tədqiq olunur. Tam əsasla 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. Kontakt səthi bircins olsa belə, kontakt səthi ilə onu əhatə edən metal və yarımkeçiricinin sərbəst səthləri arasında yaranan potensiallar fərqi hesabına real DŞ qeyri-bircins olur. Son illər real DŞ-lərdə baş verən elektron proseslərdə kontaktın emissiya qeyri-bircinsliyinin rolunun tədqiqinə böyük maraq göstərilir. Bu baxımdan real DŞ-lərin kontakt səthinin Atom qüvvə mikroskopu (AQM) vasitəsilə tədqiqinə ciddi ehtiyac duyulur.

Standart fotolitoqrafiya texnologiyasından istifadə edərək Au metalı ilə n- tip Si kontaktları əsasında hazırlanmış müxtəlif diametrlı (5-100 mkm) Şottki diodları tədqiq edilmişdir. ŞD-lərin voltamper xarakteristikaları SPM-DS 950 modeli AQM ilə ölçülmüşdür. Nümunələrin hazırlanması üçün xüsusi müqaviməti 5 Om sm və qalınlığı 300 mkm olan n-tip silisium lövhəsinin (111) kristalloqrafik orientasiyalı səthində 0,3 mkm qalınlıqlı nazik oksid (SiO_2) təbəqəsində açılmış müxtəlif diametrlı yuvalara $\sim 10^{-6}$ Torr vakuumda termik tozlandırma üsulu ilə qalınlığı 0,2 mkm olan nazik qızıl təbəqə çəkilmişdir. Məlum kənar (periferiya) effektlərin elektrik deşilməsinə təsirini aradan qaldırmaq üçün metal nazik təbəqənin konfigurasiyası elə seçilmişdir ki, o yuvaların periferiya boyunca ətraf oksid təbəqəsini 100 mkm enində örtür. Ölçmələr otaq temperaturunda aparılmışdır.

ŞD-lərin nazik qızıl təbəqəsi boyunca $2,5 \times 2,5$ mkm² sahələrdə 8 sətir və 8 sütunlu matrisdə bir – birindən 0,2 mkm məsafədə yerləşən 64 nöqtəvi kontaktların voltamper xarakteristikaları AQM ilə ölçülmüşdür. Düz istiqamətdə 0- +1 V və əks istiqamətdə 0- -5 V gərginlik intervallarında və cərəyanın 10^{-14} – 10^{-3} A intervallarında ölçmələr aparılmışdır. Müəyən edilmişdir ki, matrisin müxtəlif nöqtələrinin voltamper xarakteristikaları həm düz, həm də əks istiqamətlərdə bir-birindən kəskin fərqlənirlər.



Şəkil 1. Nanoölçülü SD-lərin potensial çəpərlərinin hündürlüklərinin histoqramması.



Şəkil 2. Nanoölçülü SD-lərin ideallıq əmsallarının histoqramması.

300 nöqtəvi SD-lərin voltamper xarakteristikaları vasitəsi ilə SD-lərin potensial çəpərlərinin hündürlükləri və ideallıq əmsalları hesablanmışdır.

SD-lərin potensial çəpərlərinin hündürlüklərinin histoqramması Şəkil 1 –də, ideallıq əmsallarının histoqramması isə Şəkil 2 –də göstərilmişdir.

Real SD-lərdə termoelektron emissiya nəzəriyyəsinə görə voltamper xarakteristikasının aşağıdakı məlum [1]:

$$I = SAT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BO} \pm \Delta\Phi_B}{kT}\right) \left[\exp\left(\pm \frac{qU}{kT}\right) - 1 \right]$$

ifadəsində əlavə elektrik sahəsi nəzərə alındıqda $\Delta\Phi_B = \pm\beta qU$ olur və $qU \gg kT$ ödəndikdə onların düz istiqamətdə ($U>0$) I-V asılılığı

$$I_F \approx SAT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BO}}{kT}\right) \exp\left(\frac{qU}{nkT}\right)$$

olur. Bu düstur yuxarıdakı şəkilləri izah etməyə imkan verir.

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

NANOELEKTRONIKA ÜÇÜN PARADIQMA

F-r. e.d. Əsgərov Ş.Q.

Bakı Dövlət Universiteti

Nanoelektronika (NE) çox böyük miqyaslı elmi, və ictimai hadisə olduğundan ona fəşəfi baxış zəruridir. Belə baxışın ictimai əhəmiyyəti böyükdür. Əks təqdirdə dalana dirənmək mümkündür.

Bu yeni elm –istehsal sahəsi boş yerdə yaranmayıb. Bir çoxları hesab edirlər ki, NE öz başlanğıcını XX əsrin ixtirası sayılan və 1905 ildən- Li de Forest tərəfindən ixtira olunan vakuum triodunun ixtirasından götürür. Ona görəki, bu ixtira bir çox yeni elm sahələrinin (radiofizika, radiotexnika, parioelektronoka) yaranmasına səbəb oldu.

Hal - hazırda NE haqqında paraqmatik fikirlər çoxdur. Akademiya və Universitet elmlərinin nümayəndələri az qala nanoelmlərin (nanoelektronikanın, nanotexnologiyaların, nanomaterialların və s.) böyük elmi –texniki inqilab yaradacağını və dünyanın mənzərəsini dəyişəcək ümidi ilə yaşayırlar. Ancaq amerkanlı alim - filosof T. Kuna görə elmin müxtəlif sahələrində inqilab o zaman baş verir ki, həmin sahənin əsas müddəsi - paradıqması dəyişir. Necə ki, mikrozerəciciyə dalğa kimi baxmaqla, klassik fizika ilə yanaşı kvant fizikası da yarandı və inkişaf etdi.

Bərk cisimilər elektronikasının həm nəzəri, həm də praktiki aspektlərini dərindən bilən rusiyalı professor Y. Nosov elmin tarixindən paralellər gətirərək, birmənalı şəkildə bəyan edir ki, NE yaranması elektronikanın paradıqmasını dəyişmişir /1/. Prof. Nosov hesab edir ki, elektronikanın cəmi bir dəfə paradıması dəyişibdir. Bu da 1948- ci ildə tranzistorun ixtirası ilə bağlıdır. Şübhəsiz tranzistorun ixtirası XX əsrin ən böyük ixtiralarından biridir və bu səbəbdən də Nobel mükafatına layiq görülmüşdür. Qeyd edək ki, tranzistor radio sxemlərdən triodı sıxışdırma bilmişdir. Radioelektron qurğuların (REQ) çəkisini, həcmi, etibarlılığını və işlətdiyi enerjini dəfələrlə azaltmışdır, ancaq yeni elm sahələri yaratmamışdır. Onun ixtirası triodun ixtirası ilə müqayisədə inqilabi hesab etmək, mənəcə düzgün deyildir. Çünki, həm tranzistorun ixtirasından qabaq, həm də sonra REQ və məişət cihazları üçölçülü qutuda yığılırdı.

Elektronikanın yüz illik inkişaf tarixinə başqa bucaq altında nəzər salsaq görürük ki, bu elm sahəsi gözləyimiz qarşısında həm təkamül yolu ilə, həm də inqilablar yolu ilə inkişaf etmişdir. Hesab etmək olar ki, elektronikada növbəti inqilabı *planar texnologiya* yaratdı. Planar texnologiya REQ üç ölçüsüdən birini götürdü. Sxemlər ikiölçülü səthdə yığıldı. Nəticədə, *Mikroelektronika* və *Sxemotexnika* kimi yeni elm sahələri yarandı. Ölçünün birin götürmək monolit sxemlərin yaranmasına səbəb oldu və elektron cihazlarının ölçüləri mikronlarla ölçüldü. Yeni sxemlər- İS, BİS, ÇBİS yarandı. Bir çip üzərində milyonlara aktiv və passiv elementləri cəmləmək mümkün oldu. Mikroelektronika - nazik təbəqələr və yarımkeçiricilər fizikasının, inteqral texnologiya və sxemotexnikanın əsasında inkişaf edirdi.

NE mikroelektronika üçün zəruri olan iki ölçüdə birini sırdan çıxarmağa cəhd edir. İlkin nəticələr bu texnologiyanın bir tərəfdən inqilabı dəyişiliklər yaradacağına ümidi artırır, digər tərəfdən 10-15 il keçməsinə baxmayaraq NE-nın yaratdığı böyük və inqilabı nəticələr yoxdur. Məlumdur ki, bütün böyük elmi-texniki proyektlər (kosmosun fəthi, atom enerjisindən istifadə) həyatda 4-6 ilə reallaşır.

Nanoelektronika elmi nanofizikaya, nanotexnologiyaya və nanosxemotexnikaya söykənərək inkişaf edəcəyi güman edilir. Əgər belə olarsa, onda belə nəticəyə gəlmək olar ki, o elektronikanın paradıqmasını dəyişəcək və qarşıda bizi yeni inqilabı dəyişiliklər gözləyir.

Ədəbiyyat

1 Носов. Ю. Р., Сметанов А. Ю. На пути в нанoelektroniku «Промышленные Ведомости», №5-6, 2008.

Au₁₆ NANOHISSƏCİYİNİN KVANTMEXANİKİ TƏDQIQI

A.Q.Həsənov, F.H.Paşayev, S.Ə.Axundov

BDU “Nanomaterialların kimyəvi fizikası” kafedrası, E-mail: ahasanov2003@hotmail.com

İşdə 16 qızıl atomundan ibarət Au₁₆ nanohissəciyinin elektron quruluşu öyrənilmişdir. Au₁₆ nanohissəciyinin fəza quruluşu içi boş çoxüzlü şəkliyədir. Nanohissəciyin diametri 0,6 nm tərtibindədir. Üzləri düzgün üçbucaqlardan təşkil olunmuşdur. Qızıl atomları üçbucaqların təpələrində yerləşir (Şəkil 1).



Şəkil 1. Au₁₆ nanohissəciyinin fəza quruluşu

Au₁₆ nanohissəciyinin orbital enerjiləri, ionlaşma potensialının qiyməti, tam elektron enerjisi və atomların effektiv yüklərinin qiymətləri hesablanmış və molekulyar orbitalların analitik ifadələri tapılmışdır. Hesablamalar valent elektronları yaxınlaşmasında aparılmışdır. U_i molekulyar orbitalları Au atomlarının 6s-, 5d_{x²-y²}-, 5d_{xz}-, 5d_{z²}-, 5d_{yz}-, 5d_{xy}- atom orbitallarının xətti kombinasiyası şəkliyə axtarılmışdır. Hesablamalar zamanı m=96 bazis atom orbitallarından istifadə olunmuşdur.

$$U_i = \sum_{q=1}^m c_{qi} \chi_q \quad (1)$$

χ_q atom orbitalları kimi Sleyter atom orbitallarından istifadə olunmuşdur. Atom orbitallarının eksponensial parametrlərinin qiymətləri elmi ədəbiyyatdan məlum olan qaydalar əsasında müəyyən olunmuşdur. c_{qi} naməlum əmsallarının qiymətləri molekulyar orbitallar metodunun aşağıdakı xətti bircinsli tənliklər sisteminin həllindən tapılır:

$$\sum_{q=1}^{96} (H_{pq} - \varepsilon_i S_{pq}) c_{qi} = 0, \quad p = 1, 2, \dots, 96 \quad (2)$$

H_{pq} -effektiv Hamilton operatorunun matris elementləridir. Effektiv Hamilton operatorunun aşkar ifadəsi məlum deyildir. Buna görə də işdə H_{pq} matrisi elementlərini hesablamaq üçün Volfsberq-Helmhols yaxınlaşmalarından istifadə olunmuşdur. ε_i i-ci molekulyar orbitala uyğun enerjidir. $S_{pq} = \int \chi_p \chi_q$ atom orbitalları arasında örtmə inteqrallarıdır. Onları hesablamaq üçün müəlliflərin aldıkları və müxtəlif beynəlxalq elmi jurnallarda çap olunmuş analitik ifadələrdən istifadə olunmuşdur [1, 2, 3]. Bu ifadələr əsasında örtmə inteqrallarını hesablamaq üçün atom orbitalları və molekulyar orbitalların sayı; atom orbitallarının baş, orbital, maqnit kvant ədədləri və eksponensial parametrlərin qiymətləri; atom nüvələrinin yükü; atom orbitallarının hansı atoma aid olduğunu bildirən “mərkəzin növü” parametrlərinin qiymətləri; atom nüvələrinin dekart koordinat sistemində koordinatları tələb olunur.

(2) tənliklər sistemini həll olunaraq c_{qi} əmsallarının qiymətləri, orbital enerjilər və

nanohissəciyinn tam elektron enerjisi tapılmışdır. Kupmans teoremindən istifadə edərək Au_{16} nanohissəciyinin ionlaşma potensialının qiyməti hesablanmışdır. C_{qi} -ləri bilərək qızıl atomların effektiv yükləri müəyyən edilmişdir.

Kompüter hesablamaları “Nanomaterialların kimyəvi fizikası” kafedrasında mövcud olan proqramdan istifadə edərək aparılmışdır.

Ədəbiyyat

1. Paşayev F.H., Həsənov A.Q. Atom və molekullrain elektron quruluşunun öyrənilməsində örtmə inteqrallarının rolu. «Elm və təhsildə İnformasiya və kommunikasiya texnologiyalarının tətbiqi» Mövzusunda III Beynəlxalq konfransın materialları, Bakı, 14-16 oktyabr 2009, Azərbaycan.
2. F.G.Pashaev. Use of Filter-Steinborn B and Guseinov Q_{ns}^q auxiliary functions in evaluation of two-center overlap integrals over Slater type orbitals, J Math Chem (2009) 45: 884–890.
3. I.I.Guseinov, B.A.Mamedov. Unified treatment of overlap integrals with integer and noninteger n Slater-type orbitals using translational and rotational transformations for spherical harmonics, Canadian Journal of Physics, 82 (2004) 205-211.

AMORF XƏLİTƏLİ $Al_{0,8}Ni_{0,2}/n$ -Si DİODLARININ ELEKTROFİZİKİ PARAMETRLƏRİ ARASINDA KORRELYASIYANIN TƏDQIQI

İ.M.Əfəndiyeva, L.K.Abdullayeva, T.Z.Quliyeva, Ş.M.Qocayeva, M.N.Ağayev,
Ş.S.Süleymanov

Bakı Dövlət Universiteti, Fizika Problemləri ETİ

Elektronikanın müasir inkişafı bir tərəfdən fundamental elmlərin (bərk cisim fizikası, yarımkeçiricilər fizikası), digər tərəfdən texnologiyanın uğurlarına əsaslanır. Bu sahədə son elmi nailiyyətlər göstərir ki, mikroelektronikanın (həm də nanoelektronikanın) gələcək inkişafı- yeni fiziki və texnoloji ideyalar əsasında mümkündür. Bu baxımdan metal-yarımkeçirici kontaktı (MYK) və metal -yarımkeçirici kontaktının toxunma sərhəddində (TS) baş verən elektrofiziki proseslərin araşdırılmasına maraq nəzərə çarpacaq dərəcədə artmışdır [1,2,3]. Belə ki, xassələri öncədən məlum olan cihazların yaradılması müasir cihazqayırmanın ən mühüm tələbatlarındanır. Bu tələbatı ödəmək məqsədilə kontakt strukturlarında elektrofiziki parametrlərinin və yükdaşıyıcıların daşınma mexanizminin öyrənilməsinə böyük diqqət ayrılır [4,7].

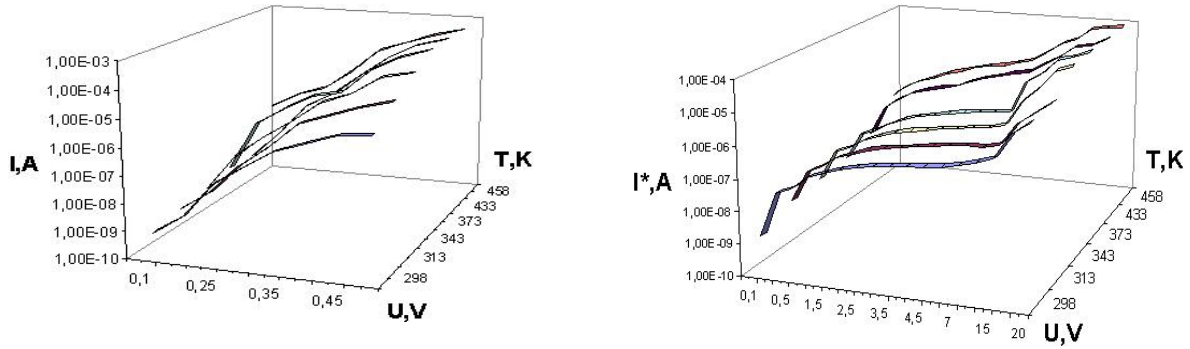
Yuxarıdakıları əsas tutaraq amorf metal təbəqəli $Al_{0,8}Ni_{0,2}$ -nSi Şottki diodları tədqiq edilmişdir.

Eksperimentin keçirilməsi və alınmış nəticələrin müzakirəsi

$Al_{0,8}Ni_{0,2}$ amorf xəlitəsi vakuum elektron-şüa buxarlanması metodu ilə alınmışdır [6]. Altıq olaraq (111) oriyentasiyalı n-tip silisium lövhəsindən istifadə olunmuşdur. Diod matrisi sahələri $(1\div 14)\times 10^{-6}sm^2$ diapozonunda dəyişən 14 dioddan ibarətdir.

$Al_{0,8}Ni_{0,2}/n$ -Si diodlarının volt-ampere xarakteristikaları (VAX) geniş temperatur $(298\div 458)K$ və gərginlik (düz istiqamətdə $(0,1\div 0,5)V$, əksinə istiqamətdə $(0,1\div 20)V$) intervalında tədqiq edilmişdir. Tədqiq olunan nümunələr diod nəzəriyyəsinin bütün tələblərinə cavab verir.

İşdə ümumi şəkildə $8\times 10^{-6}sm^2$ ölçülü sahəyə malik diodlun tədqiqindən alınan nəticələr əks olunmuşdur.



Şəkil 1. Sahəsi $8 \times 10^{-6} \text{sm}^{-2}$ olan AlNi/n-Si Şottki diodlarının müxtəlif temperaturalarda a) düz və b) əks istiqamətdə volt-ampere xarakteristikası

VAX metodundan istifadə edərək elektrofiziki parametrlər: potensial çəpərin hündürlüyü

$$\Phi_b = \frac{kT}{q} \ln \frac{A_0 T^2}{j_s} \quad (1)$$

və qeyri-ideallıq əmsalı

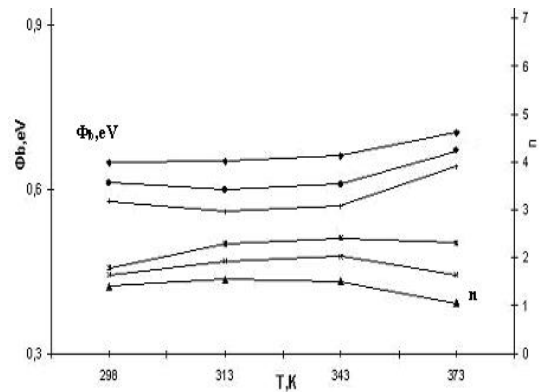
$$n = \frac{q}{kT} \frac{dV}{d \ln I} \quad (2)$$

hesablanmış və aşağıdakı qrafik qurulmuşdur. (şək.2.)

Əldə olunan nəticələr ədəbiyyatdan məlum qiymətlərə uyğundur [9,10,11].

Tədqiq edilən kontaktın dəşilmə gərginliyi təyin edilmişdir: $U_D = 17V$.

Bu isə kontaktın fiziki modelinin ideal modeldən daha mürəkkəb olmasını bildirir [1,7].



Şəkil 2. Sahəsi $7 \times 10^{-6} \text{sm}^{-2}$ olan diodun Φ_b və n -nin temperaturdan asılılığı

ƏDƏBİYYAT

- Ş.Q.Əsgərov, İ.M.Əfəndiyeva, L.K.Abdullayeva, M.N.Ağayev, M.H.Həsənov « $\text{Al}_{0,8}\text{Ni}_{0,2}/\text{n-Si}$ diodların ayrılma sərhəddinin elektron xassələri», Fizika, s.62-65, №3, c.XIII, 2007, Bakı.
- A.R.Saha, C.B.Dimitriu, A.B.Horsfall, S.Chattopadhyay, N.G.Wright, A.G.O'Neill, C.K.Maiti. Prediction of barrier inhomogeneities and carrier transport in Ni – silicided Schottky diode, Appl. Surf.Sci.,2006,252, №11, p.3933-3937
- Huang Shihua, Tian Yun, Lu Fang. Investigation on the barrier height and phase transformation of nickel silicide Schottky contact. Appl. Surf.Sci.,2004,234, №1-4, p.362-368
- Zhu Shiyang, Van Meirhaeghe R.L., Forment S., Ru Guoping, Li Bin fonzd. Effects of the annealing temperature on Ni silicide /n-Si(100), Solid State Electron.,2004,48, №1, p.29-35
- Ш.Г.Аскеров, Р.Г.Джафарова, М.Г.Гасанов, Ю.А.Азиев Изучение свойств Диодов Шоттки в зависимости от структуры металлических сплавов, «Микроэлектроника», т.25, №1, 1996, с.20-24.

6. Ш.С.Асланов, Физические и конструктивные особенности формирования металлических контактов кремниевых диодов Шоттки» Диссерт. На соиск. уч.степе. канд.ф.-м.-н. 1998, с.138
7. Зи С.М. Физика полупроводниковых приборов, часть 1, Москва, «Мир», 1984, с.130-450.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПРИРОДНОГО ЦЕОЛИТА КАК ЭМИТИРУЮЩЕГО КАТОДА В ГАЗОРАЗРЯДНЫХ УСТРОЙСТВАХ

Н.Н.Лебедева, В.И.Орбух, Г.М. Эйвазова, Ч.Г.Ахундов, Т.З.Кулиева, Ч.А.Султанов

*Бакинский Государственный Университет, Институт Физических Проблем
AZ 1148 г.Баку, З.Халилова, 23*

Настоящее исследование относится к области создания низковольтных электронно-эмиссионных катодов, используемых в катодолюминесцентных и газовых лампах, в газовых сенсорах, дисплеях мониторов, в газоразрядных устройствах релейной защиты.

Известны способы создания электронно-эмиссионных катодов на базе углеродных нанотрубок (УНТ) (1-4). Эмиссию электронов из нанотрубок объясняют либо увеличением поля в окрестности головки нанотрубки, либо развитием лавинного умножения носителей заряда, вызываемого ударной ионизацией стенок нанотрубки. Недостатком таких катодов является то, что они требуют сложной технологии синтеза УНТ, закрепления их на металлическом электроде, ориентации трубок вдоль зазора, чтобы вылетающие из трубок электроны направленно двигались к аноду. Остаточные газы ионизируются под действием испускаемых электронов и положительные ионы бомбардируют нанотрубки на катоде, разрушая их. Это приводит к деградации таких катодов

Задачей настоящей работы является упрощение, удешевление устройств, в которых используются потоки эмитированных электронов; создание устойчивого к разрушению потоком электронов эмиссионного катода из дешевого природного материала.

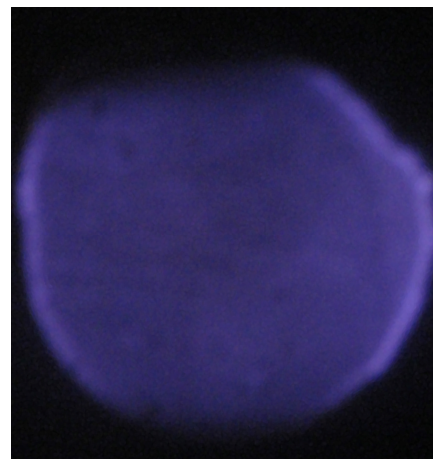
Поставленная задача достигается тем, что эмитирующий катод выполнен из природного нанопористого минерала цеолита, в виде пластины. Поры в цеолите сквозные, диаметр пор 0.26-0.27 нм. Поры заполнены ионами щелочных и щелочноземельных металлов и молекулами воды.

Использование в качестве эмитирующего катода пластины цеолита толщиной от 500 мкм до 1-2 мм, в порах которой при подаче на пластину постоянного электрического напряжения возникает газовый разряд, вызывающий эмиссию электронов из пор, выходящих между прозрачным анодом и цеолитовым катодом

Газовый разряд в порах цеолитово пластины, помещенной между двумя металлическими электродами, возникает при напряжении 400 В; тогда как для поджига газового разряда в таком зазоре, но без пластины требует напряжения больше 1100В.

Устройство состоит из металлического электрода (катода), пластины пористого цеолита, эмитирующей электроны, механически прижатой к металлическому электроду. Эмитирующая пластина отделена от регистрирующей среды зазором вакуумным или заполненным газом; полупрозрачного контрэлектрода, источника постоянного напряжения .

Устройство работает следующим образом: при подаче



постоянного напряжения на электроды и в порах цеолита проводимость осуществляется положительными ионами, которые компенсируют отрицательный заряд стенок поры. Под действием внешнего электрического поля положительные ионы накапливаются на границе металлического катода и цеолитовой поры, создавая там дополнительное поле. Это поле связано с зарядом, занимающим на металлическом электроде площадь с линейными размерами порядка диаметра поры. Поле вытягивает электроны из металлического катода. Быстрые электроны, двигаясь внутри поры без столкновения с отрицательным каркасом, размножаются за счет ионизации нейтральных молекул газа и вылетают из поры в зазор, создавая в нем поток электронов, который регистрируется либо свечением катодлюминофора, покрывающего контрэлектрод, либо свечением газа в зазоре через прозрачный контрэлектрод.

При использовании в качестве эмитирующего катода пластины цеолита толщиной 0.5 мм и площадью 20 мм², а в качестве регистрирующей среды катодлюминофора К-62, нанесенного на стекло, покрытое проводящим прозрачным слоем SnO₂, при зазоре в 40 мкм, с остаточным давлением воздуха 60 Торр, было получено равномерное свечение газа в зазоре. На фиг.1 приведена фотография свечения газа в зазоре.

ПОЛИМОРФНЫЕ ПЕРЕХОДЫ В МОНОКРИСТАЛЛ → МОНОКРИСТАЛЛ



Э.В.Насиров, Ю.Г.Асадов

Институт физики НАН Азербайджана

Методами оптической микроскопии и рентгенографии были исследованы полиморфные превращения $\text{K}_{0,975}\text{Rb}_{0,025}\text{NO}_3$. Температура кристаллов измерялась термопарой, кончик, которого непосредственно касается к поверхности кристалла. Точность измерения температуры при 100С⁰ достигала $\sim \pm 1^0$. На нагревательном столике обеспечивающем полное термостатирование исследованных кристаллов прежде всего была измерена температура равновесия II и III фаз, которая равна $T = 381\text{K}$.

Эксперименты показывают что, превращения II → III в монокристаллах $\text{K}_{0,975}\text{Rb}_{0,025}\text{NO}_3$ всегда происходит при температуре $T_{\text{пр}} > T_0$, где $T_{\text{пр}}$ - температура превращения, T_0 – температура равновесия. Зародыш III – модификации с начала растет по направлению [100] матричного кристалла. Когда рост зародыша III – модификации по направлению [100] прекращается, т.е. достигает другой границы II кристалла, начинается медленный рост с двух сторон по направлению [001] матричного кристалла. Бывают случаи, когда в середине кристалла образуется зародыши новой фазы, который растет только в одну сторону. Матричный кристалл с другой стороны от первого зародыша превращается в новую, лишь образованием нового зародыша наблюдается и встречный рост кристаллов III – модификации внутри матричного. В результате процесс превращения происходит с образованием и ростом двух зародышей дочерней модификации внутри кристалла II – модификации (рис.1).

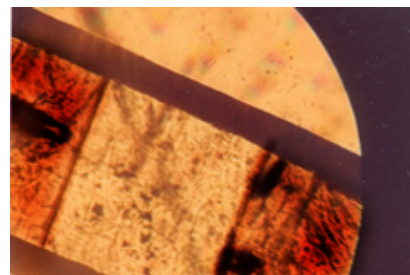


Рис.1

Как известно [3] в нитрате калия между II и III модификациями существует третья I-промежуточная модификация с ромбоэдрической модификации и при превращении II ↔ III обнаруживается ритмический характер роста кристалла III – модификации. Многочисленные наблюдения за процессами превращения II ↔ III показывают что в монокристаллах $\text{K}_{0,975}\text{Rb}_{0,025}\text{NO}_3$, между II и III модификациями промежуточная I-модификация не существует и ритмический рост кристаллов III – модификации не

обнаруживается.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bridgman P.W. Proc.Amer.Acad., 51,579, 1916
2. Асадов Ю.Г., Насиров В.И.- Кристаллография, 15,6, 1204, 1970.

SİLİSIUM ƏSASINDA MÜXTƏLİF MATERIALLARDAN HAZIRLANMIŞ ŞOTTKİ DİODLARIN PARAMETRLƏRİ ARASINDA KORRELYASIYA

İ. Q. Paşayev, M.N.Ağayev, M. H.Həsənov, R.F.Mehdiyev
Bakı Dövlət Universiteti

Bu işdə yarımkeçirici olaraq n – tip silisium plastinkası götürülmüşdür. Bu yarımkeçiricinin oriyentasiyası (111) xüsusi müqaviməti 0,7 Om.sm. Metal təbəqə olaraq $Al_xNi_{1-x} Ni_xTi_{1-x} Cu_xTi_{1-x} Pb_xSb_{1-x}$ xəlitələri götürülmüşdür. Elektron buxarlanma üsulundan istifadə edərək bu materialların silisium üzərində kontaktları Şottki diodları (ŞD) alınmışdır.

$(Al_xNi_{1-x} Ni_xTi_{1-x} Cu_xTi_{1-x} Pb_xSb_{1-x} 0 - nSi)$ ŞD harda ki, x_{at} % 20 ÷ 70 intervalındadır. Məlum olduğu kimi [6] $Al_{0,2}Ni_{0,8}$; $Ni_{0,35}Ti_{0,65}$; $Cu_{0,5}Ti_{0,5}$; $Pb_{0,52}Sb_{0,48}$ xəlitələri amorf struktura malikdir. Bu xəlitələr əsasında hazırlanmış ŞD – nın kontak sahəsi 100 ÷ 1400 mk^2 arasında dəyişir. Bu diodların hər biri üçün ŞD əsas parametrləri hesablanmış və bu parametrlərin arasında korrelyasiya öyrənilmişdir. Ədəbiyyatdan məlum olduğu kimi Φ - çıxış işi və A - Riçardson sabiti bərk cismin səthinin fundamental fiziki kimyəvi xarakteristikası olub, onun emissiya, kontakt-adsorbsiya xassələrini təyin edir və buna görə də onların təyin olunmasına böyük diqqət ayrılır. Aparılan çoxsaylı, biri-birindən asılı olmayan ölçmələr [15] göstərdi ki, eyni bir emitter üçün bu parametrlərin qiymətləri çox geniş intervalda dəyişir. Məsələn, istənilən metalın çıxış işinin dəyişmə diapazonu bütün metalların dəyişmə diapazonunu demək olar ki, əhatə edir. Riçardson sabitinin təcrübi qiyməti də geniş intervalda dəyişir və onlar bir neçə dəfə (bəzən bir neçə tərtib) onun nəzəri qiymətindən çox (və ya az) olurlar. Φ və A -nın təcrübi qiymətlərinin dəyişməsinin geniş diapazonu onların etibarlı və həqiqi qiymətlərinin təyin olunmasında bir çox çətinliklər yaradır.

Məlum olduğu kimi, bircinsliliyə, nəticədə isə çıxış işinin qiymətinin çox geniş intervalda dəyişməsinə səbəb metalın polikrestallik strukturlu olmasıdır. Bu amili aradan qaldırmaq üçün verilmiş işdə metalların monokristallik və ya amorf strukturuna baxılır. Monokristallik səthin, emitterin müəyyən bir orientasiyasında təyin olunmuş çıxış işinin və Riçardson sabitinin təcrübi qiymətlərinin statistik təhlili göstərdi ki, $\ln A_i$ və Φ_i kəmiyyətləri arasında (harada ki $\ln A_i$ və Φ_i – verilmiş emitterin müxtəlif müəlliflər tərəfindən təyin olunmuş qiymətlərdir) xətti asılılıq vardır.

Bu düz xətlərin absis oxu ilə kəsişmə nöqtəsi, bizə elə gəlir ki, çıxış işinin “həqiqi” qiymətini göstərir, çünki, bu zaman $A_i = A = 120,4 \frac{A}{m^2 d\sigma r^2}$ olur.

Cədvəl 1-də W , M_0 , T_a , N_b monokristallik səthləri üçün [1, 2, 5] orientasiyasında çıxış işinin qiymətləri verilmişdir. Burada həmçinin B əmsalının qiymətləri təqdim olunmuşdur.

B – katodun əsas emissiya parametridir.

Parametr	W	M ₀	T _a	N _b	İndeks (illik)
φ, əВ	4,645	4,432	4,17	3,94	100
A, A/cm ² K ²	197,5	389,8	81,2	57,75	
B, A/cm ² K ²	4,82 · 10 ⁻³⁴	3,961 · 10 ⁻³²	3,97 · 10 ⁻³¹	1,99 · 10 ⁻²⁹	
φ, əВ	5,27	5,134	4,785	4,795	110
A, A/cm ² K ²	668,8	574	305,8	1219	
B, A/cm ² K ²	1,74 · 10 ⁻³⁵	2,45 · 10 ⁻³⁵	2,95 · 10 ⁻³³	2,4 · 10 ⁻⁴⁰	
φ, əВ	4,4	4,24	4,07	3,94	111
A, A/cm ² K ²	111,2	165,8	56,5	40,5	
B, A/cm ² K ²	1,42 · 10 ⁻³²	1,74 · 10 ⁻³⁰	9,5 · 10 ⁻³⁰	5,54 · 10 ⁻²⁹	

Alınmış nəticələrdən görünür ki, tədqiq etdiyimiz ŞD-larının parametrləri arasındakı korelyasiyanın olması metal-yarımkeçirici ayrıcı sərhəddində qeyri-bircinsliyin təyin edilməsində əsas parametrdir. Belə ki, amorf xəlitələr əsasında hazırlanmış ŞD-ları üçün A_i -nin A -Riçardson sabitinin qiymətinə yaxınlaşması nəticə olaraq alınmışdır.

Təcrübədə alınmış nəticələrdə görünür ki, ŞD parametrləri arasında korelyasiya mövcuddur və müqayisədə amorf xəlitələr əsasında hazırlanmış ŞD-u metal-yarımkeçirici ayrıcı sərhəddi bircinsliyə daha meyllidir.

ƏDƏBİYYAT

1. С.Зи. Физика полупроводниковых приборов I том. Москва. Мир. 1984.
2. Фоменко В.С. Справочник, Киев. Наукова Думка, 1981 г.
3. Michaelson H. B. J. Appl Phys., 1977, v. 48, 11, p. 4729
4. Аскеров Ш.Г. Радиотехника и Электроника, т. 31, в.11 М. 1986 г.
5. Крылов П.Н. Вестник Удмуртского Университета. Физика. 2006, №4, с. 125-136
6. К. Судзуки, Ф. Хасимота. «Аморфные металлы». М.: Metallургия, 1987

ПОЛУЧЕНИЕ СВЕРХСТРУКТУРНОЙ ФАЗЫ CuGaTe₂ И ОБРАЗОВАНИЕ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ НА ОСНОВЕ СВЕРХРЕШЕТОК СОСТАВА CuGa_{1-x}Ge_xTe₂.

Мубариз Аскер оглы Нуриев

Нахичеванский Государственный Университет

В настоящее время существуют только три метода получения сверхрешеток. Первый способ это модулированное пространственное распределение примесей в полупроводниках. Второй способ заключается в периодическом сочетании физически и химически совместимых полупроводников слоев. И третьей способ это ориентированная кристаллизация с помощью, которого нами в настоящей работе обнаружены скачкообразные увеличения периодов исходной фазы CuGaTe₂ и образование твердых растворов на основе сверхструктурной фазы состава CuGa_{1-x}Ge_xTe₂.

В результате выполненных экспериментальных исследований тонких пленок CuGaTe₂ и твердых растворов на их основе с участием в них Ge в качестве примеси установлено, что пленки CuGaTe₂ имеют нетривиальные особенности, которые контролируется как условиями формирования так и дозированным легированием их атомами химического элемента германия. Обнаружена и исследована нами редкая в химии и в физике реакция взаимодействия, при которой происходит образование твердых растворов на основе сверхрешеток состава CuGaTe₂ (Ge).

Пленки CuGaTe_2 толщиной 30 нм, осажденные испарением синтезированного вещества в вакууме $\sim 10^{-4}$ Па на подложки NaBr, находящиеся при комнатной температуре формировались в поликристаллическом состоянии. Индицирование дифракционных отражений удается произвести на основе постоянных тетрагональной кристаллической решетки $a = 0,599$; $c = 1,190$ нм; пространственная группа симметрии - $F42m$ - D_{2d}^9 . Рекристаллизационный отжиг поликристаллических пленок при температуре 423 К приводит к образованию текстурированных пленок (рис. 1.)

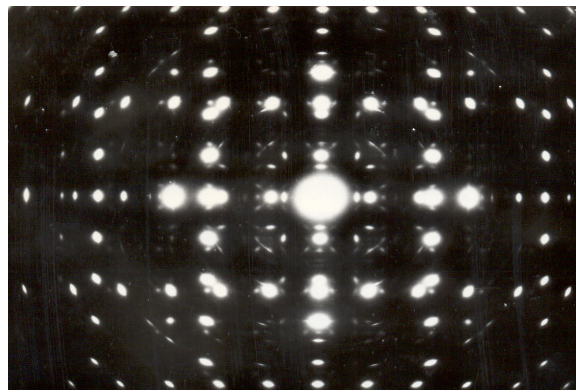
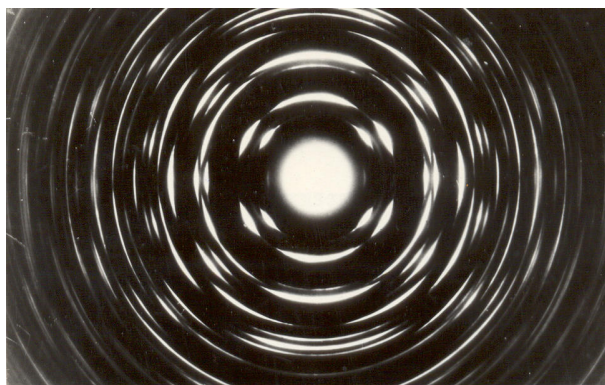


Рис.1. Электронограмма от текстуры CuGaTe_2 . Рис.2. Электронограмма от монокристалла сверхструктурной фазы CuGaTe_2 .

При осаждении CuGaTe_2 на предварительно подогретые подложки до температуры 448 К образуется смесь поликристалла с монокристаллом, на электронограммах, от которых появляются дополнительные рефлексы, относящиеся к исходной фазе.

С увеличением температуры подложек, интенсивности точечных дифракционных рефлексов, соответствующих монокристаллу возрастают. Интенсивности поликристаллических линии при этом уменьшаются. Последующее повышение температуры подложек NaBr до 473К приводит к формированию монокристаллических пленок высокого совершенства. На электронограмме от монокристалла, снятой под прямым углом, сильные по интенсивностям точечные дифракционные отражения индицируются на основе $hk0$ рефлексов известной решетки CuGaTe_2 . Индицирование всех рефлексов дифракционного поля, включая возникшие на электронограмме “сателлитных” рефлексов, окружающих нормальные рефлексы, удается при параметре, $a = 1, 202$ нм.

Установленный по электронограммам, снятым под углом $\varphi=30^\circ$ период “с” оказался равным 2,661 нм. Между периодами элементарных ячеек решеток исходной и вытянутыми ячейками сверхструктурной фазы имеются простые соотношения: $a_{\text{св.стр.}} \approx \sqrt{5} a$, $c_{\text{св.стр.}} \approx \sqrt{5} c_0$. При эпитаксиальном росте CuGaTe_2 на NaBr вытянутая ячейка этой сверхструктуры получается в результате сопряжения с двумя ячейками подложки - стыкуется с двумя ячейками NaBr. Относительное несоответствие сопрягающихся кристаллических решеток составляет $\sim 0,6\%$. Сверхструктура дальнего порядка CuGaTe_2 ориентируется плоскостью (100) параллельно грани [100] NaBr.

Характер влияние примесей германия различной дозировки на образование эпитаксиальных пленок двойного теллурида с отклоненным составом от стехиометрии CuGaTe_2 на образование сверхструктуры и твердых растворов на основе сверхструктурной фазы состава $\text{CuGa}_{1-x}\text{Ge}_x\text{Te}_2$ исследован в широком интервале температур – от комнатной до 498 К. Добавки германия составляли от 0,02 ат.% до границы растворимости Ge в образцах CuGaTe_2 в пределах 0,2 ат.%. Нами установлено, что введение германия в указанных количествах способствует уменьшению температуры образования и роста монокристаллических пленок до 453 К, что как указано выше составляет 473 К для

нелегированных CuGaTe_2 . Форма и резкость, присутствующих на электронограмме (рис.2) точечных рефлексов свидетельствуют о строгой ориентации монокристаллических блоков и более высоким совершенстве формирующихся пленок, по сравнению с тонкими слоями, свободными от примесей германия. Однако в этом случае параметры монокристаллических пленок сверхструктурной фазы CuGaTe_2 подвергаются отрицательному кристаллическому сжатию и растягиваются ~ 0,5–0,8 нм, образуя непрерывные ряды твердых растворов $\text{CuGa}_{1-x}\text{Ge}_x\text{Te}_2$ начиная со значений $0,02 \leq x \leq 0,2$. При этом относительное $\Delta = (b - a / b)$ 100% и абсолютное $\varepsilon = (1 - c / 2a)$ 100% искажение сверхструктурной тетрагональной решетки, принадлежащая к пр. гр. $I \bar{4} - S_4^2$ или $I4_1 / amd - D_{4h}^{19}$ при образовании твердых растворов составляет около 2 %.

Таким образом, в наших опытах для пары элементов Ga и Ge в кристаллической структуре CuGaTe_2 , обладающей сверхпериодами установлена взаимная растворимость и явление замещения одних атомов другими с образованием непрерывных рядов твердых растворов на основе сверхструктурной фазы соединения CuGaTe_2 .

ИССЛЕДОВАНИЕ И ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ДИСПЕРСИИ НА ЭФФЕКТИВНОСТИ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ ЛИНИЙ СВЯЗИ

Ибрагимов Б.Г., Мамедов И.М.

Азербайджанский Технический Университет

В данной работе исследуется влияние хроматической дисперсии на предельную протяженность регенерационной секции. Предложен подход для определения формы импульса на выходе оптического передатчика и оценки изменения формы импульса при передаче по волоконно-оптическим линиям связи (ВОЛС).

Данный подход заключается в том, что расчет протяженности регенерационной секции при уширении импульса оптического сигнала из-за влияния хроматической дисперсии может быть основан на аппроксимировании его огибающей интенсивности гауссовой функцией и оценке изменения формы вследствие влияния хроматической дисперсии [1].

На основе проведенной исследования [1,2], получено выражение для оценки длительности импульса на входе регенерационной секции и с учетом того, что на распространение импульса оказывает влияние ширина спектра источника оптического излучения и широкополосность цифрового сигнала, модулирующего оптическую несущую, окончательное выражение для определения отношения сигнал/шум в оптической области выглядит следующим образом:

$$K_{\text{сomm}} = 0,5 \cdot \exp \left(\frac{2,77}{0,88 \cdot f^2 + (\sigma_{\text{xp}\lambda} \cdot B \cdot L)^2 \cdot \left((\Delta\lambda_{\text{изл}})^2 + \left(\frac{\lambda^2}{c} \cdot \frac{B}{f} \right)^2 \right)} \right), \quad (1)$$

где f – коэффициент заполнения (показывает отношение длительности импульса к длительности тактового интервала); L – протяженность регенерационной секции ВОСП-СР (со спектральным разделением), км; λ – длина волны оптической несущей сигнала, мкм; c – скорость света в вакууме, м/с.

Для решения вышеизложенной задачи разработана модель, позволяющая рассчитать значение отношения сигнал/шум на выходе регенерационной секции при влиянии хроматической дисперсии.

В канале на выходе регенерационной секции ВОЛС-СР (непосредственно перед оптоэлектронным преобразованием) должна быть обеспечена некоторая величина отношения сигнал/шум, связанная с коэффициентом ошибок выражением:

$$K_{ош} = \frac{I}{K_{c_{эл}} \sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left(-\frac{K_{c_{эл}}^2}{2}\right) = \frac{I}{K_{c_{опп}} \sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left(-\frac{K_{c_{опп}}^2}{2}\right). \quad (2)$$

Дополнительные потери, вызванные уширением во временной области, могут быть определены из отношения длительности импульсов на входе и выходе регенерационной секции.

Поскольку данное отношение определяется квадратным корнем, то получено следующее выражение, учитывающее дополнительные потери, вызванные уширением во временной области:

$$\alpha_{xp.дучн} = 5 \lg \left(1 + \frac{\pi}{4 \cdot \ln 2} \cdot \left(\frac{\Delta\tau \cdot B}{f} \right)^2 \right) \approx 5 \lg \left(1 + 0,36\pi \cdot \left(\frac{\Delta\tau \cdot B}{f} \right)^2 \right), \quad (3)$$

где $\Delta\tau$ – уширение импульса по уровню 0,5 в канале из-за влияния хроматической дисперсии, пс .

Определен алгоритм, в соответствии с которым выполняется оценка влияния фазовой модуляции на распространение оптического сигнала. Протяженность регенерационной секции разбивается на n равных участков протяженностью $\frac{L}{n}$ и считается, что нелинейные и дисперсионные эффекты действуют независимо друг от друга. Тогда длительность импульса по уровню 0,5 в канале на выходе каждого i -ого участка определяется в соответствии со следующим выражением:

$$\tau_{вых i} = \sqrt{\tau_{вх i}^2 + \Delta\tau_i^2} = \tau_{вх i+1}, \quad i = \overline{1, n} \quad (4)$$

где: $\tau_{вых i}$, $\tau_{вх i}$, - длительности импульсов по уровню 0,5 в канале на выходе и входе i -ого участка регенерационной секции ВОСП-СР, пс ;

$\Delta\tau_i$, [пс] - уширение импульса по уровню 0,5 в канале на i -ом участке.

Для оценки уширения импульса по уровню 0,5 в канале на i -ом участке принималось во внимание зависимость уширения от ширины спектра источника оптического излучения и ширины спектра оптического сигнала.

В результате прямого преобразования Фурье выражения, описывающего импульс, который на входе регенерационной секции обладает линейной фазовой модуляцией, а также с учетом возникающего дополнительного уширения спектра оптического сигнала, вызванного нелинейной фазовой модуляцией, определяется уширение импульса по уровню 0,5 в канале на i -ом участке при коэффициенте линейной фазовой модуляции $C > 0$:

$$\Delta\tau_i = \sigma_{xp\lambda} \cdot \sqrt{(\Delta\lambda_{изл})^2 + \left(0,94 \cdot \frac{\lambda^2}{c} \cdot \frac{B}{f} \cdot \frac{1}{\sqrt[4]{1+C^2}} + \frac{\lambda^2}{c} \cdot \Delta F_i \right)^2} \cdot \frac{L}{n}, \quad (5)$$

где: C – коэффициент линейной фазовой модуляции; ΔF_i , [МГц] - уширение спектра оптического сигнала по уровню 0,5 в канале на i -ом участке.

В случае, если $C < 0$, то выражение для оценки уширения импульса по уровню 0,5 в канале на i -ом участке должно быть представлено в следующем виде:

$$\Delta\tau_i = \sigma_{xp\lambda} \cdot \sqrt{(\Delta\lambda_{изл})^2 + \left(0,94 \cdot \frac{\lambda^2}{c} \cdot \frac{B}{f} \cdot \sqrt[4]{1+C^2} + \frac{\lambda^2}{c} \cdot \Delta F_i \right)^2} \cdot \frac{L}{n}. \quad (6)$$

ФСМ увеличивается с ростом величины передаваемой мощности, и ее действие становится более значительным при увеличении скорости передачи. На ФСМ не оказывает существенного влияния уменьшение шага между оптическими каналами в ВОСП-СР или увеличение числа каналов.

Влияние фазовой самомодуляции уменьшается, если хроматическая дисперсия нулевая или небольшая по величине, или при увеличении эффективной площади моды.

Следует отметить, что данное выражение справедливо, только для систем плотного спектрального уплотнения (канальный интервал 50 ГГц) и систем спектрального уплотнения высокой плотности (канальный интервал 25 ГГц). В случае оценки систем с канальным интервалом в 100 ГГц можно пренебречь ФКМ и, тогда выражение для оценки уширения спектра импульса в таких системах выглядит следующим образом:

$$\Delta F_i = \frac{0,44}{\tau_{ex_i}} \cdot \frac{1}{A} \left[1 - \exp\left(-A \cdot \frac{L}{n}\right) \right] \cdot \gamma \cdot p_{ex} \cdot \exp\left[-A \cdot \frac{L}{n} \cdot (i-1)\right] \cdot m. \quad (8)$$

В работе получено выражение, позволяющее оценить длительность импульса по уровню 0,5 в канале на входе регенерационной секции:

$$\tau_{ex_i} = \frac{2f}{B} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} = \frac{0,94f}{B}. \quad (9)$$

Таким образом, в настоящей главе было выполнено исследование и сформирован подход к оценке влияния фазовой модуляции на распространение оптического сигнала: получены аналитические выражения, оценивающие величину уширения спектра импульса из-за влияния фазовой модуляции и позволяющие выполнить оценку длительности импульса по уровню 0,5 в канале на выходе регенерационной секции.

Для методика инженерного расчета предельной протяженности регенерационной секции ВОЛС-СР по критерию скорости передачи цифрового сигнала. Отношение сигнал/шум из-за влияния хроматической дисперсии и фазовой модуляции на распространение сигнала может быть определено как [3]:

$$k_{с_{ДФМ}} = P_{вых} - P_{\Sigma помехи}, \quad (10)$$

где $P_{вых}$ - уровень мощности сигнала в канале на выходе регенерационной секции, дБм;

$P_{\Sigma помехи}$ - уровень суммарной мощности межсимвольной помехи в канале, возникающей в результате уширения импульса из-за фазовой модуляции и хроматической дисперсии, дБм.

В случае аппроксимирования огибающей интенсивности импульса гауссовой функцией, а также, принимая во внимание только наихудшую комбинацию 101 в цифровой последовательности передаваемых импульсов, определен уровень суммарной мощности межсимвольной помехи, возникающей в точке принятия решения тактового интервала, передающего логический ноль, как:

$$P_{\Sigma помехи} = 10 \cdot \lg \left(\frac{2 p_{ex}}{10^{-3}} \cdot \exp\left(-\frac{2,77}{\tau_{вых}^2} \cdot \frac{f^2}{B^2}\right) \right), \quad (11)$$

где: p_{ex} - мощность сигнала в канале на входе регенерационной секции, Вт; $\tau_{вых}$ - длительность импульса по уровню 0,5 в канале на выходе регенерационной секции, пс.

Выполнено имитационное моделирование ВОЛС-СР при следующих параметрах: $10 \text{ Гбит} / \text{с}$ - скорость передачи цифрового сигнала; $\lambda = 1,55 \text{ мкм}$ - длина волны оптической несущей сигнала; $\Delta\lambda_{изл} = 0,1 \text{ нм}$ - ширина спектра источника излучения; $\alpha_{ов} = 0,25 \text{ дБ} / \text{км}$ - километрическое затухание оптического

волокна; $\sigma_{xp\lambda} = 17 \frac{\text{пс}}{\text{км} \cdot \text{нм}}$ - коэффициент хроматической дисперсии для ОВ G.652 на длине

волны 1,55мкм; $W_{эфф} = 80 \text{ мкм}^2$ - эффективная площадь моды для ОВ G.652; $\sigma_{xp\lambda} = 4 \frac{nc}{км \cdot нм}$ - коэффициент хроматической дисперсии для волокна G.655 на длине волны 1,55мкм; $W_{эфф} = 60 \text{ мкм}^2$ - эффективная площадь моды для ОВ G.655; $C = 0$ - коэффициент линейной фазовой модуляции.

Таким образом, по результатам расчетов на основе разработанного в настоящей работе метода оценка эффективности ВОЛС, получена динамика роста коэффициента ошибок от количества каналов при канальном интервале 50ГГц для ВОЛС на оптическом кабеле с ОВ, параметры которого соответствуют рекомендации МСЭ-Т G.652.

Литература

1. Иванов А. Б. Волоконная оптика: компоненты, системы передачи, измерения. — М.: Компания Сайрус Систем, 1999, - 671 с.
2. Алферов Ж.И. и др. Многоканальная дублексная волоконно-оптическая линия связи на длине волны 1,3мкм // Квантовая электроника, № 9, 1982. - с.1698 – 1700.
3. Ibrahimov B.Q. Эффективность функционирования систем передачи оптических сигналов // Известия Вузов Приборостроения. № 7, т.49, 2006. – с.34-37.

ОПТОЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ И ПОЗИЦИОННО-ЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ ФОТОДЕТЕКТОР В ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ ПЕРЕДАЧИ

ГАСАНОВ М.Г.

Азербайджанский Технический Университет

Для организации передачи оптических сигналов не достаточно иметь только источник передающих оптических модуль (ПОМ). В любой конструкции ПОМ- состоит из следующих составных элементов передатчика: источник излучения, узел электрического интерфейса и место сопряжения с волокном. Важным показателем элементов лазерных диодов является мощность сигнала, цепь тока накачки и система контроля температуры. Для сложных лазерных систем добавляют выходной мониторинг оптического сигнала [1,2].

В оптических системах передачи важным элементом является - приёмные оптоэлектронные модули. Приемные оптоэлектронные модули (ПРОМ) являются важными элементами волоконно-оптической линий связи. Их функция — преобразование оптического сигнала, принятого из волокна, в электрический. Последний обрабатывается далее электронными устройствами для повышения помехоустойчивости приема сообщения [2].

Основные элементы приемных оптоэлектронных модулей являются:

- фотоприемник, преобразующий полученный оптический сигнал в электрическую форму
- каскад электрических усилителей, усиливающих сигнал и преобразующих его в форму,
- пригодную к обработке демодулятор, воспроизводящий первоначальную форму сигнала.

На практике в оптической системе в качестве функциональных элементов могут быть использованы ПРОМ с позиционно-чувствительных фотодетекторов (ПЧД). Кроме того, в оптической системе используется детектор типа лавинного фотодиода, который обеспечивает внутреннее усиление, в результате чего собственные шумы последующего электронного усилителя становятся не столь заметными по сравнению с уровнем полезного сигнала.

Следует отметить, что в некоторых ПРОМ отсутствует демодулятор, или цепь принятия решения, поскольку электрический сигнал с выхода каскада усилителей приемлем

для непосредственной обработки другими электронными устройствами. Иногда для более эффективной работы ПРОМ перед детектором устанавливается оптический усилитель.

Учитывая оптические характеристики элементных базы ПРОМ, важным фотоприемником является позиционно-чувствительных фотодетекторов, которые широко используются в оптических системах передачи информации.

Большинство существующих в настоящее время позиционно-чувствительных фотодетекторов (ПЧД) работают совместно с источником излучения видимого диапазона. При мощностях, используемых на практике, такое излучение представляет определенную опасность для зрения операторов. В связи с этим был разработан позиционно-чувствительных фотодетекторов, чувствительный к излучению с длиной волны 1,55 мкм, которое безопасно для зрения.

При облучении р-п перехода фотогенирированные носители разделяются электрическим полем перехода. При неравномерном освещении поверхности диода фотогенирированные носители локально разрушают потенциальный барьер [3].

Поперечное фото напряжение возникает в результате разделения зарядов и уменьшение высоты потенциального барьера на облучаемом участке. Под действием поперечного напряжения возникает поток носителей, направленный от области облучения, что также уменьшает высоту потенциального барьера. Это обуславливает поперечный фотоэффект. Токи I_1 и I_2 содержат информацию о точке падения луча на поверхность прибора.

Два омических контакта, противоположно размещенные на поверхности n -слоя, служат для отбора токов I_1 и I_2 , зависящих от координаты (x) точки падения луча на поверхность фотодиода.

Используя упрощенную модель фотодиода, представленную на рис.2 можно записать следующие выражения для токов через контакты обратно смещенного фотодиода:

$$I_1 = I_0 [R + (1-x/L)R_0] / (2R + R_0) \quad (1)$$

$$I_2 = I_0 [R + (x/L)R_0] / (2R + R_0) \quad (2)$$

$$I_0 = I_1 + I_2 = P_0 q \eta / h\nu \quad (3)$$

где I_0 - общий фото генерированный ток, L -длина детектора, q -заряд электрона, η -квантовая эффективность, P_0 -мощность облучающего оптического потока, h -постоянная Планка, R_0 -сопротивление верхнего слоя, R -сопротивление нагрузки, ν -частота кванта падающего потока.

Для обратно смещенного диода при $R_0/R \gg 1$ выражения (1) и (2) упрощаются :

$$I_1 = I_0(1-x/L) \quad (4)$$

$$I_2 = I_0(x/L) \quad (5)$$

Эквивалентная структурная схема позиционно-чувствительных фотодетекторов показана на рис.1. Исследуемая структура оптического прибора представляет собой обращенный $p-i-n$ -диод. На этом рисунке: 1-омический контакт, 2-фронтальный слой, 3-поглощающий слой, 4-подложка, 5-тыльный омический контакт, 6-противоотражающее покрытие.

Размеры прибора следующие: длина – 1см, ширина – 500 мкм (для других образцов – 200 мкм), толщина подложки рInP 200 мкм, светочувствительный слой – слаболегированный $In_{0,53}Ga_{0,47}As$ толщиной 8 мкм, фронтальный слой толщиной nInP 2 мкм. Концентрация примеси в n -слоях $2 \cdot 10^{18}$, $5 \cdot 10^{14}$ и $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, соответственно

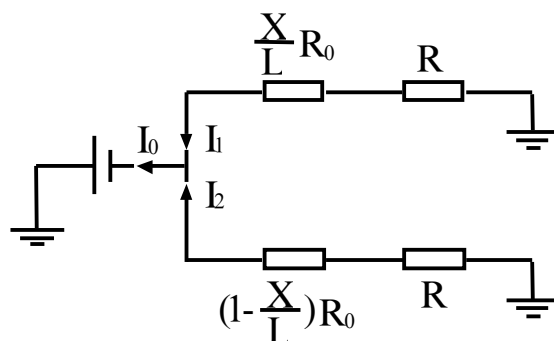


Рис.1. Структурная схема позиционно-чувствительных фотодетекторов

Описываемая структура позиционно-чувствительных фотодетекторов оптимизирована по трем параметрам - динамическому диапазону, чувствительности и ширине полосы частот. Динамический диапазон прибора практически ограничивается электронными схемами (например, схемой АЦП, аналого-цифровой преобразователь) и достигает значения 10000. Для получения линейной характеристике позиционно-чувствительных фотодетекторов электрические свойства материала должны быть однородными вдоль всей поверхности детектора [3].

При мощности облучающего потока 1,2 мкВт выходной сигнал равный

$$I = (I_1 - I_2) / (I_1 + I_2),$$

линейно изменяется от значения $-0,8$ до $0,8$ в зависимости от координаты точки падения луча при изменении координаты x от $0,5$ до $9,5$ мм. Длина сканирования 10 мм, шаг 50 мкм.

Разрешающая способность системы с ПЧД зависит от мощности падающего луча и ширины полосы пропускания устройства.

Для применения в видеоаппаратуре требуется полоса частот 4 МГц и мощность 5 мкВт. При этих условиях среднеквадратичное значение теплового шумового тока равно 4 нА, а общий фотогенерированный ток -35 мкА, разрешающая способность 10 мкм.

Чувствительность прибора равна $0,75$ А/Вт и остается постоянной по всей длине прибора, исключая при контактные области длиной менее $0,5$ мм. Изменения приводились при обратном смещении 5 В.

Емкость перехода равна 39 пФ, сопротивление фронтального слоя- $5,6$ кОм. Ширина фотодетектора не влияет на частотную характеристику, т.к. увеличение емкости с ростом ширины компенсируется уменьшением сопротивления фоточувствительного слоя.

Современная оптоволоконная телекоммуникационная сеть на базе высокочувствительным системы с ПЧД – это комплекс высоконадежных, высокопроизводительных, малогабаритных программно-аппаратных телекоммуникационных элементов, объединенных разветвленной системой кабельных сооружений. От того, на сколько рационально построены эти сооружения, зависит эффективность работы всей оптической системы. Немалую роль при этом играет правильный выбор волоконно-оптического кабеля (ВОК). Тот или иной его вид выбирается исходя из технико-экономических требований, предъявляемых к оптическим сетям.

Применяемые в настоящее время оптические кабели можно разбить на три большие группы:

- многомодовые (ММФ - Multi Mode Fiber), используемые, в основном, на короткие расстояния при длине $\lambda = 850$ нм (в настоящее время, ввиду большого количества недостатков, многомодовые кабели используются редко);
- одномодовые обычные SF (Standart Fiber), имеющие наибольшее применение при строительстве региональных сетей, где $\lambda = 1310, \dots, 1550$ нм;

- одномодовые, со смещенной дисперсией DSF (Dispersion-shifted single mode fiber), NSDSF (Non-zero dispersion single mode fiber). Применяются для передачи сигналов с особо высокой скоростью $V_{\text{вок}} \geq 10$ Гбит/с, а также рекомендуемые для использования в системах с WDM (DWDM - Wavelength Division Multiplexing & Dense WDM) - длина волны $\lambda = 1500$ нм.

Таким образом, разработанный ПЧД оптимизирован для длины волны 1,55 мкм и обладает широким динамическим диапазоном, хорошей линейностью, постоянной чувствительностью по длине прибора и быстродействием, достаточным для применения в диапазоне видеочастот.

Литература

1. Игнатов А.Н. Оптоэлектронные приборы и устройства. Учебное пособие. М.: Эко – Трендз, 2006. – 272с
2. Партала О.Н. Цифровая электроника. - М.: Нака и техника, 2000. -203с
3. Техника оптической связи: фотоприемники: Пер с англ./ Под ред. У.Тсанга. - М.: Мир, 1988. -526с.