



Azerbaijan Journal of Physics

FIZIKA

C

www.physics.gov.az



2023



Institute of Physics
Ministry of Science and Education Republic of Azerbaijan



Published from 1995
Ministry of Press and Information
of Azerbaijan Republic,
Registration number 514, 20.02.1995

ISSN 1028-8546
Section: C Conference
Fizikanın actual problemləri 2023

Azerbaijan Journal of Physics

FIZIKA

*Ministry of Science and Education Republic of Azerbaijan
Institute of Physics*

HONORARY EDITORS

Arif PASHAYEV

EDITORS-IN-CHIEF

Arif HASHIMOV

SENIOR EDITOR

Talat MEHDIYEV

INTERNATIONAL REVIEW BOARD

Arif Hashimov, Azerbaijan
Boris Denker, Russia
Vyacheslav Tuzlukov, Belarus
Gennadii Jablonskii, Belarus
Vladimir Man'ko, Russia
Mirhasan Seyidov, Türkiye
Dieter Hochheimer, USA
Victor L'vov, Israel
Majid Ebrahim-Zadeh, Spain

Huseyn Ibragimov, Azerbaijan
Nazim Mamedov, Azerbaijan
Anatoly Boreysho, Russia
Mikhail Khalin, Russia
Javad Abdinov, Azerbaijan
Faik Mikailzade, Türkiye
Tayar Djafarov, Azerbaijan
Kerim Allahverdiyev, Azerbaijan
Talat Mehdiyev, Azerbaijan

Zakir Jahangirli, Azerbaijan
Salima Mehdiyeva, Azerbaijan
Nadir Abdullayev, Azerbaijan
Oktay Tagiyev, Azerbaijan
Ayaz Bayramov, Azerbaijan
Tofiq Mammadov, Azerbaijan
Shakir Nagiyev, Azerbaijan
Rauf Guseynov, Azerbaijan

TECHNICAL EDITORIAL BOARD

Senior secretary: Elmira Akhundova; Nazli Huseynova,
Elshana Aleskerova, Rena Nayimbayeva, Nigar Aliyeva.

PUBLISHING OFFICE

131, H. Javid ave., AZ-1143, Baku
Ministry of Science and Education Republic of Azerbaijan
Institute of Physics

Tel.: (99412) 539-51-63, 539-32-23
Fax: (99412) 537-22-92
E-mail: jophphysics@gmail.com
Internet: www.physics.gov.az

It is authorized for printing:



Akademiklərin:
H. Abdullayev, E. Salayev,
M. Kərimov, Ç. Cıvarlı və B. Əsgərovun
xatirələrinə həsr olunmuş

FİZİKANIN AKTUAL PROBLEMLƏRİ

mövzusunda Respublika konfransı
azərbaycan dilində məqalələr

2023-cü il

POLİMER MATERIALLARIN SƏTHİNDƏN EMİSSİYA PROSESLƏRİNİN
TƏHLİLİA.M. HƏŞİMOV¹, L.Ç. SÜLEYMANOVA², K.B. QURBANOV¹, Z.A. TAĞIYEVA¹,
S.A. HÜSEYNOVA¹, V.M. HACIYEVA¹, S.S. ƏHƏDOVA¹1. Azərbaycan Respublikası Elm və Təhsil Nazirliyinin Fizika İnstitutu,
Az-1143, Bakı, H.Cavid pr.,131a.hashimov@physics.science.az, vefa86haciyeva@gmail.com,
sabina_guseynova1977@hotmail.com, tzenfira@mail.ru2. Mingəçevir Dövlət Universiteti, Az-4500, Mingəçevir, Dilarə Əliyeva küçəsi,21
suleymanovalc@mail.ru

Yüksək gərginliklər texnikası və elektrotexnika sənayesində izolyasiya materialı kimi geniş tətbiq tapmış polimer – dielektrik materiallar, istismar prosesində güclü elektrik sahələrinin və elektrik qazboşalmalarının təsirlərinə məruz qaldığından, bu təsirlər nəticəsində materialların səthində və həcmində reallaşan fiziki – kimyəvi proseslərin və materialların mühüm xüsusiyyətlərinin dəyişməsinin tədqiqi aktual mövzu olaraq, mühüm elmi – praktiki əhəmiyyət kəsb edir.

Açar sözləri: elektrotexnika, izolyasiya, polimer, emissiya, kütlə spektri, dielektrik, potensial, qazboşalması.
UOT: 539.2:541.64

Güclü elektrik sahələrinin və müxtəlif növ yüklü zərrəciklər selinin təsirlərinə məruz qalan materialların səthindən ionların emissiyası mürəkkəb proses olaraq, ikinci növ ionların miqdarı və növü, səthi bombardman edən yüklü zərrəciklərin kütləsindən, enerjisindən, nümunənin kimyəvi tərkibindən və kristallik strukturundan asılı olur [1-5].

Kütlə - spektrometrinin tətbiqi vasitəsilə, materialları təşkil edən elementlər və molekulyar tərkib haqqında, səthin lokal və müxtəlif laylarında reallaşan proseslər, səthlərin bir sıra kimyəvi elementlərlə qarşılıqlı təsiri, kimyəvi reaksiyaların kinetik parametrləri, ikinci növ ion emissiyası və sairə proseslər haqqında dəyərli məlumatlar almaq olar.

Müsbət və mənfi ionların emissiyasına səbəb olan prosesləri iki hissəyə bölmək olar: hissəciklərin emissiyası emitterin qızdırılması vasitəsilə əldə edilirsə termik tarazlıq yaranan proses və qeyri tarazlıq halında – ionların emissiyası, səthin müxtəlif yüklü zərrəciklər seli vasitəsilə bombardman edilməsi vasitəsilə əldə edilir. Elektrik yüklərinin tarazlıq halına gəlməsi hər iki prosesdə eyni mexanizm vasitəsilə başa çatır. Hissəciklər səthdən ayrıldıqda, ilkin vahid sistem parçalanaraq, emitter – hissəcik kimi iki, biri digərindən asılı olmayan sistem əmələ gəlir. Emitterdən uzaqlaşan hissəciklər selinin tərkibi neytral molekullar, müsbət və mənfi ionlardan təşkil olunur.

Metal və yarımkeçirici materialların tədqiqində geniş tətbiq tapmış, ikinci növ ionların kütlə - spektrometriyası, son illər, dielektrik materialların tədqiqində də istifadə olunur. Bu üsul vasitəsilə əldə edilmiş təcrübə nəticələri, ikinci növ ionların əmələ gəlməsi mexanizmlərini və bu proseslərin əsas qanunauyğunluqlarını izah etməyə imkan yaradır.

İkinci növ ion emissiyasının kütlə - spektrometriyasının tədqiqat istiqamətləri;

- Molekulyar tərkibin müəyyənəşdirilməsi, polimer molekullarının strukturunun təyin edilməsi, kompozisiyalı polimer materiallarının tərkib hissələrinin aydınlaşdırılması, molekullar cəminin əmələ gətirdiyi strukturların öyrənilməsi, səth hadisələrinin tədqiqi, izotop tərkibinin öyrənilməsi və sairə bu kimi məsələlərin tədqiqi kimi müəyyənəşmişdir.

Dielektrik materiallarda ikinci növ ion emissiyasının tədqiqi üsulunun əsas çətinliyi ondan ibarətdir ki, materialların səthində əmələ gələn və çətin tənzim olunan elektrik yükləri, ikinci növ ionların sel şəklində formalaşmasına maneələr törədir.

Məlumdur ki, bərk cismin səthini, enerjisi bir neçə yüz elektronvolt olan ionlarla bombardman etdikdə səthdən müsbət və mənfi ionların və ikinci növ elektronların emissiyası müşahidə olunur.

Səthin bombardman edilən hissəsinin U_M potensialı aşağıdakı ifadə ilə müəyyən edilir:

$$U_M = U_n + i(1 + R^- + \gamma - R^+) \delta \rho \quad (1)$$

Burada: U_n – səthinə, δ qalınlıqlı, dielektrik təbəqə çəkilmiş metal altlığın potensialı; R^- , R^+ , γ – müsbət və mənfi ionların və elektronların ikinci növ emissiya əmsalı; i – səthi bombardman edən ion selinin sıxlığı; ρ – materialın xüsusi müqavimətidir. Verilmiş ifadədən görünür ki, əgər $(1+R^-+\gamma)>R^+$ şərti ödənilirsə potensial müsbət, $(1+R^-+\gamma)<R^+$ olduqda isə potensial mənfi olur. Qeyd etmək lazımdır ki, dielektrik materiallar üçün R^- və R^+ vahidə yaxın olur, γ – isə bir neçə vahid olur. Onda məlum olur ki, materialın səthində müsbət yük toplanır və bu yükün miqdarı, (1) ifadəsinə əsasən səthi bombardman edən yüklü hissəciklər selinin intensivliyi ilə müəyyənəşir.

Ədəbiyyatda metallara aid ikinci növ ion emissiyasının qanunauyğunluqlarının molekulyar dielektrik-

lərə şamil etməyin qeyri-mümkünlüyü fikri qeyd olunur. Həqiqətən də metallarda eyni növ atomların eyni qaydada bir-biri ilə bağlı olduğu halda, molekulyar dielektrlərdə müxtəlif növ atomlar müxtəlif növ kimyəvi əlaqələrlə bağlı olaraq, molekulyar əmələ gətirir və molekullar arasında nisbətən zəif fiziki qüvvələr təsir göstərir. Metallarda sərbəst elektronların olması emissiya olunan hissəciklərin yüklü vəziyyətdə olması ehtimalını, kəskin olaraq azaldır. Dielektrik materiallarda sərbəst elektronların olmaması yüklü hissəciklərin əmələ gəlməsi prosesinə müsbət təsir göstərir. Metalların səthi yüklü zərrəciklər vasitəsilə bombardman edilərkən kristallik qəfəsin dağılması müşahidə edildiyi halda, molekulyar dielektrlərdə struktur dəyişmələri ilə yanaşı materialda kimyəvi reaksiyalar nəticəsində, dönməz proseslər də müşahidə edilir.

Tədqiqatlarda bir sıra polimerlərin ikinci növ ion emissiyasının kütlə-spektrləri araşdırılmışdır. Cədvəl 1-də bir sıra polimerlərin; polietilen, polipropilen, polimetilmetakrilat, polikapramid, polikarbonat, politetraftoretillen və digər materialların nümunələrinin səthini, enerjisi 1 keV olan Ar atomları ilə bombardman etdikdə, ikinci növ müsbət ion emissiyasının kütlə-spektrləri tədqiq olunmuşdur. Müəyyən edilmişdir ki, spektrdə, atomlarının sayı az olan (5-10) ionlara aid olan xətlər daha yüksək intensivliyə malik olurlar. Bu və ya digər ionun əmələ gəlmə ehtimalı, ionun kütləsi ilə yox, əsasən, atomların sayı ilə müəyyənəşir (buna misal olaraq polietilen və politetraftoretillen polimerlərinin kütlə - spektrlərinin müqayisəsini göstərmək olar). Qeyd etmək lazımdır ki, polimerlərdə ikinci növ ion emissiyasının kütlə-spektrində, bombardman edən yüklü zərrəciklərin enerjisinin kifayət qədər geniş intervalda dəyişməsi ilə, çox cüzi dəyişiklər qeydə alınır, eyni zamanda, spektr yüklü zərrəciyin növündən və kütləsindən asılı olaraq cüzi dəyişiklərə məruz qalır. Təcrübələrin digər şərtlərinin eyniliyi halında, yuxarıda qeyd olunan parametrlərin dəyişməsinə baxmayaraq, təxminən eyni göstəricilərə malik kütlə-spektrləri əldə edilir.

Cədvəl 1-də görünür ki, müxtəlif növ polimer materialları özünəməxsus kütlə-spektrinə malikdir. Qeyd etmək lazımdır ki, polietilen və polipropilen materialların eyni tərkib elementlərinə malik olmasına baxmayaraq, kütlə-spektrləri kifayət qədər fərqlidir. Tərkib elementləri və yaxud funksional qrupları ilə fərqlənən polimerlər isə kəskin fərqlənən kütlə - spektrləri nümayiş etdirirlər. Belə ki, tərkibində karbonil qrupları olan polimerlərin kütlə - spektrində kifayət qədər CO^+ ionları ($m/e=28$); benzol həlqəsinə malik polimerlərdə C_6H_5^+ ($m/e=77$) ionları intensiv xətlərə malik olur. Metoksil qruplara malik olan polimetilmetakrilat materialının kütlə - spektrində, nəzərə çarpacaq dərəcədə, CH_2OH^+ , $\text{C}_2\text{H}_4\text{OH}^+$, $\text{C}_3\text{H}_6\text{OH}^+$ ionları müşahidə edilir. Polisiloksan və politetraftoretillen polimer materialların ikinci növ kütlə - spektrləri xarakterik xüsusiyyətlərə malikdirlər. Politetraftoretillen, polietilen, polivinilidenftorid və digər bəzi polimer materialların ikinci növ ion emissiyasına aid kütlə - spektrlərində mənfi ionların əmələ gəlməsi müşahidə edilmişdir. Materiallar enerjisi 1.2 keV olan ksenon atomları ilə bombardman olunmuşdur. Politetraftoretillen materialından yalnız F^- ionlarının emissiyası qeydə alınmışdır. Polikapramidin

kütlə - spektrində xarakterik olaraq m/e 18 və 44 kütlələri qeydə alınır ki, bu kütlələr, uyğun olaraq, NH_4 və $\text{C}_2\text{H}_5\text{NH}^+$ ionları ola bilər. polietilenin kütlə-spektri C^- , CH^- və CH_2^- ionlarından təşkil olunur.

Beləliklə, qeyd etmək lazımdır ki molekulyar dielektrlərin ikinci növ ion emissiyasının kütlə - spektrini araşdırmaqla, materialın sinif mənsubiyyətini müəyyənəşdirmək olar. Kütlə - spektrindəki maksimumlardan istifadə edərək, materialın molekulyar kütləsini təyin etmək mümkündür. Çoxatomlu molekulların quruluşu ilə, ikinci növ ion emissiyasının kütlə - spektrində intensivliklərin paylanması arasında əlaqələrin mövcudluğu, çoxatomlu, xüsusi halda polimerlərin molekullarının strukturun tədqiq edilməsində ikinci növ ion emissiyasının kütlə - spektrometriyası üsulunun tətbiq olunmasına imkan verir.

Ədəbiyyatda molekulyar kütləsi 10^6 olan flüor tərkibli polimerlərin makromolekulunda monomerlərin yerləşmə qanunauyğunluqlarının, ikinci növ ion emissiyasının kütlə - spektrometriyası vasitəsilə tədqiq olunma üsulları verilmişdir. Tədqiq olunan işdə politriflorxloretilen polimer materialın səthindən emissiya prosesini xarakterizə edən kütlə spektri əldə edilmişdir.

Tədqiqat nümunələri, qalınlığı 0.1-0.3 mm olan polimer təbəqələri ərinti və yaxud presləmə üsulu ilə metal lövhənin üzərinə yerləşdirilir. Metal lövhənin səthi, onun 200-250^oS temperatura qədər qızdırmaqla, kənar aşqarlardan təmizlənir. Səthin təmizlik dərəcəsinə ikinci növ emissiya kütlə-spektri vasitəsilə nəzarət edilmişdir. Təmizlik dərəcəsinin kriteriyası olaraq kütlə spektrində aşqarlara məxsus maksimumların, polimerin atomlarına məxsus olan əsas maksimumların bir neçə faizini təşkil etməsi tələbinin təmin olunması qəbul edilmişdir.

Tədqiq edilmiş polimerləri, enerjisi 2.5 keV olan arqon atomları ilə bombardman etdikdə, ikinci növ ion emissiyasının kütlə - spektrinin araşdırılmasından əldə edilən nəticələr cədvəl 2 -də tədqiq olunmuşdur.

Cədvəldən görünür ki, tədqiqi edilən polimerlər, materialların element tərkibini xarakterizə edən, kifayət qədər geniş məlumatla malik ikinci növ emissiyası kütlə-spektrinə malikdirlər. yuxarıda qeyd edildiyi kimi kütlə-spektri vasitəsilə tədqiq edilən polimerlərin molekulyar quruluşunu da müəyyən etmək olar.

Beləliklə, ədəbiyyat məlumatlarının araşdırılmasından məlum olur ki, yüklü zərrəciklərin polimer materialların səthlərinə təsirləri zamanı materiallarda müşahidə edilən destruktiv ion emissiyası prosesləri mövcud olur ki, bu da qapalı sistemin qaz mühitində mühüm dəyişikliklərə səbəb olur.

Məlumdur ki, qapalı sistemdə təzyiqin müxtəlif qiymətlərində, atmosfer havasının qalıq qazlarında, oksigen, azot, su buxarları, karbon atomları, OH qrupları və sairə atom və molekullar mövcud olur. Müxtəlif növ qazboşalmalarının polimer – dielektrik materiallara təsiri zamanı materialların səthində bir sıra fiziki – kimyəvi proseslərin reallaşması və materialların destruktiv emissiyası, ikinci növ ion emissiyası prosesləri nəticəsində, polimerlərin tərkib elementlərinin qaz fazasına müdaxilə etməsi müşahidə edilir. Beləliklə qapalı sistemdə qazboşalması şəraitində mürəkkəb qaz fazası formalaşır. Sistemdə, müxtəlif atom və molekulların

POLİMER MATERIALLARIN SƏTHİNDƏN EMİSSİYA PROSESLƏRİNİN TƏHLİLİ

ionlarının mövcudluğu şəraitində qazboşalmalarının təsiri vasitəsilə sürətli qaz reaksiyalarının reallaşması qəpəli sistemin qaz mühitində kəskin tərkib dəyişmələrinə səbəb olur.

Tədqiqatlarda CH₄, SF₆, O₂ və digər qazlardan istifadə etdikdə qaz fazasının tərkibi daha mürəkkəb şəkildə olduğundan müxtəlif qaz reaksiyalarının reallaşma ehtimalı yüksək olur və sistemdə əmələ gələn qaz mühitin tərkibi başlanğıc halındakı tərkibdən daha kəskin fərqlənir.

Qeyd etmək lazımdır ki, müəyyən hallarda, qaz mühitin tərkibində, qaz reaksiyaları nəticəsində, sistemdə bəzi aktiv birləşmələr əmələ gələ bilər ki, bu birləşmələrin təsiri nəticəsində polimer-dielektrlərdə eroziya, destruksiya, səthin kimyəvi tərkibində yeni qrup

elementlərin əmələ gəlməsi və sairə proseslərə səbəb olar və bu da öz növbəsində materialların mühüm fiziki-kimyəvi xüsusiyyətlərinə əhəmiyyətli dərəcədə təsir göstərə bilər.

Ədəbiyyatda yuxarıda şərh edilən prosesləri, əhatə edən ümumi nəzəriyyə yoxdur və polimer növünün çoxluğunu, qazboşalmalarının müxtəlifliyini və əksər hallarda qaz qarışıqlığının tərkib mürəkkəbliyini nəzərə alsaq, bütün halları əhatə edən nəzəriyyənin qeyri-mümkün olmasını qəbul etmək olar. Ədəbiyyatda, əksər işlərdə ayrı – ayrı hallara baxılaraq, müəyyən nəticələr əldə edilmişdir. Ancaq bu hallarda da həlli olunan problemlərin çoxluğu bu istiqamətdə tədqiqatların davam etdirilməsinin vacibliyini sübut edir.

Cədvəl 1.

Polimerlərin ikinci növ ion emissiyasının spektrləri [5].

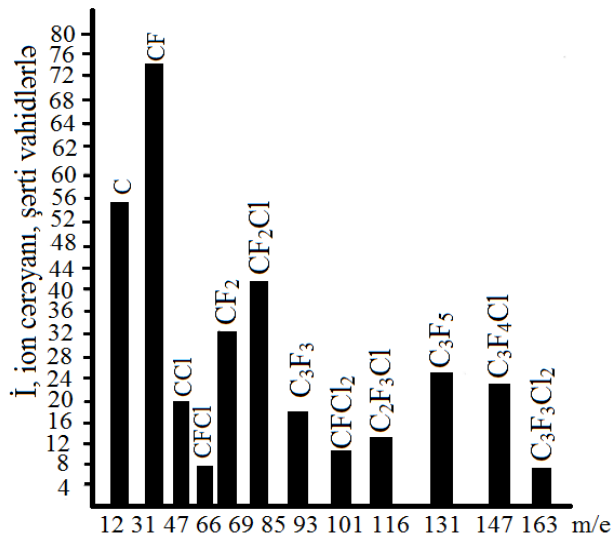
m/e	Piklərin intensivliyi %								İonun Tipi
	Fon	Poli- etilen	Poli- propilen	Politetraf- toretillen	Polimetilm- etakrilat	Polika- pramid	Poli- karbonat	Silikon kauçuku	
12				25					C ⁺
14					21	13			CH ₂ ⁺ ,N ⁺
15	16	17	18		110	28	34	20	CH ₃ ⁺
18						10			NH ₄ ⁺
26	15	26			18	26	31		C ₂ H ₂ ⁺
27	86	100	48		78	115	107	13	C ₂ H ₃ ⁺
28	15	16			12	69	32	150	C ₂ H ₄ ⁺ , CO ⁺ ,Si ⁺
29	60	60	36		57	64	63	56	C ₂ H ₅ ⁺
30						43			NO ⁺
31	12			100	10				CH ₃ O ⁺ ,CF ⁺
32							11		C ₃ H ⁺
38							19		C ₃ H ₂ ⁺
39	62	74	42		88	88	114	12	C ₃ H ₃ ⁺
40	11					15	13		C ₃ H ₄ ⁺
41	100	100	100		100	100	100		C ₃ H ₅ ⁺
42	15	13	18			38	15		C ₃ H ₆ ⁺
43	70	48	79		49	45	44	100	C ₃ H ₇ ⁺ , SiCH ₃ ⁺
44						21			C ₂ H ₅ NH ⁺ , CONH ₂ ⁺ , SiO ⁺
45					16			26	C ₂ H ₅ O ⁺
50							22		C ₄ H ₂ ⁺
51	16				14	11	36		C ₄ H ₂ ⁺
53	57	19	19		28	18	21		C ₄ H ₃ ⁺
55	27	50	77		39	52	42		C ₄ H ₅ ⁺
57		22	36		10	15	17		C ₄ H ₇ ⁺
59					46			15	C ₄ H ₉ ⁺
63	17						22		C ₃ H ₇ O ⁺
65	17				13		14		C ₅ H ₃ ⁺
67		15	19		23	14	13		C ₅ H ₅ ⁺
69		14	63	41	32	19	12		C ₅ H ₇ ⁺
71			13					90	C ₅ H ₉ ⁺ , CF ₃
73									C ₅ H ₁₁ ⁺
77					20		22		C ₂ H ₅ ⁺ SiO ⁺
79					18				C ₆ H ₅ ⁺
81					15				C ₆ H ₇ ⁺
83			12						C ₆ H ₉ ⁺
91					22		15		C ₆ H ₁₁ ⁺
93				15	12				C ₇ H ₇ ⁺
114						17			C ₃ F ₃ ⁺
131				19					NH ₂ (CH ₂) ₅ COC ₃ F ₅ ⁺

Cədvəl 2.

Bəzi polimerlərin və sopolimerlərin ikinci növ ion emissiyasının kütlə spektrləri [5].

m/e	İonun tipi	İntensivlik %					
		politetrafto rietilen	politrifto xloretilen	polivinilide nftorid	Trifto xloretilen nviniliden ftorid	Tetrafto retileneti len	Tetraftoretile nvinilidenfto rid
12	C ⁺	17	10.6	6.9	15	5.9	13
13	CH ⁺			7.7		5.8	7.0
14	CH ₂ ⁺			5.3		8.2	7.1
31	CF ⁺	41	22	15	27	20	25
32	CFH ⁺			1.5		2.1	1.9
33	CFH ₂ ⁺			6.0		6.6	3.6
45	C ₂ FH ₂ ⁺			6.4		4.8	4.8
47	CCl ⁺		3.9		4.0		
49	CCl ⁺		1.2		1.4		
50	CF ₂ ⁺	2.3	0.9	1.7	1.0	2.5	1.9
51	CF ₂ H ⁺			1.2	1.4	16	6.0
64	C ₂ F ₂ H ₂ ⁺			7.7			
65	C ₂ F ₂ H ₃ ⁺			6.1			
66	CFCl ⁺		1.6		1.5		
69	CF ₃ ⁺	18	10	7.0	9.8	5.9	9.8
74	C ₃ F ₂ ⁺	1.3	1.4		1.4		
75	C ₃ F ₂ H ⁺			3.3	2.7	4.0	4.1
77	C ₃ F ₂ H ₃ ⁺			4.3		10	1.6
85	CF ₂ Cl ⁺		11		9.3		
87	CF ₂ Cl ⁺		4.2		3.1		
93	C ₃ F ₃ ⁺	5.3	5.3		4.5		
95	C ₃ F ₃ H ₂ ⁺			4.6		4.5	4.0
100	C ₂ F ₄ ⁺	3.5					
101	CFCl ₂ ⁺		2.1		1.6		
103	CFCl ₂ ⁺		1.4				
109	C ₃ F ₂ Cl ⁺		2.8		2.6		
111	C ₃ F ₂ Cl ⁺				1.6		
116	C ₂ F ₃ Cl ⁺		2.6		2.4		
119	C ₂ F ₅ ⁺	2.3					
131	C ₃ F ₅ ⁺	7.4	5.9			4.1	
133	C ₃ F ₅ H ⁺		5.0				3.1
135	C ₂ F ₄ Cl ⁺		2.5				
147	C ₃ F ₄ Cl ⁺		5.6		4.1		
149	C ₃ F ₄ Cl ⁺		2.1		1.9		

Şəkil 1-də politrifto xloretilen polimerinin ikinci növ ion emissiya kütlə - spektri təqdim olunur.



Şəkil 1. Politrifto xlorietilen polimerinin ikinci növ ion emissiyasının kütlə spektri.

- [1] *A.M. Həşimov.* SF₆ qaz mühitində elektrik qazboşalmasının təsiri şəraitində polietilenterefalat materialından emissiya prosesləri. *A.M. Həşimov, L.Ç. Süleymanova, K.B. Qurbanov.* Energetikanın problemləri. 2018, №1, s. 6-10.
- [2] *A.M. Həşimov.* Elektrik təsirlərinə məruz qalan polimerlərdə müşahidə olunan proseslərin mexanizmlərinin araşdırılması. *A.M. Həşimov, L.Ç. Süleymanova., K.B. Qurbanov* və b. Energetikanın problemləri, 2021, №1, s. 51.
- [3] *В.С. Дмитриевский.* Влияние некоторых параметров технологического процесса изготовления полиэтилена на его импульсную прочность. *В.С. Дмитриевский, В.Г. Сотников,*
- И.И. Сквирская.* Электронная обработка материалов, 1973, №3, с.64-65.
- [4] *A.M. Hashimov, N.M. Tabatabaei, L.Ch. Suleymanova, K.B. Gurbanov, A.S. Huseynova, Z.A. Taghiyeva.* Study of temperature dependence of emission processes in polymer systems of linear structure. The 17th International Conference on Technical and physical Problems Engineering, İstanbul, Turkey:18-19 October, 2021, Number 20. p.94-98.
- [5] *А.А. Полякова.* Молекулярный масс-спектральный анализ органических соединений, Москва «Химия», 1983, 147 с.

**A.M. Гашимов, Л.Ч. Сулейманова, К.Б. Гурбанов, З.А. Тагиева, С.А. Гусейнова,
В.М. Гаджиева, С.С. Ахадова**

АНАЛИЗ ЭМИССИОННЫХ ПРОЦЕССОВ С ПОВЕРХНОСТИ ПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Поскольку полимерно-диэлектрические материалы, широко используемые в качестве изоляционных материалов в высоковольтной аппаратуре и электротехнической промышленности, в процессе их эксплуатации подвергаются воздействию сильных электрических полей и электрических газовых разрядов, изучение физико-химических процессов, протекающих на поверхности и объеме материалов в результате этих воздействий является актуальной темой, имеющей большое научное и практическое значение.

**A.M. Hashimov, L.Ch. Suleymanova, K.B. Gurbanov, Z.A. Taghiyeva, S.A. Huseynova,
V.M. Hajiyeva, S.S. Ahadova**

ANALYSIS OF EMISSION PROCESSES FROM THE SURFACE OF POLYMER MATERIALS

Since polymer-dielectric materials, which are widely used as insulating materials in high-voltage equipment and electrical engineering industry, are exposed to the effects of strong electric fields and electric gas discharges during their operation, the study of physical-chemical processes that take place on the surface and volume of the materials as a result of these effects, and the changes in the important properties of the materials, is an urgent topic, is of great scientific and practical importance.

SnSe-Ce₂Se₃ SİSTEM BƏRK MƏHLULLARININ BƏZİ FİZİKİ XASSƏLƏRİNİN TƏDQIQI

VƏFA ƏLƏFSƏR QIZI ABDURAHMANOVA

ADPU, Fizika fakultəsi

Bakı şəhəri, Üzeyir Hacıbəyov 68.

abdurrahman.vafa@gmail.com

SnSe-Ce₂Se₃ sistem bərk məhlullarının elektrofiziki xassələrindən: elektrik keçiriciliyi (σ); termo e.h.q.-nin (S) və istilikkeçirmə əmsalının (χ) tərkib və temperaturasılılıqları öyrənilmişdir. Müəyyən olunmuşdur ki, SnSe-dən onun bərk məhlullarına keçdikdə elektrik müqaviməti $5 \cdot 10^9$ omsm-ə qədər artır. Termik qadağan olunmuş zonanın qiyməti $\Delta E \approx (1,2 \div 2,0)$ eV intervalında dəyişir.

Açar sözləri: Elektrik keçiriciliyi, qəfəs istilikkeçiriciliyi, termo.e.h.q., bərk məhlul, tərkib, termik qadağan olunmuş zona, elektrik müqaviməti.

PACS: 538.91+538.93

GİRİŞ

A^{IV}B^{VI} qrup kristalların kvazi lokal səviyyələr yarada bilən aşqarlarla leqirə olunması onların praktiki tətbiq imkanlarını artırdığından, uyğun tədqiqatların aparılması həm fundamental, həm də praktik baxımdan böyük əhəmiyyət kəsb edir. Bu baxımdan, Nadir torpaq metallarından (NTM) olan Ce, Sm elementləri ilə aşqarlanmış p-SnSe birləşməsində kinetik parametrlərin öyrənilməsi, elektron-fonon qarşılıqlı təsirinin araşdırılması maraq kəsb edir.

Ortorombik quruluşlu malik olan SnSe yarımkəçirici, termoelektrik kristalı əsaslı çoxlu sayda işlər mövcuddur [6-9]. Bu qrup kristallar həm termoelektrik, həm də optik materiallar kimi tətbiq olunurlar. Aralıq mövqedə olan SnSe kristalında qadağan olunmuş zonanın eni 0,9 eV-dur. Ona görə də, hər iki tərəfə meyillidir [6-9]. Mürəkkəb ion-kovaleent kimyəvi rəbitəyə malik, deformasiya olunmuş NaCl tipli quruluşda kristallaşır. Yüksəkdərəcədə defektlərə və hər iki alt qəfəsin vakansiyalarına ($\sim 10^{17} \text{sm}^{-3}$) malikdir.

Ce₂Se₃ kristalı mərkəzə simmetriyalanmış kubik qəfəs quruluşuna malikdir, izomorfudur və qəfəs parametrləri $a=8,9586 \text{ \AA}$ -dur [9]. Hər iki kristalın yaratdığı bərk məhlulların tədqiqi maraq kəsb edir.

TƏCRÜBİ HİSSƏ

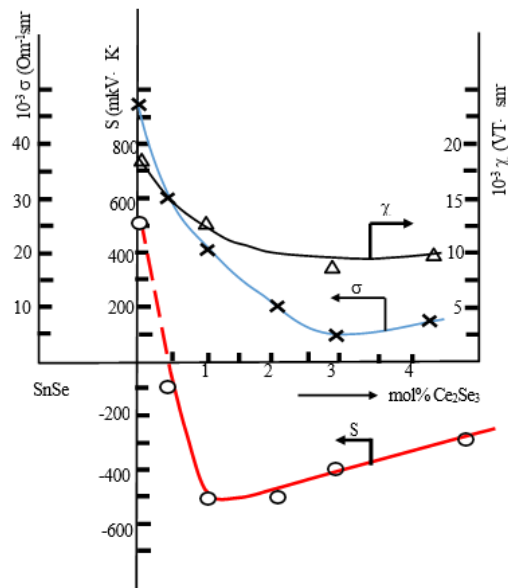
Rentgenfaza, mikroquruluş analiz üsulu ilə SnSe-Ce₂Se₃ sisteminin hal diaqramı qurulmuş [6] və bərk məhlul oblastı təyin olunmuşdur. Müəyyən olunmuşdur ki, Ce₂Se₃ birləşməsi SnSe-də mol 8% -ə qədər bərk məhlul verir. Hər iki birləşmə yarımkəçirici material olduğundan onların yaratdıqları bərk məhlulun fiziki xassələrinin necə dəyişməsinə maraq kəsb etmişdir.

SnSe-nin elektrik keçiriciliyi 300K-də ($\sim 2 \div 14$) $\text{Om}^{-1} \cdot \text{sm}^{-1}$ tərtibindədir. Qadağan olunmuş zonanın eni $\Delta E \approx 0,9 \text{ eV}$ tərtibindədir [7]. İşdə SnSe əsasında olan bərk məhlul oblastından $x=0,5; 1,00; 2,00; 3,00$ və $4,0$ mol% Ce₂Se₃ olan nümunələri alınmış, onların elektrik keçiriciliyi (σ); termo e.h.q. (S) və istilikkeçirmə əmsalının (χ) geniş temperaturoblastında ($T=300-700$)K ölçülərək analiz edilmişdir. Elektrik keçiriciliyi potensiometrlik üsulla, termo e.h.q və istilik keçirmə əmsalı isə mütləq stasionar metod-

la ölçülmüşdür. Nümunələrin həndəsi ölçüləri $(4 \times 6) \times 20 \text{mm}$ -dir. Ölçmələr zamanı maddə boyunca $\Delta T = (8-10)^{\circ}\text{C}$ - temperatur qradienti olmuşdur.

TƏCRÜBƏ NƏTİCƏLƏRİNİN ANALİZİ

Elektrik keçiriciliyin (σ); termo e.h.q. (S) və istilikkeçirmə əmsalının (χ) qiymətlərinin tərkib asılı olaraq dəyişməsi 1-ci şəkildə verilmişdir. Şəkildən göründüyü kimi, tərkiblərdə Ce₂Se₃ elementinin miqdarı artıqca termo e.h.q.-nin mütləq qiyməti azalır (1.0 mol% Ce₂Se₃-də), Ce₂Se₃-ün konsentrasiyasının (1÷3) mol% -li qiymətlərində nisbətən artma müşahidə olunur və termo e.h.q.-nin dəyişməsindən göründüyü kimi Ce₂Se₃ – komponentinin 1 mol% qiymətində inversiya nöqtəsindən keçərək keçiricilik mexanizmi dəyişir. Çox ehtimal ki, buna səbəb leqirə olunmuş aşqar atomlarının kompensasiya olunması hesabına baş verir.

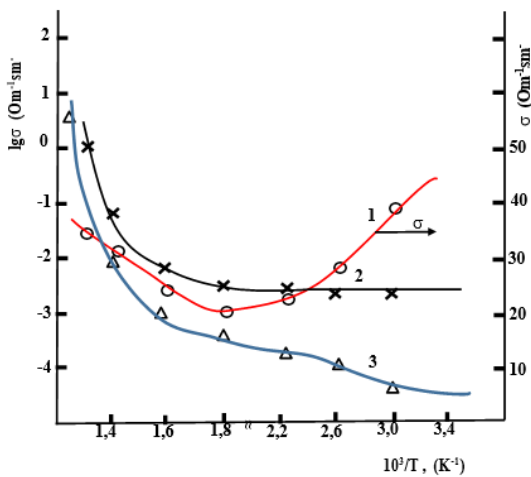


Şəkil 1. SnSe - Ce₂Se₃ sisteminə elektrik keçiriciliyinin – (σ), termo e.h.q.-nin - (S) və istilikkeçirmə əmsalının - (χ) tərkib asılılığı.

Şəkildən göründüyü kimi SnSe- Ce₂Se₃ bərk məhlul-

larında Ce₂Se₃-ün miqdarı artdıqca elektrik keçiriciliyinin qiyməti kəskin azalır. Qeyd edək ki, termo e.h.q-nin və elektrik keçiriciliyinin minimum qiyməti 1-3 mol% Ce₂Se₃ olan intervala düşür. Termoe.h.q-nin və elektrik keçiriciliyinin belə dəyişməsinə səbəb leqirə olunan kiçik qiymətlərdə (Ce konsentrasiyasında) seriumun qalayla əvəz olunması fonunda elektron-deşik kompensasiyasının baş verməsidir. Sonra isə adi bərk məhlullarda olduğu kimi proses davam edir. (SnSe)_{1-x}-(Ce₂Se₃)_x sisteminin istilik keçiriciliyi 0 ≤ x ≤ 0,03 konsentrasiya intervalında Ce₂Se₃-ün miqdarının artması ilə azalır. Bu fononların vakant mərkəzlərdən müxtəlif formada səpilməsi ilə bağlıdır. Sistemdə elektron istilik keçiriciliyi çox kiçikdir və onu nəzərə almaq da olar. Ümumi istilik keçiriciliyin qəfəsililik keçiriciliyindən ibarət olduğunu göstərmək olar. Ce₂Se₃ komponentinin kiçik faizlərində χ_{qəfəs} - çox zəif dəyişir.

Bu isə Ce₂Se₃ - komponentinin miqdarından asılı olmayaraq yükdaşıyıcıların çox zəif dəyişməsi ilə əlaqədar-
dır.



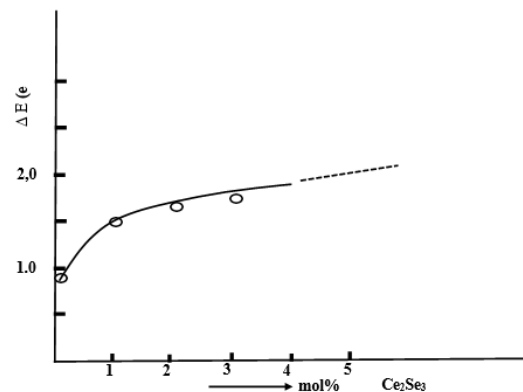
Şəkil 2. SnSe – Ce₂Se₃ sistem ərintilərində elektrik keçiriciliyin temperatur asılılığı. 1- SnSe, 2- 1 mol% Ce₂Se₃+ 99mol% SnSe, 3- 3mol% Ce₂Se₃+ 97 mol% SnSe

Şəkil 2- də nümunələrin elektrik keçiriciliyinin temperatur asılılığı lgσ = f(10³/T) verilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi alınan nümunələr verilmiş temperatur intervalında yarımkeçiricilik xassə göstərir. Məxsusi keçiricilik

oblastı (650-800)K temperaturunda müşahidə olunur. Bu oblastda nümunələr üçün optik qadağan olunmuş zonanın

$$\Delta E = -0,43KT_0 \frac{d[\lg(n_0 T^{-3/4})]}{d(T_0/T)}$$

hesablanmış və 3-cü şəkildə verilmişdir. Burada T₀=650K, n₀=4,6·10¹⁷sm⁻³ həmin nöqtədə yükdaşıyıcıların konsentrasiyası, T-isə sonuncu temperaturdur və 800K-nə bərabərdir. Şəkildən görüldüyü kimi, SnSe-dən onun Ce₂Se₃-lə olan bərk məhlullarına keçdikdə Ce₂Se₃-nin miqdarından asılı olaraq qadağan olunmuş zonanın eninin qiyməti artır. SnSe kristalının Ce₂Se₃ komponenti ilə müxtəlif dozalarda leqirə olunmuş nümunələri əsasən leqirə olunan dozanın miqdarından kəskin asılıdır. Burada əsas rolu serium atomlarının qalay vakansiya mərkəzlərini tutması mühüm rol oynayır. Məhz ona görə də, SnSe - Ce₂Se₃ sisteminin bərk məhlulları Ce element atomlarının bir elektron artıqlığı [6] hesabına n-tip yarımkeçiricidirlər.



Şəkil 3. SnSe – Ce₂Se₃ sistem ərintilərində ΔE-qadağan olunmuş zonanın tərkib asılılığı.

NƏTİCƏLƏR

SnSe - Ce₂Se₃ sisteminin bərk məhlulları ana maddədən (p-tip SnSe) fərqli olaraq n-tip n-tip yarımkeçirici materiallardır.

Bərk məhlullarda termik qadağan olunmuş zonanın eni ΔE≈(1,2÷2,0) eV arasında qiymətlər alır və tərkiblərdə Ce₂Se₃-komponentinin miqdarından asılı olaraq artım müşahidə olunur.

- [1] Н.Х. Абрикосов и Л.Е. Шелимова. Полупроводниковые материалы на основе соединений A^{IV}B^{VI} Изд. Наука 1975, ст. 236-242.
- [2] Л.В. Прокофьева, Ю.И. Равич, Д.А. Пшенин-Северин, П.П. Константинов, А.А. Шабалдин. Легирование полупроводников A^{IV}B^{VI} и энергетический спектр дырок с учетом резонансных состояний. Физика и техника полупроводников, 2010, 44 (6), ст.742-747
- [3] Ю.И. Равич, С.А. Немов. Пррыжковая проводимость по локализованным примесным состояниям индия в РbТе и твердых растворах на его основе. ФТП. 2002. Т.36, №1, ст.3-23.
- [4] А.В. Дмитриев, И.П. Звягин. Современные тенденции развития физики термоэлектрических материалов. УФН 180, № 8, ст. 821-837 (2010).
- [5] В.Ю. Ирхин, Ю.П. Ирхин. Электронная структура, корреляционные эффекты и физические свойства d- и f- переходных металлов и их соединений. М. Наука. 2011,
- [6] А.П. Гуришумов. Физико-химическая и физическая природы сложных полупроводниковых материалов на основе моноселенида олова. Баку 1991. РП.СНИО СССР, ст. 182
- [7] Katherina R. Stevens, Simon Johnsen, Steven N, Girard. Investigation of the Thermoelectric Properties of Metal Chalcogenides with SnSe. Nanoscape, vol.7, Issue 1, Summer 2010.
- [8] Sh.S. Ismailov, J.I. Huseynov, M.A. Musaev, I.I. Abbasov, V.A. Abdurakhmanova. "Effect of doping level and compensation on thermal conductivity in Ce_xSn_{1-x}Se solid solutions" Low

[9] Temperature Physics, 2019, т.45, № 12, с.
V.A. Abdurakhmanova. «Thermal conductivity of the (SnSe)_{1-x}-(SmSe)_x system alloys» Modern trends in Physics. The event is sponsored by the Baku State

University and State Agency of Alternative and Renewable Energy Source of the Republic of the Azerbaijan. Baku, 2017, 23-25.

Vafa Alafsar gizi Abdurahmanova

STUDY OF SOME PHYSICAL PROPERTIES OF SOLID SOLUTIONS OF THE SnSe-Ce₂Se₃ SYSTEM

From the electrical properties of solid solutions of the SnSe-Ce₂Se₃ system: electrical conductivity (σ); The composition and temperature dependences of thermoelectric etc. have been studied. (S) and heat transfer coefficient (χ). It has been established that upon transition from SnSe to its solid solutions, the electrical resistance increases to $5 \cdot 10^9$ Ohm. The thermal band gap varies within $\approx E\Delta(1.2 \div 2.0)$ eV.

Вафа Алафсар кызы Абдурахманова

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОТОРЫХ ФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ СИСТЕМЫ SnSe-Ce₂Se₃

Из электрофизических свойств твердых растворов системы SnSe-Ce₂Se₃: электропроводность (σ); Изучены состав и температурные зависимости термоэ.т.д. (S) и коэффициента теплоотдачи (χ). Установлено, что при переходе от SnSe к его твердым растворам электрическое сопротивление увеличивается до $5 \cdot 10^9$ Ом. Величина тепловой запрещенной зоны варьируется в пределах $\Delta E \approx (1,2 \div 2,0)$ эВ.

NADİR TORPAQ METALLARININ GeSe LAYLI MONOKRİSTALININ FOTOELEKTRİK VƏ OPTİK XASSƏLƏRİNƏ TƏSİRİ

A.O. DAŞDƏMİROV, A.S. ƏLƏKBƏROV

Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universiteti,

Bakı şəhəri, Azərbaycan Respublikası

aydin60@inbox.ru

GeSe laylı monokristalın spektrin infraqırmızı oblastında fotohəssas yarımkeçirici maddədir. Nadir torpaq metalları, əsasən laylar arasında interkalyasiya etməklə kristalların fiziki xassələrinə, o cümlədən fotoelektrik və optik xassələrinə təsir edir. Müəyyən edilmişdir ki, Nd atomları aşqar defektləri yaratmaqla fotokeçiricilik spektrində əlavə maksimum vardır. Aşqarın konsentrasiyası artması FK spektrində qeydə alınan incə quruluşların silinməsinə səbəb olur.

Açar sözlər: laylı monokristal, nadir torpaq metalları, eksiton, fotokeçiricilik, udulma spektri

PACS: 81.05.-t

Laylı kristalların əsas fərqləndirici cəhətlərindən biri onların fiziki xassələrinin, o cümlədən fotokeçiriciliyinin güclü anizotropluğu malik olmasıdır. Bunu nəzərə alaraq həm GeSe, həm də GeSe:Nd monokristallarının FK spektri polyarlaşmış işıqda aparılmışdır. Bunun üçün MDP-2 monoxromatoru üzərində qurulmuş qurğuda nümunənin üzərinə düşən işıq polarizatorndan keçirilərkə alınmışdır.

Nd aşqarlarının GeSe laylı kristalının FK spektrinə təsirini müəyyən etmək üçün kristalın özünün FK spektrini tədqiq etmək lazımdır.

1-ci şəkildəki qrafikdən görüldüyü kimi, GeSe kristalının FK spektrində məxsusi udulma oblastında, ($T=100\text{K}$ temperaturunda, $E//a$ polyarizasiyasında) zona-zona keçidi ilə bağlı $h\nu_1=1,4$ eV və $h\nu_2=1,57$ eV maksimumları qeydə alınmışdır.

Kristallik GeSe kristalı düzkeçidli yarımkeçirici maddə olub, otaq temperaturunda qadağan olunmuş zonanın eni $E_g=1,29$ eV-dur [1].

$\Lambda_1 \rightarrow \Lambda_1$ keçidi $E//a$ polyarizasiyasında düz keçidlə bağlı olub enerjisi $h\nu_1=1,4$ eV-dur.

$\Lambda_2 \rightarrow \Lambda_2$ keçidi $E//b$ polyarizasiyasında düz keçidlə bağlı olub enerjisi $h\nu_2=1,57$ eV-dur.

Aşağı temperaturlarda ($T=100\text{K}$) enerjisi $E=1,35\text{eV}$ olan maksimum eksiton dissosiasiyası nəticəsində yaranır [2,3,6]. Həmin müəlliflər kristaldakı eksiton fotokeçiriciliyinin aşağıdakı mexanizmlərini təklif etmişlər:

–eksiton kristaldakı rəqslər–fononlardan səpilərkə elektron və deşiklərlərə dissosiasiya olunmaqla fotocərayan yaradır;

–kristalda stixometriyadan kənarlaşması nəticəsində zonalar arasında yaranan keçidlər eksiton keçiriciliyini stimullaşdırır;

–ışığın təsiri ilə generasiya olunan eksiton kristalda miqrasiya etməklə ya anni-hilyasiya olunmaqla işıq şüalandırır, ya da aşqar atomları ilə toqquşaraq elektron-deşik cütünə dissosiasiya olunur.

Birinci varianta gəldikdə temperaturun aşağı düşməsi ilə eksiton piki kiçilməli idi. Belə ki, temperaturun enməsi kristalda fononların eksponensial olaraq azalmasına səbəb olur. Təcrübədə isə, əksinə, temperaturun azalması həmin maksimumun kəskin artması qeydə alınır.

İkinci variant o zaman doğru olardı ki, eksitonun dissosiasiya olunması ilə yaranan elektron və deşiyin effektiv yaşama müddəti fononlar tərəfindən generasiya olunan elektron və deşiklərin yaşama müddətindən böyük olsun. Bu fakt eksitonların termik generasiyası zamanı mümkün deyil.

Üçüncü varianta gəldikdə, həqiqətən də $h\nu_{max}=1,32$ eV uyğun maksimumu GeSe kristalında miqrasiya edən eksitonların kation vakansiyalarından fotoaktiv parçalanması ilə əlaqələndirmək olar.

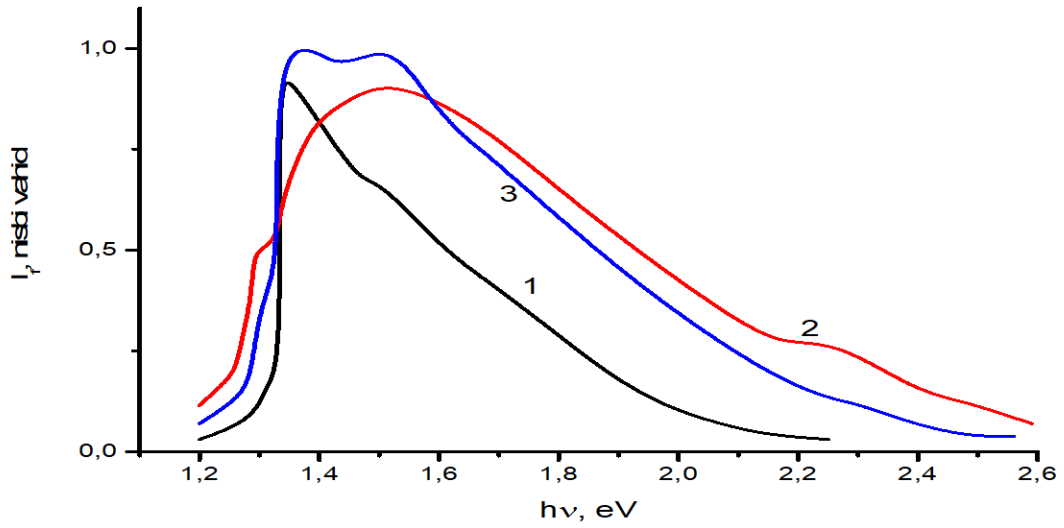
Stexiometriyadan kənarlaşmalar kristalda çoxsaylı ($10^{17} \div 10^{18} \text{ sm}^{-3}$) məxsusi defektlərin–kation vakansiyalarının yaranması kristalın elektrik keçiriciliyində “metallik” keçiriciliyin yaranmasına səbəb olur.

GeSe kristalına nəzərə alınacaq dərəcədə Nd aşqarının daxil edilməsi və Nd atom radiusunun ($0,96\text{Å}$) Ge atom radiusundan ($0,67\text{Å}$) kifayət qədər böyük olması kristalda əlavə defektlərin generasiya olunmasına gətirib çıxarır. Aşqar atomlarının vakansiyalarda lokallaşması vakansiyaların sayını azaltmaqla yanaşı yeni növ nöqtəvi defektlərin–aşqar defektlərinin konsentrasiyasını artırır ki, həmin defektlər də FK spektrində $h\nu_{max}=1,11$ eV uyğun maksimum yaradır (şəkil 2).

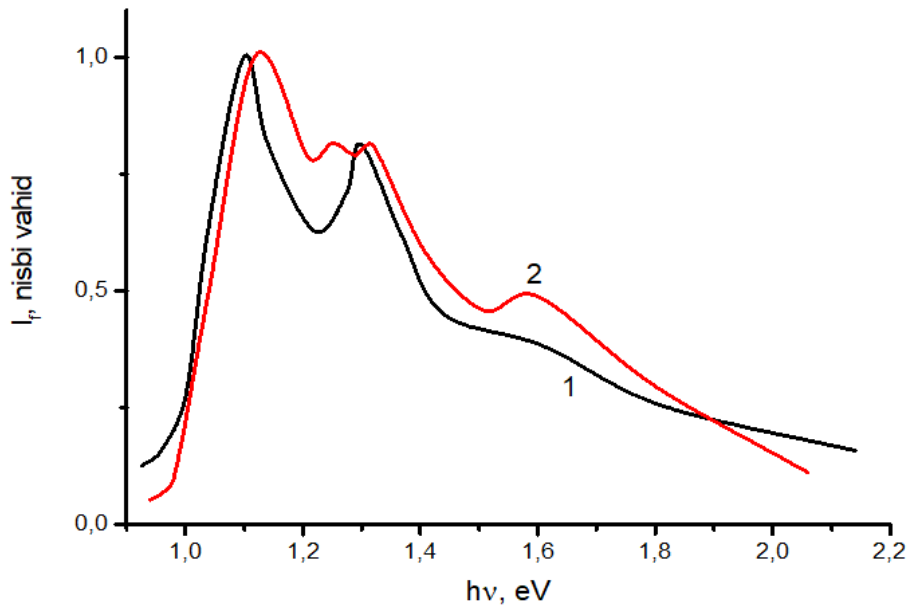
Vurulan aşqarın konsentrasiyasının sonrakı artımı kation vakansiyalarını kom-pensasiya etməklə yanaşı kristalın həcmində, interkalyasiya nəticəsində laylar arasında əlavə defektlər və atom kompleksləri yaradır, FK spektrində qeydə alınan incə quru-luşların silinməsinə səbəb olur (şəkil 3).

GeSe laylı kristalında, aşağı temperaturlarda, yaranan eksiton effektləri yalnız FK spektrində deyil, işığın udulma spektrində də mühüm rol oynayır.

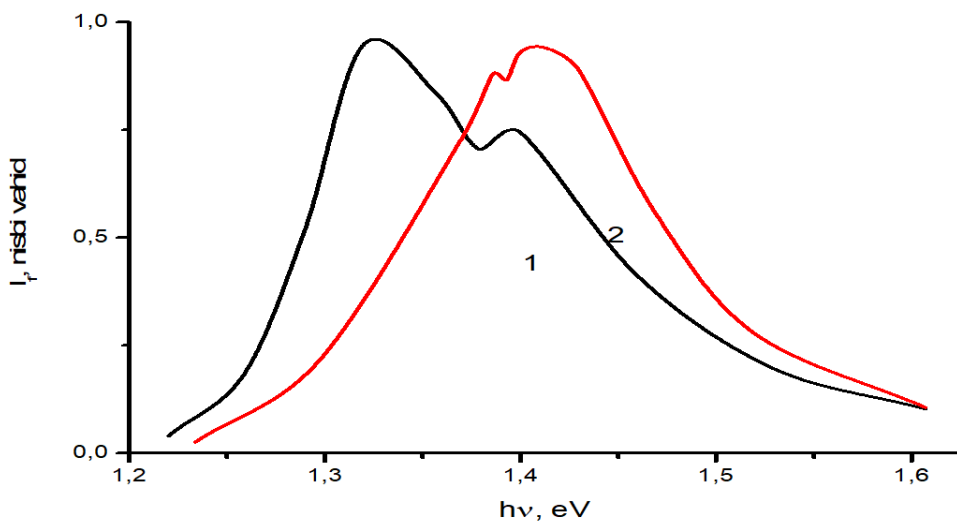
Yarımkeçirici kristalların zona quruluşu, qadağan olunmuş zonanın enini təyin etmək üçün ən dəqiq informasiyaları optik xassələrin tədqiqindən əldə etmək mümkündür. Müəlliflər [4-5] GeSe monokristalında udulmanın eksiton kənarını tədqiq etmişlər. Tədqiqat obyektini kimi Bricmen metodu ilə yetişdirilmiş qalınlığı $5 \div 100$ mkm olan laylı monokristallardan istifadə olunmuşdur. Ölçmələr 80K temperaturda, enerjinin $1,2 \div 1,6\text{eV}$ qiymətlərində aparılmışdır.



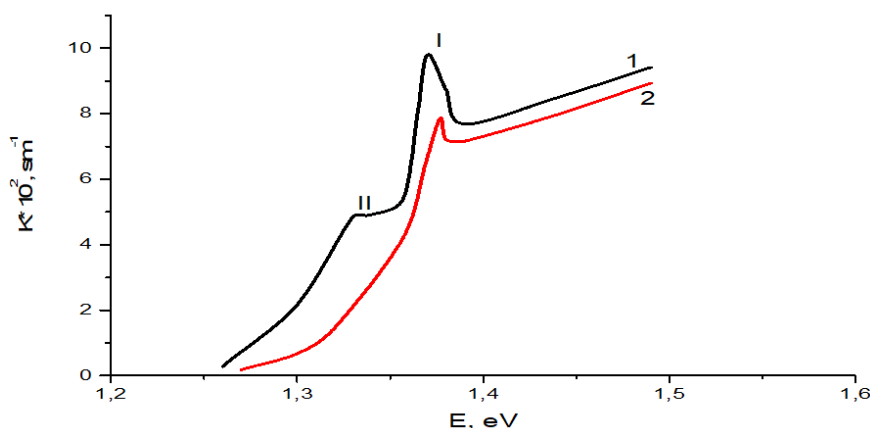
Şəkil 1. GeSe kristalının fotokeçiricilik spektri. 1- $E//a$; 2- $E//b$; 3-təbii işıq ($T=100$ K)



Şəkil 2. GeSe:0,5% Nd kristalının fotokeçiricilik spektri. 1- $E//a$; 2- $E//b$; ($T=100$ K).



Şəkil 3. GeSe:Nd 1,0atm% laylı monokristalının fotokeçiricilik spektri. 1- $E//a$; 2- $E//b$; ($T=200$ K).



Şəkil 4. GeSe kristalında işığın udulma spektri. 1–E//a; 2–E//b; (T=80 K).

Digər laylı kristallar kimi GeSe kristalı da optik xassələrində güclü anizotropluğa malikdir. Bu mənada ölçmələr polyarlaşmış işıqda aparılmışdır. Işıq kristalın (a,b) müstəvisinə perpendikulyar, c oxuna paralel istiqamətində salınmışdır.

4-cü şəkildən görüldüyü kimi, GeSe laylı kristalında udulma əmsalının tezlikdən asılılığı mürəkkəb xarakter daşıyır. E//a polarizasiyasında udulma əmsalı enerjinin 1,3 eV qiymətində kəskin artır. Halbuki, E//b polarizasiyasında həmin maksimum qeydə alınmır. Bu da kristalın anizotropluğunu sübut edir. E//a polarizasiyasında müşahidə edilən 1,362 eV uyğun maksimumu E//b polarizasiyasında zəif maksimum şəklində qeydə alınır.

Nümunənin qalınlığı azaldıqca udulma əmsalının artması baş verir [6-7]. Belə ki, müəlliflər udulma spektrini qalınlığı $2 \div 10$ mkm olan nümunələr üçün də aparmışlar[8]. Belə nazik lövhələri almaq üçün nümunənin səthinə yapışqanlı lent bərkidilmiş, sonra sistem benzola salınmışdır. Lent benzol tərəfindən həll edildikdən sonra kristal tədqiq edilmişdir.

Digər laylı kristallar kimi GeSe kristalı da optik xassələrində güclü anizotropluğa malikdir. Bu mənada ölçmələr polyarlaşmış işıqda aparılmışdır. Işıq kristalın (a,b) müstəvisinə perpendikulyar, c oxuna paralel istiqamətində salınmışdır.

- | | |
|---|--|
| <p>[1] В.А.Тагай, В.Н.Бондаренко, А.Н.Красико, Д.И.Блецкан, В.И.Шека. ФТП. 18, (3) 1433, 1976.</p> <p>[2] А.П.Захарчук, С.Ф.Терехова, С.М.Тодоров, Г.Г.Цебуля. ФТП. 10, (9) 2367, 1976.</p> <p>[3] М.Р.Лиситса, А.Р.Захарчук, С.Ф.Терехова, Г.Г.Цебуля, Л.К.Младов, С.М.Тодоров. Phys. Status Solidi B, 75, (1) K51, 1976.</p> <p>[4] Д.А. Гусейнова, А.М. Кулибеков, И.К. Нейманзаде. ФТП. 17, (2), 738, 1983.</p> | <p>[5] Д.А.Гусейнова, А.М.Кулибеков, Г.С.Оруджев. ФТП. 19, (6) 2059, 1985.</p> <p>[6] Т.Фукунэга, С.Сугай, Т.Киносада, К.Мурасе. Sol. St. Commun. 38, (3) 1049, 1981.</p> <p>[7] Ф.М. Гашизмзаде, Д.А. Гусейнова, А.М. Кулибеков, И.К. Нейманзаде, Г.С. Оруджев. Препринт Института Физики АН Аз.ССР, (47) 1982.</p> <p>[8] F.M.Gashimzade, D.G.Guliyev, D.A.Guseinova, V.Y.Shteinshrayber. J. Phys. Condens. Matter. 4, (3) 1081, 1992.</p> |
|---|--|

A.O. Dashdamirov, A.S. Alekperov

PHOTOELECTRIC AND OPTICAL OF GeSe LAYERED SINGLE CRYSTAL OF RARE EARTH METALS EFFECT ON PROPERTIES

GeSe layered single crystal is a photosensitive semiconductor material in the infrared region of the spectrum. Rare earth metals affect the physical properties of crystals, including photoelectric and optical properties, mainly by intercalating between layers. It was found that Nd atoms create an additional maximum in the photoconductivity spectrum by creating additional defects. Increasing the concentration of the additive leads to the deletion of fine structures recorded in the FC spectrum.

HgCdTe EPİTAKSİAL LAYLARI ƏSASLI İQ ŞÜALARIN SOYUDULMAYAN FOTOELEKTROMAQNİT DETEKTÖRÜ

ƏLİÖVSƏD Ə. ƏLİYEV

Azərbaycan Respublikasının Elm və Təhsil Nazirliyinin Fizika İnstitutu, Bakı, Azərbaycan
altriple.az@gmail.com

10.6 μm dalğa uzunluqlu CO_2 -lazeri tətbiq olunan optoelektron sistemlər üçün $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ epitaksial təbəqələr əsasında soyudulmayan fotoelektromaqnit detektorun dizaynı işlənmişdir. Təklif olunan detektorun müqaviməti, volt-vatt həssaslığı, xüsusi aşkaretmə qabiliyyəti hesablanmışdır. Həcmli kristall əsaslı detektorun eyni parametrləri ilə müqayisə edilərək, epitaksial təbəqələrin üstünlükləri hesabına müvafiq parametrlərin 4.8, 3.2 və 1.47 dəfə artması göstərilmişdir.

Açar sözlər: $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, epitaksial təbəqələr, fotoelektromaqnit detektor
PACS: 81.05.Dz; 81.15.Gh

Giriş

$\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x < 0.2$) bərk məhlullar əsaslı soyudulmayan fotoelektromaqnit detektorlar (PEM-detektor) 10.6 μm dalğa uzunluqlu CO_2 -lazeri tətbiq olunan optoelektron sistemlərdə geniş istifadə olunur [1]. Belə detektorların üstünlüklərindən xarici elektrik qidalanmasının olmaması ilə küylərin səviyyəsinin enməsinə və bununla fotoqəbuledicinin istilik yüklənməsinin xeyli azaldılmasını qeyd etmək olar. Eyni zamanda, onların yüksək çevikliyi heterodin sistemlərdə istifadə etməyə imkan verir.

Epitaksial texnologiyaların inkişafı altlıqlar üzərində kifayət qədər nazik və yüksək keyfiyyətli $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ layların alınmasına imkan yaratdığından, həcmli kristalların tədricən epitaksial laylarla əvəz edilməsinə gətirmişdir.

Epitaksial təbəqələrdə altlıqdan işçi oblasta qədər tərkibin gradienti ilə bağlı yaranan daxili varizon elektrik sahəsinin təsiri altında qeyri-əsas yükdaşıyıcılar (QƏY) işçi oblasta diffuziya etməsi nəticəsində onların altlıqla təbəqə sərhədində rekombinasiya ilə bağlı itkilər xeyli azalır. Molekulyar-şüa epitaksiyası (MBE) və metal-üzvi birləşmələrdən epitaksiya (MOCVD) qalınlıq boyunca tərkibin qradientini idarə etməyə və kifayət qədər böyük qalınlıqda bircinsliyə malik layların göyərilməsinə imkan verir. Bu halı nəzərə alaraq, epitaksial təbəqələr əsasında PEM detektorun dizaynının işlənməsi maraqlıdır.

PEM detektorun həssas elementinin dizaynı və texnologiyası

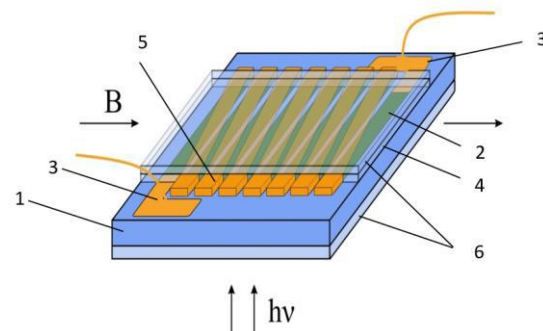
[2, 3]-də nəzəri hesablamalar və 6-7 və 10-12 μm spektral diapazonları üçün $x = 0.2$ və 0.167 tərkibli $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ əsasında kompozit qəbuledici sahəli soyudulmayan PEM-detektorların işlənilməsi və hazırlanması və tədqiqatlarının nəticələri təqdim edilmişdir.

[4-6]-də altlıqda yaradılmış xəndəklərdə göyərtilmiş $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ epitaksial təbəqələr əsasında müxtəlif fotodetektorların dizaynları təklif edilmişdir. Belə dizayn epitaksial layların həcmli kristallarla müqayisədə üstünlükləri ilə yanaşı, ilk növbədə, elementlər arasında kommunikasiyaların yaradılmasını asanlaşdırmağa, eləcə də bütün ayrı-ayrı elementlər arasında yüksək bir-

cinsliyə imkan vermişdir. [2, 3]-nə nəticələrini nəzərə alaraq, $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ epitaksial təbəqələri əsasında analoji soyudulmayan PEM detektor [4-6] işlərdə təklif olunan dizaynda işlənmişdir.

$\text{Zn}_{0.04}\text{Cd}_{0.96}\text{Te}$ və ya CdTe altlığında, kiçik bir aralıqla hər hansı məlum üsullardan (kəsmə, kimyəvi aşındırma, ion aşındırma) istifadə edərək, müəyyən bir eni və dərinliyi olan düzbucaqlı xəndəklər yaradıqdan sonra MBE, yaxud MOCVD metodları ilə $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ epitaksial təbəqələri göyərtilir. Altlıqda yaradılmış xəndəklərin dibindən $x=1$ -dən aşağıdakı hesablamalarla müəyyən edilmiş işçi tərkibinə kimi qalınlığı 1 μm -dən çox olmayan varizon lay, sonra lazımı qalınlıqda bircins işçi təbəqə, daha sonra isə qalınlığı 0,5 μm olan $x=0.4$ tərkibə kimi artan yeni varizon lay göyərtilir, bu da səth rekombinasiyasının təsirinə xeyli azalmasına gətirir. Epitaksial təbəqələrin lazımı dərəcəyədək aşqarlanması həm göyərilmə zamanı, həm də hazır laylar üzərində ayrıca texnoloji əməliyyat formasında həyata keçirilə bilər.

Bundan sonra, üst varizon layın səthi, gələcəkdə yaradılacaq kontakt sahələri istisna olmaqla, anod oksidi, yaxud başqa örtüklə passivləşdirilir. Növbəti əməliyyatlar zamanı kontakt sahələrindən üst varizon lay hər hansı aşındırma üsulu ilə çıxarılaraq vakuuma və ya kimyəvi çökdürmə metodları ilə omik kontaktlar və altlığın səthi ilə ayrı-ayrı elementlər arasında cərəyan kommunikasiyası təmin edilir. Sonradan həm altlığın arxa səthinə, həm də üst varizon təbəqənin üzərinə qeyri-əksetməyə malik təbəqə çökdürülür. Təklif olunan həssas elementin ümumi görünüşü şəkil 1-də verilmişdir.



Şəkil 1. PEM detektorun həssas elementinin quruluşu.

1 – altlıq, 2 – epitaksial təbəqə, 3 – signal elektrodları, 4 – anod oksidi, 5 – elementlərarası kommunikasiya elektrodları, 6 – qeyri-əkseidici laylar.

Keçirilmiş texnoloji əməliyyatlar nəticəsində PEM-detektorun hazırlanmış həssas elementi maqnit sahəsinin gərginliyi detektorun optimal parametrlərini təmin edən həm [1,2]-də göstərilədiyi kimi bilavasitə sabit maqnitin, həm də ayrıca korpusa quraşdırılıb elektrik maqnitin qütbləri arasında yerləşdirilə bilər. İşıqlandırma altlıq tərəfdən aparılır.

PEM detektorun əsas parametrlərinin hesablanması

İQ süaların fotoqəbuledicilərin, o cümlədən PEM-detektorların, əsas parametrləri R_λ monoxromatik voltvatt həssaslıq və D_λ^* xüsusi aşkaretmə qabiliyyətidir:

$$R_\lambda = \frac{I_{sc}r}{W_\lambda lw} \quad (1)$$

$$D_\lambda^* = \frac{R_\lambda}{U_n} \cdot \sqrt{A\Delta f} \quad (2)$$

burada I_{sc} – qısa qapanma cərəyanı; r – PEM-detektorun B maqnit sahəsində müqaviməti; W_λ – monoxroma-

tik süalanmanın gücü; $h\nu$ – işıqlandırma kvantların enerjisi; U_n – küylərin gərginliyi; Δf – gücləndirici avadanlığın tezliklər zolağının enidir.

PEM-detektorlarda dominant küy növü termik küylərdir və onların gərginliyi aşağıdakı düsturla müəyyən edilir:

$$U_n = \sqrt{4k_B T r \Delta f} \quad (3)$$

burada k_B – Bolsman sabiti, T – işçi temperaturdur.

Qalınlığı d , eni w_s olan k zolaqdan ibarət və ümumi ölçüsü $A = l \cdot w$ olan kompozit həssas sahəsi olan PEM-detektoru nəzərdən keçirək. Detektor parametrlərini hesablayarkən, istənilən maqnit sahələri (kvant sahələri istisna olmaqla) üçün, nümunənin son qalınlığı və yük daşıyıcılarının həcmi generasiyası nəzərə alınmaqla PEM effektinin ümumiləşdirilmiş formada iş [7]-ə əsaslanan [2]-də olduğu kimi eyni metodologiya əsas götürülmüşdür.

Stasionar halda, zəif optik həyəcanlandırma səviyyəsi və yükdaşıyıcılara cırlaşmamış statistikanın təbii şəraitində fotoelektromaqnit qısaqapanma cərəyanının ifadəsi aşağıdakı kimi təqdim edilə bilər:

$$I_{sc} = \frac{\eta \alpha W_\lambda}{h\nu} \frac{e(\mu_e + \mu_h) B w Y}{a(a^2 - \alpha^2)[a\tau(s_1 + s_2)ch(\alpha d) + (1 + s_1 s_2 a^2 \tau^2)sh(\alpha d)]} \quad (4)$$

(4) düsturunda Y -nin qiymətini aşağıdakı ifadədən təyin etmək olar:

$$Y = [(\alpha - s_2 a^2 \tau) + (\alpha + s_1 a^2 \tau) \exp(-\alpha d)] ch(\alpha d) - a[(1 - s_2 \alpha d) - (1 + s_1 \alpha \tau) \exp(-\alpha d)] sh(\alpha d) - [(\alpha - s_1 a^2 \tau) + (\alpha - s_2 a^2 \tau) \exp(-\alpha d)]$$

burada α – udulma əmsalı; η – kvant effektivliyi, əksətmə itkiləri daxil olmaqla; e – elementar elektrik yükü; μ_e, μ_h – elektron və deşiklərin yürüklüyü; s_1, s_2 – nümunənin ön və arxa səthlərində səthi rekombinasiyanın sürəti; τ – elektron və deşiklərin yaşama müddəti; $a = L^{-1}$ – maqnit sahəsində ambipolyar diffuziya uzunluğunun əks qiymətidir:

$$L = \left[\frac{L_e^2 (n + p)}{p(1 + \mu_e^2 B^2) + bn(1 + \mu_h^2 B^2)} \right]^{1/2} \quad (5)$$

burada L_e – elektronların diffuziya uzunluğu, b – elektron və deşiklərin yürüklüklərinin nisbətidir.

Nümunənin qalınlığı d ambipolyar diffuziya uzunluğu L -dan dəfələrlə böyük olduqda ($d \gg L$) və süalanma nümunənin həcmində effektiv şəkildə udulduqda ($\alpha d > 1.5$), arxa tərəfdə praktiki olaraq rekombinasiya yox dərəcədədir, belə halda fotomaqnit effektin

qısaqapanma cərəyanının ifadəsi sadələşir:

$$I_{sc} = \frac{\eta W_\lambda}{h\nu} \frac{e\mu_h (b+1) B L w}{(1 + S_1)} \frac{\alpha L}{\alpha L + 1} \quad (6)$$

burada $S_1 = s_1 \tau L^{-1}$ – nümunənin işıqlandırılan səthində səthi rekombinasiyasını nəzərə alan ölçüsüz parametrdir.

(1)-də qısaqapanma cərəyanını onun (6) ifadəsi ilə əvəz edərək və qəbuledici sahənin hər biri w_s enində k zolaqdan ibarət olduğunu nəzərə alaraq, monoxromatik voltvatt həssaslığı üçün aşağıdakı düstur alırıq:

$$R_\lambda = \frac{I_{sc} r}{W_\lambda l w} = \frac{\eta}{h\nu} \cdot \frac{e\mu_h (b+1) B L w_s}{(1 + S_1) l w} \cdot \frac{\alpha L}{\alpha L + 1} \cdot r \quad (7)$$

burada r – PEM-detektorun B maqnit sahəsində müqavimətidir və k zolaqdan ibarət həssas sahəsi olan detektor üçün aşağıdakı kimi təsvir edilir:

$$r = \frac{kl}{e\mu_h (bn + p) w_s d} \cdot \left[1 - \frac{np(b+1)^2 \mu_e \mu_h B^2 L^2}{L_e^2 (n+p)(bn+p)} \right]^{-1} \quad (8)$$

Beləliklə, $k \cdot w_s \approx w$ şərti altında kompozit həssas sahədən istifadə detektorun voltvatt həssaslığını k dəfə

artırmağa imkan verir. Müvafiq olaraq, xüsusi aşkaretmə qabiliyyəti $k^{1/2}$ dəfə artacaq. Bunları nəzərə alaraq

təklif olunan detektorun həssas sahəsi 120 μm enində 8 zolaqdan, zolaqlar arası məsafə 5.5 μm-dən ibarət seçilmişdir.

[2, 3]-də xırda səviyyələr yaradan akseptorlarla aşqaralama PEM detektorunun əsas parametrlərini əhəmiyyətli dərəcədə artırma biləcəyi göstərilmişdir. Əsas fotoelektrik parametrlərinin, voltvatt həssaslığının R_{λ} və xüsusi aşqarətmə qabiliyyətinin D_{λ}^* epitaksial təbəqələrin aşqarlanma dərəcəsi z -dən asılılığı hesablamaq üçün [2, 3]-də olduğu kimi eyni metodikadan istifadə

edilmişdir.

0,117 eV foton enerjisinə uyğun gələn 10,6 μm dalğa uzunluğunda güclü udulma və maksimum həssaslıq şərtinə əsasən, işçi layın qadağan olunmuş zonasının eni 1,2 dəfə kiçik, yəni 300K iş temperaturunda 0,098eV olmalıdır. Tələb olunan tərkibi və yükdaşıyıcıların məxsusi konsentrasiyasını n_i (tərkibi və temperaturun funksiyası kimi) [8, 9]-da verilən düsturlarla hesablayacağıq:

$$E_g = -0.303 + 5.6 \cdot 10^{-4} T(1 - 2x) + 1.73x + 0.25x^4 \quad (9)$$

$$n_i = (5,585 - 3,82 x + 1, 753 \cdot 10^{-3} T - 1,364 \cdot 10^{-3} xT) 10^{14} E_g^{3/4} T^{3/2} \exp(-E_g/2k_B T) \quad (10)$$

(9) düstura əsasən, tələb olunan qadağan olunmuş zonasının eni $x = 0,167$ tərkibi ilə təmin edilir.

$Hg_{1-x}Cd_xTe$ ($x < 0.2$) bərk məhlullarda $T = 300$ K-də yük daşıyıcılarının yaşama müddəti iki növ Auger rekombinasiya mexanizmi ilə müəyyən edilir – iki elektron və bir ağır deşiyin iştirakı ilə rekombinasiya (Auger-1 prosesi) və bir elektron və iki ağır deşiyin iştirakı ilə ağır deşiyin yüngülə çevrilməsi ilə rekombinasiya (Auger-7 prosesi) [10]. Effektiv yaşama müddəti aşağıdakı kimi müəyyən edilir:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{A1}} + \frac{1}{\tau_{A7}} \quad (11)$$

Burada τ_{A1} və τ_{A7} müvafiq olaraq Auger-1 və Auger-7 prosesləri üçün rekombinasiya zamanıdır. Aşağı həyəcanlanma səviyyəsi üçün onlar aşağıdakı düsturlarla müəyyən edilir [10, 11]:

$$\tau_{A1} = \frac{2n_i}{n(n+p)} \tau_{A1}^{(i)}; \quad \tau_{A7} = \frac{2n_i^2 \gamma}{p(n+p)} \tau_{A1}^{(i)} \quad (12)$$

$$\tau_{A1}^{(i)} = \frac{3,8 \cdot 10^{-18} \varepsilon_{\infty}^2 (1 + 2 \frac{m_e^*}{m_h^*}) \sqrt{(1 + \frac{m_e^*}{m_h^*})}}{\frac{m_e^*}{m_o} |F_1 F_2|^2} \left(\frac{E_g}{k_B T} \right)^{3/2} \exp \frac{(1 + 2 \frac{m_e^*}{m_h^*}) E_g}{(1 + \frac{m_e^*}{m_h^*}) k_B T} \quad (15)$$

Burada, ε_{∞} – yüksək tezlikli dielektrik sabiti, $m_{e,h}^*$ – müvafiq olaraq elektron və ağır deşiklərin effektiv kütlələri, $|F_1 F_2| = 0,15$ – [12]-də eksperimental olaraq müəyyən edilmiş kəşimə inteqralıdır. Ağır deşiklərin effektiv kütləsi $0,55m_o$ -a bərabər götürülmüşdür.

Yüksək tezlikli dielektrik sabiti [13]-də verilmiş ifadəsi ilə müəyyən edilir:

$$\varepsilon_{\infty} = 15,2 - 15,6 x + 8,2 x^2$$

Elektronların effektiv kütləsi Keyn zona modeli əsasında müəyyən edilmişdir:

$$\frac{m_o}{m_e^*} = 1 + \frac{2m_o P}{3\hbar^2} \left(\frac{2}{E_g} + \frac{1}{E_g + \Delta} \right) \quad (16)$$

$$\gamma = \frac{\tau_{A7}^{(i)}}{\tau_{A1}^{(i)}} = 6 \frac{1 - \frac{5 E_g}{4 kT}}{1 - \frac{3 E_g}{2 kT}} \quad (13)$$

Yarımkəçiricinin aşqarlanma dərəcəsinin funksiyası kimi τ , (12) və (13) nəzərə alınmaqla aşağıdakı kimi ifadə olunur:

$$\tau(z) = \frac{2z^2(\gamma + 1)}{(1 + z^2)(\gamma + z^2)} \tau^{(i)}, \quad \tau^{(i)} = \frac{\gamma}{\gamma + 1} \tau_{A1}^{(i)} \quad (14)$$

Burada $\tau^{(i)}$ – məxsusi yarımkəçiricidə yükdaşıyıcıların effektiv yaşama müddəti, $z = p/n_i$ – yarımkəçiricinin aşqarlanma dərəcəsinə göstərən parametrdir.

Auger-1 rekombinasiya prosesinin müddəti bərabərdir:

Burada, $P = 8,43 \cdot 10^{-8} \text{ eV} \cdot \text{cm}$, $\Delta = 0,9 \text{ eV}$. (11)-(16) düsturlardan yaşama müddəti maqnit sahəsindən asılı olmadığı, yalnız aşqarlanma dərəcəsinə asılı olduğu görünür.

Yaşama müddətinin aşqarlanma dərəcəsinə asılılığın hesablamalarının nəticəsi şəkil 2-də göstərilmişdir.

Şəkildən görüldüyü kimi yaşama müddəti $1.8n_i$ aşqarlanma dərəcəsinə maksimal qiymətə çatır, bundan sonra aşqarlanma dərəcəsi artdıqca maili hiperbola şəkilində təxminən bir tərtib azalır. Bu hal detektorun yüksək çevikliyə malik olduğunu göstərir.

Elektronların yürüklüyü [13]-də verilmiş düsturla hesablanmışdır:

$$\mu_e = 9 \cdot 10^4 (m_e T)^{-\frac{3}{2}} \quad (17)$$

Elektronların aşqarlanma dərəcəsiindən asılı sərbəst yürüş uzunluğu müvafiq olaraq:

$$L_e = [\mu_e \tau(z) k_B T]^{\frac{1}{2}} \quad (18)$$

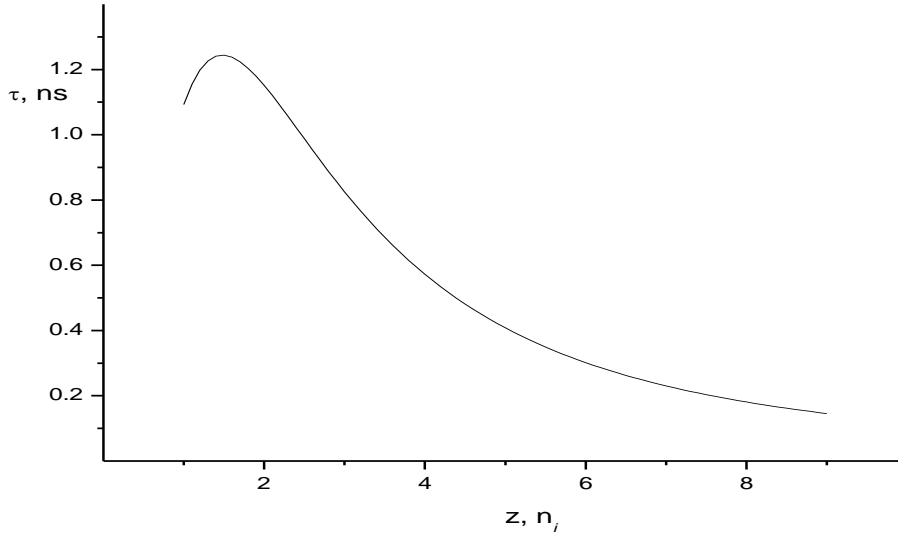
(5)-də L_e -ni onun (18)-dəki ifadəsi ilə əvəz etməklə və $Hg_{1-x}Cd_xTe$ ($x < 0.2$) bərk məhlullarda elektronlar-deşiklər yürüklüklərinin nisbəti $b=100$ olmasını nəzərə almaqla maqnit sahəsində ambipolyar diffuziya uzunluğu L -in hesablamalarının nəticələri şəkil 3-də göstərilmişdir.

Beləliklə, ambipolyar diffuziya uzunluğunun maksimal qiyməti $2.43 \mu m$ maqnit sahəsi $B=0$ və aşqarlanma dərəcəsi $z=4-5$ arasında baş verir. Bunu nəzərə alaraq $x=0.167$ tərkibli işçi layın qalınlığı (6) düsturun şərtlərinə uyğun olaraq $10 \mu m$, udulma əmsalını isə 1800 cm^{-1} seçirik.

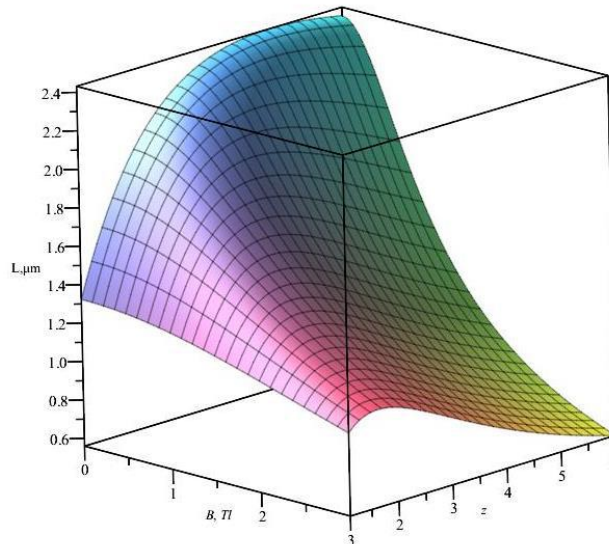
Artıq işçi layın ölçülərini, x tərkibini və müvafiq parametrlərini müəyyən etdikdən sonra düstur (8)-lə təklif olunan PEM-detektorun müqavimətinin maqnit sahəsindən və aşqarlanma dərəcəsiindən asılılığı hesablanmış və nəticələri şəkil 4-də əks olunmuşdur. He-

sablama zamanı alt və üst varizon laylar nəzərə alınmamışdır. Həmin laylar çox nazik, həmçinin daha geniş qadağan olunmuş zonaya malik olduqlarından, onların müqaviməti işçi layın müqavimətindən ən azı 10-qat yüksəkdir və detektorun müqaviməti məhz işçi layın müqaviməti ilə müəyyən olunur. Müqavimətin maksimumu 3500 Ohm $B=3.0 \text{ Tl}$, $z=4.5$ qiymətlərindədir.

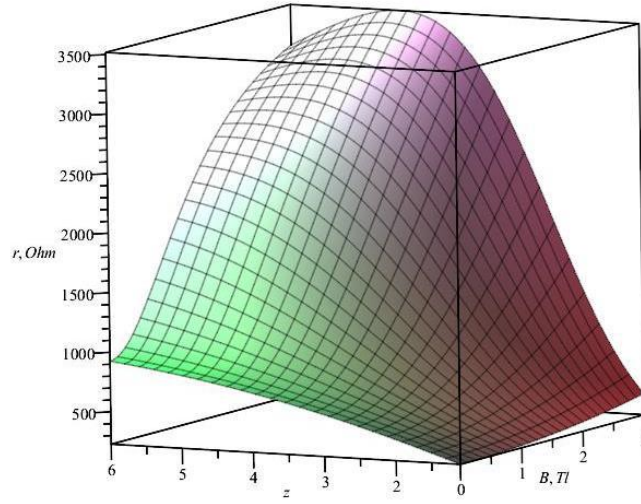
Volt-vatt həssaslığı düstur (7) əsasında hesablamaq üçün səth rekombinasiyasını nəzərə alan ölçüsüz parametrlər S_1 müəyyən edilməlidir. İşçi lay varizon laylar arasında yerləşir. Həmin laylarda qadağan olunmuş zona dəyişdiyindən yaranmış güclü daxili elektrik sahəsi (təxminən $1.4 \cdot 10^6$ və $8.6 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$ müvafiq olaraq altlıq və üst tərəfdən) qeyri-əsas yükdaşıyıcıları işçi laya tərəf yönəldir. Bununla da, səthi rekombinasiya tam aradan götürülür. Lakin, işçi layla varizon layın sərhədi işçi layın səthi kimi qiymətləndirilməlidir. Bu halda, qeyd edilən varizon elektrik sahəsi qeyri-əsas yük daşıyıcıları işçi laya tərəf yönəltmə də, sərhəddə cüzi rekombinasiya baş verir. Ona görə də, $S_1 = 5$ qəbul edilmişdir. Daha sonra (2)-(3) düsturları ilə xüsusi aşqar etmə qabiliyyəti hesablanmışdır.



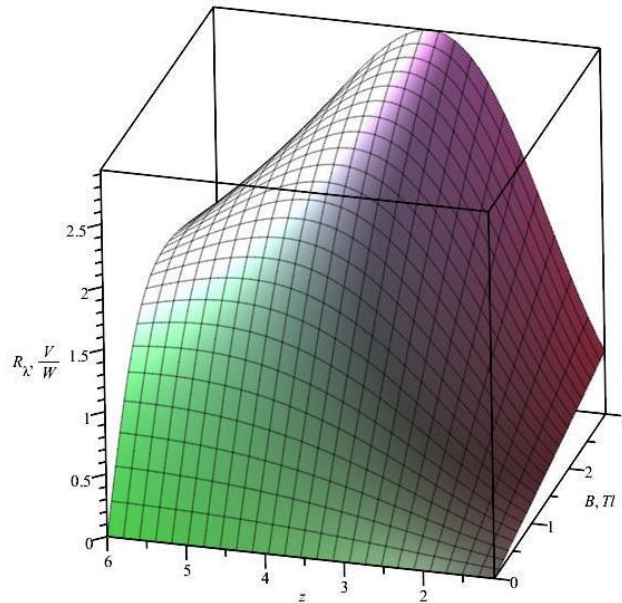
Şəkil 2. Elektronların yaşama müddətinin aşqarlanma dərəcəsiindən asılılığı.



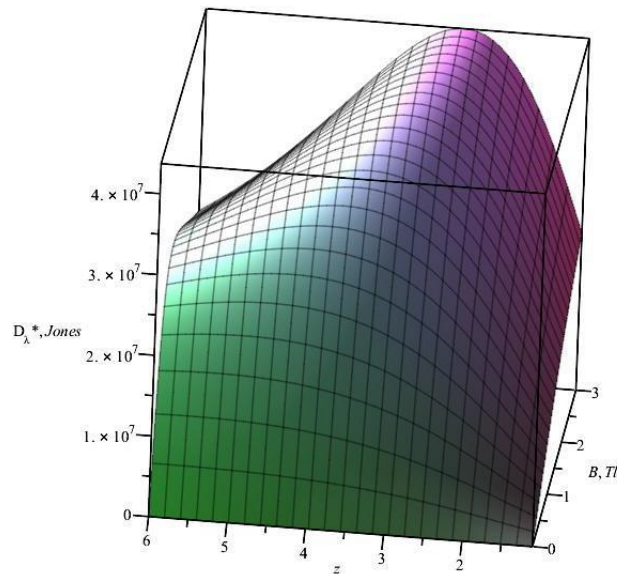
Şəkil 3. Ambipolyar diffuziya uzunluğunun maqnit sahəsi və aşqarlanma dərəcəsiindən asılılığı.



Şəkil 4. PEM detektorun müqavimətinin maqnit sahəsi və aşqarlanma dərəcəsindən asılılığı.



Şəkil 5. Volt-vatt həssaslığın maqnit sahəsi və aşqarlanma dərəcəsindən asılılığı.



Şəkil 6. Xüsusi aşqaretmə qabiliyyətinin maqnit sahəsi və aşqarlanma dərəcəsindən asılılığı.

Şəkil 5 və 6-da müvafiq olaraq volt-vatt həssaslığın və xüsusi aşkaretmə qabiliyyətinin aşqarlanma dərəcəsi və maqnit sahəsindən asılılıqları göstərilmişdir.

Göründüyü kimi, hər 2 parametrin maksimal qiymətləri maqnit sahəsinin 3 Tl qiymətində alınır. Aşqarlama dərəcəsi asılılıqda volt-vatt həssaslığın maksimumu 2.93 V/W $z=3.25$, xüsusi aşkaretmə qabiliyyətinin maksimumu $4.37 \cdot 10^7$ Jones $z=2.75$ qiymətlərindədir. Qeyd edilməlidir ki, hər iki parametr maqnit sahəsi artdıqca doymağa yönəlir və 1.5 Tl maqnit sahəsində qiymətləri maksimum qiymətinin təxminən 85-90%-ni təşkil edir.

Epitaksial təbəqələr əsasında təklif olunan detektoru həcmli kristal əsaslı detektorla müqayisə edək

Həcmli kristallar əsasında 20 µm-dən nazik strukturların alınması, həmçinin zolaqlar arası boşluqların yaradılması böyük texnoloji çətinliklər yaradır. Mexaniki, kimyəvi-mexaniki işlənmə zamanı kristallarda yaranan defektlər detektorun parametrlərinə mənfi təsirlər göstərir. Eyni zamanda səthi rekombinasiya parametrlərinin qiyməti ən yaxşı halda 100-dən kiçik olmur, hətta kristalın yan tərəflərində də rekombinasiya baş verir.

Cədvəl 1.

	Ümumi sahəsi	Zolaq sayı	Zolaqlar arası	Qalınlığı	S_l	r_{max} , Ohm	R_{λ}^{max} , V/W	$D_{\lambda}^{*,max}$, Jones
Həcmli kristall	1x1 mm	5x180 µm	25 µm	20 µm	100	732	0.915	$2.98 \cdot 10^7$
Epitaksial təbəqə	1x1 mm	8x120 µm	5.5 µm	10 µm	5	3500	2.93	$4.37 \cdot 10^7$

Bunları nəzərə alaraq 20 µm qalınlıqda həcmli kristal əsasında eni 180 µm, ara boşluğu 25 µm olan 5 zolaqdan ibarət kompozit həssas sahəli detektor üçün eyni hesablamalar aparılmış və nəticələr epitaksial təbəqələr əsaslı detektor üçün alınmış nəticələrlə aşağıdakı cədvəldə müqayisə edilmişdir.

Nəticə

10.6 µm dalğa uzunluqlu CO₂-lazeri tətbiq olunan optoelektron sistemlər üçün epitaksial təbəqələr əsasında

soyudulmayan PEM-detektorun təklif edilən kompozit həssas sahəli dizaynı eyni ümumi sahədə zolaqların sayını artırmaqla, zolaqlar arası boşluqların enini kiçiltməklə, səthi rekombinasiya göstəricisini azaltmaqla həcmli kristal əsaslı eyni tipli PEM detektora nisbətən müqavimətini 4.8 dəfə, volt-vatt həssaslığı 3.2 dəfə, xüsusi aşkaretmə qabiliyyətini 1.47 dəfə artırmağa imkan verir. Bu hal təklif olunan dizaynı PEM detektorun tətbiqi üçün böyük perspektivlər olduğunu göstərir.

[1] *Y. Piotrowski, W. Galus and M. Grudzien.* Infrared Phys. 1991. № 31. P. 1. doi.org/10.1016/0020-0891(91)90037-G

[2] *F.N. Gaziyev, I.A. Nasibov, T.I. Ibragimov, E.K.Huseynov.* HgCdTe based PEM detector for middle range of IR spectrum. Proc. of SPIE. 2005. V. 5834. P. 123—132. doi.org: 10.1117/12.628871

[3] *A.A. Aliyev, T.I. Ibragimov, N.D. Ismailov, I.A. Nasibov, E.K. Huseynov.* Uncooled PEM detector of the CO₂-laser radiation. Proc. of SPIE vol 6636 (2007), doi.org: 10.1117/12.742332

[4] *Ə.Ə. Əliyev, E.K. Hüseyinov, İ.Ə. Nəsimov, A.K.Məmmədov, Ş.O. Eminov.* Matrisalı bərkisimli təsvir siqnalların formalaşdırıcısı. Azərbaycan Respublikasının patenti, İ 2000 0216, 2000.

[5] *A.A. Алиев, Э.К. Гусейнов, И.А. Насибов, А.К. Мамедов, Ш.О. Эминов.* Многоканальный инфракрасный формирователь сигналов изображения. Прикладная физика, 2001, № 5.

[6] *A. A. Aliyev; E. K. Huseynov; A. K. Mamedov.* Epitaxial SPRITE-photodetector. Proc. SPIE 5834, (2005), p. 117-122. doi.org: 10.1117/12.628869

[7] *D. Lile.* Phys. Rev. B. 1973. № 8. p. 4708; doi.org/10.1103/PhysRevB.8.4708

[8] *G.L.Hansen, Y.L.Schmit and T.N.Casselmann.* J. Appl. Phys., 53,7099, (1982). doi.org/10.1063/1.330018

[9] *G.L.Hansen and Y.L.Schmit.* J.Appl.Phys., 54, 1639, (1983); doi.org/10.1063/1.332153.

[10] *N.Casselmann and P.E.Petersen.* Solid-St.Comm., 33, 615, (1980). doi.org/10.1016/0038-1098(80)90736-X

[11] *P.E.Peterson.* in Semiconductors and Semimetals, v.18, p.121, edited by R.K.Willardson and A.C.Beer, Academic Press, NY, (1981)

[12] *M.C.Chen and L.Colombo.* J.Appl.Phys., 72, 4761, (1992); doi.org/10.1063/1.352087

[13] *A.Rogalski.* Infrared Detectors-(Electrocomponent science monographs;10), Edited by Donard de Cogan, University of East Anglia, Norwich, UK, 681, (2000)

An uncooled photoelectromagnetic detector of IR radiation based on HgCdTe epitaxial layers

The design of an uncooled photoelectromagnetic detector based on $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ epitaxial layers for optoelectronic systems using 10.6 μm wavelength CO_2 -laser has been developed. The resistance, volt-watt sensitivity, specific detektivity of the proposed detector has been calculated. It is shown that these parameters are 4.8, 3.2 and 1.47 times higher than those of a similar detector based on bulk crystals.

PLAZMADA QABOR LİNZASI VASİTƏSİLƏ İON DƏSTƏLƏRİNİN FOKUSLANDIRIMASI

S.A. ƏLİYEV*, G.H. MƏMMƏDOVA*, X.D. CƏLİLOVA*, E.A. İBRAHİMOVA*,
H.S. SEYİDLİ**, A.Y. İMANOVA***

*Azərbaycan Respublikası Elm və Təhsil Nazirliyi Fizika İnstitutu
H.Cavid prospekti131, AZ-1143, Bakı, Azərbaycan

**Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universiteti

***Azərbaycan Dövlət Dəniz Akademiyası

e-mail: gultekin@myself.com

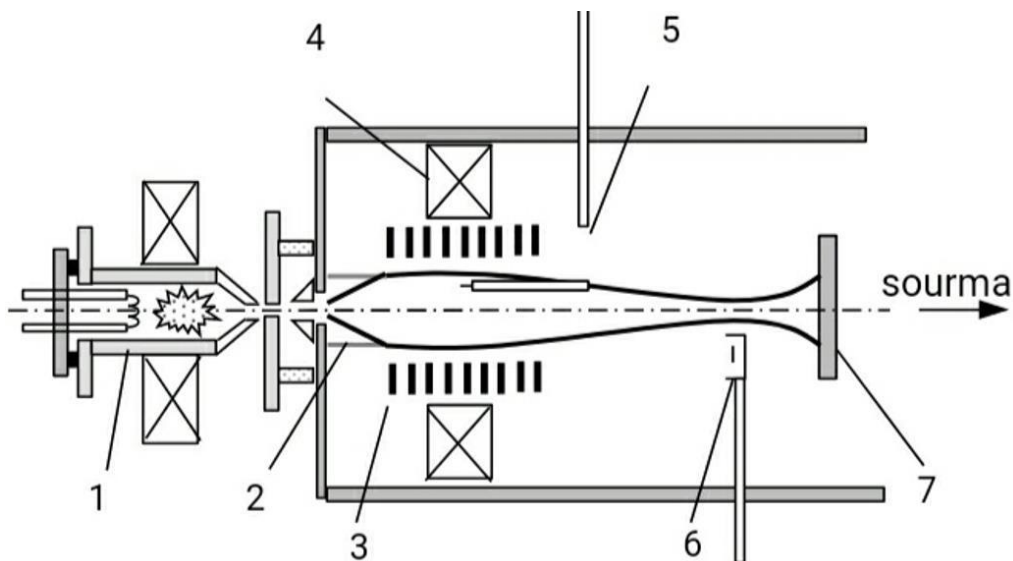
İon dəstə cərəyanını elektromaqnit sahə və plazma-optik üsulla fokuslama qabiliyyətinə malik olan Qabor lınzasının özünü tənzimləyən əməliyyat rejiminin təcrübi yolla seçilməsi və lınzanın aberrasiyasını azaltmaqla cərəyanın daha sıx paylanması əldə etmək mümkünü arşdırılmışdır. Lınzanın optik qüvvəsini kifayət qədər yüksək saxlamaq şərti ilə, lınzanın parametrlərinin mümkün qədər uyğun seçilməsi və elektrik və maqnit sahələrinin təsiri ilə ion dəstəsinin fokuslanmasına mane olan aberrasiyalar azaldılmışdır.

Açar sözlər: Qabor lınzası, ion dəstəsi, plazma optikası, aberrasiya, plazma-ion texnologiyası
PACS: 29.26.Ni;79.20.Rf

Giriş

İntensiv ion dəstələrin alınması, idarə olunması və uzaq məsafələrə transfer edilməsi məsələləri aktual olaraq qalır. İon dəstələrindən elmi tədqiqatlarda, texnologiyada, səthlərin işlənməsi o cümlədən səthlərin emal edilməsində, geniş istifadə edilir. Plazma lınzalarının xarakteristikaları və xüsusiyyətləri onlardan müsbət ion dəstəsi istifadə olunan güclü injektorların hazırlanması, sürətləndirici texnikada istifadə olunan daha effektiv fokuslayıcı və transfer edici qurğuların, habelə polyarizasiya olunmuş intensiv ion dəstələrinin alınması məsələlərinə tətbiqi imkanlarını genişləndirir. Optimallaşdırılmış plazma lınzası ion-optik tədqiqatlarda və ion dəstələrinin fokuslanmasında mühüm rol oynayır. Aksial dəstələri fokuslandırmaq üçün istifadə olunan lınzalar arasında ən yüksək optik qüvvəyə malik olanı Qabor

lınzası və ya fəza yüklü linza adlanan plazma lınzasıdır [1]. Qabor lınzalarının optik qüvvəsi elektrostatik və maqnit lınzaların optik qüvvəsindən müvafiq olaraq 2 və 4 dəfə böyükdür. Bu lınzada ionların həcmi yükü potensialın paylanmasını dəyişmədiyindən intensiv ion dəstələrini kifayət qədər fokuslamaq mümkündür. Lınzanın daxilində elektrik sahəsi elektromaqnit tələdə toplanmış elektronların fəza yükünün hesabına əmələ gəlir. Elektrik sahəsi maqnit sahəsinə perpendikulyar yönəldiyinə görə, maqnit qüvvə xəttləri stasionar paylanmaya malik olur və bu halda ionlara təsir edən qüvvələr ancaq toplayıcıdır. Məhz buna görə plazma lınzaları intensiv və yüksək enerjili ion dəstələrinin fokuslandırılması və nəql edilməsi üçün geniş tətbiq edilir. Plazma-optik lınzaların aberrasiyası onun əsas xarakteristikalarından biridir. Plazma lınzasında ən böyük təsirə malik sferik aberrasiyadır [3].

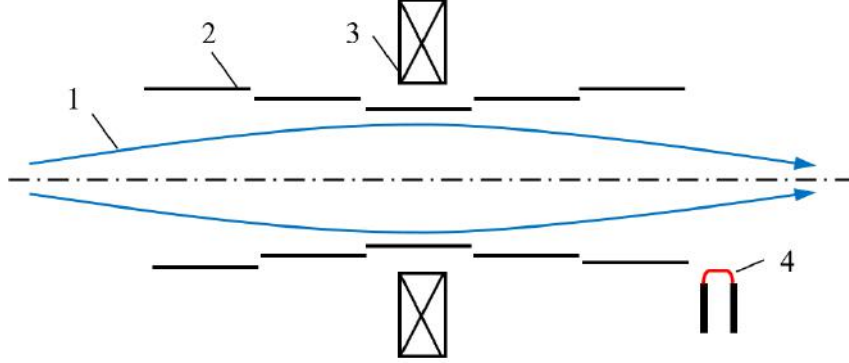


Şəkil 1. Eksperimental qurğunun sxemi: 1-ion mənbəyi-duoplazmatron; 2-kompensator; 3- linza; 4-sabit maqnit; 5- elektrostatik zond; 6-diafraqma; 7-kollektor.

Təcrübi hissə

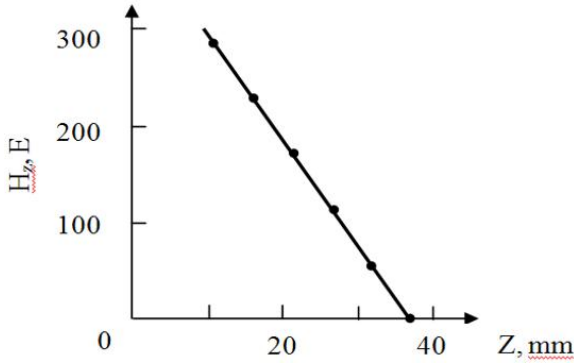
Təcrübi qurğunun sxemi şəkil 1-də verilib. İonlar mənbədən -duaplazmotrondan çıxarılır və sürətləndirilib linzadan keçir. Kompensatorun divarından ion-elektron emissiyası hesabına çıxan ikinci elektronlar linzada toplanır və radial elektrik sahəsini yaradır. Cərəyan sıxlığının radial paylanmasına diafraqma ilə nəzarət edilir, dəstənin cərəyanı isə kollektor vasitəsilə

ölçülür. Müxtəlif ölçülü və konstruksiyalı Lenqmur zondlardan istifadə etməklə statik voltmetr vasitəsilə qısa linza oblastında potensialın topoqrafiyası, ion plazma dəstəsinin parametrləri, linzadan axan plazma cərəyanının xarakteristikaları və rəqsləri öyrənilmişdir. Maqnit sarğılarının yaratdığı sabit maqnit sahəsi linzayı tamamilə əhatə edir. Linza qeyri-bircinli maqnit sahəsində simmetrik yerləşən silindrik elektrodlardan ibarətdir [2] (şəkil 2).

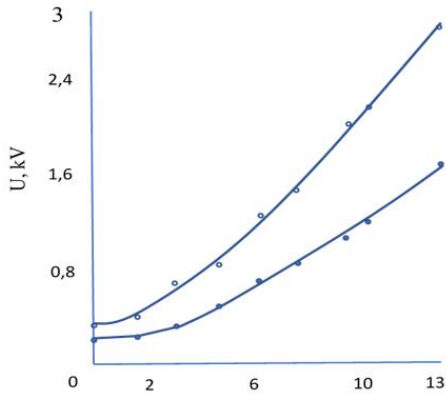


Şəkil 2. Kompensatoru közərən tel olan plazma linzasının sxemi: 1-ion dəstəsi, 2-linzanın elektrodları, 3-maqnit sarğısı, 4-kompensator.

Linzanın elektrodları üzrə potensialın paylanması xaricdən idarə olunur. Mərkəzi elektrodun potensialı ən yüksəkdir, kənarlara getdikcə elektrodların potensialı müəyyən azalan qanunauyğunluqla paylanır və sonuncu elektrodda isə minimum qiymətini alır. Maqnit sahəsinin aksial toplananının ox boyunca paylanması şəkil 3-də göstərilib.



Şəkil 3. Linzada maqnit sahəsinin paylanması.



Şəkil 4. Linzanın mərkəzi müstəvisində potensialın radial paylanması: $U_1=2 \text{ kV}$, $U_2=3 \text{ kV}$, $U_3=20 \text{ kV}$, $p=7 \cdot 10^{-6} \text{ c.s.mm}$

Fəza yüklü linzanın fokus məsafəsi aşağıdakı düsturla ifadə olunur

$$f = \frac{R U_s}{2 U_l} \quad (1)$$

Burada R -linzanın radiusu, U_s -ionları sürətləndirən gərginlik, U_l – linzanın mərkəzi elektroduna verilən gərginlikdir. Göründüyü kimi fokus məsafəsi xüsusi yükədən asılı deyil. Ölçmələr və hesablamalar göstərir ki, plazma linzasının daxilində bütün sahə fokuslayıcı olduğundan, eyni şəraitdə və eyni parametrlərdə plazma linzasının optik qüvvəsi, elektrik və maqnit linzalarının optik qüvvələrindən qat-qat böyükdür. $F_B \sim 10^4 \text{ sm}$; $F_E \sim 10^3 \text{ sm}$; $F_{pl} \sim 20 \text{ sm}$ [3,4].

Linzanın median müstəvisindən kiçik məsafələrdə ($\approx 7 \text{ sm}$) ekstraksiya sistemi ilə intensiv ion dəstəsinin fokuslanması orada böyük radial elektrik sahəsinin olduğunu göstərir. Linzanın fokus məsafəsi üçün təcrübi olaraq tapılan $f \sim (5-6) \text{ sm}$ qiymətindən istifadə edib, $f = \frac{R}{2\theta} \cdot \frac{W}{ev}$ düsturu vasitəsilə elektrik sahənin orta qiymətinin tapılması $\sim 3 \text{ kV/sm}$ nəticə verir ki, bu da linzanın elektrodlarına tətbiq olunan bütün potensialların fərqi radius boyunca paylandığını göstərir. Şəkil 4-də linzanın orta müstəvisində potensialın paylanması verilib və paylanmaya əsasən, sistemdə yuxarıdakı təxminlərə uyğun gələn güclü elektrik sahələrinin həqiqətən reallaşdığını iddia etmək olar.

Təcrübələr dəstənin kənar ionlarının daha güclü fokuslandığını göstərir. Oxa yaxın ionlar isə demək olar ki, elektrik sahəsinin təsirini heç hiss etmir. Bunun səbəbi linzanın mərkəzində potensialın 300V-a qədər arta bilməsidir (şəkil 4). Yəni oxa yaxın oblast ekvipotensialdır. Buna görə, ox boyunca hərəkət edən ionlar fokuslanmır. Nəticədə, fokusda dəstənin diametri böyüyür və ion cərəyanının sıxlığı azalır. Linzada müsbət potensialın əmələ gəlməsinin bir neçə səbəbi vardır: elektrodların maqnit sahəsinə nəzərən düzgün yerləş-

dirilməməsi, potensialın elektrodlar üzrə qeyri-optimal paylanması, qalıq qazda əmələ gələn ikinci ionların ox üzərində toplanması. İkinci ionların yüksək vakuum şəraitində ($p=10^{-5}$ c.s.mm) generasiyası zəifdir. Silindrik elektrodlar maqnit sahəsinin maksimal qiymətinə malik nöqtəyə nəzərən tam simmetrik yerləşdirilməlidir, onların uzunluğu isə maqnit sahəsinin paylanması asılı olaraq təcrübədə müəyyən edilməlidir. Elektrik sahəsinin potensialının elektrodlar üzrə paylanması, lınzanın mərkəzində potensialın sıfır olması şərti ilə seçilməlidir. [4,5].

Nəticə.

Qabor lınzasının öz-özünü tənzimləyən əməliyyat rejiminin təcrübi yolla seçilməsi vasitəsilə cərəyanın daha sıx paylanması əldə etmək mümkün olmuşdur. Plazma lınzasında yaranan elektron-elektron diokotron dayanıqsızlığı, radial elektrik sahəsinin təsirinə məruz qaldığından inkişaf edə bilmir. Lınzanın optik qüvvəsini kifayət qədər yüksək saxlamaqla diokotron, elektron-ion və daha intensiv dayanıqsızlıqları məhdudlaşdırmaqla lınzanın aberrasiyasını azaltmağa nail olunmuşdur.

-
- [1] *A.И. Морозов.* Введение в плазмодинамику. Москва, ФИЗМАТЛИТ, 576 с, 2006.
- [2] *И.С. Гасанов, И.М. Проценко.* Динамика формирования импульсного ионного пучка плазменной линзой. ЖТФ, т. 52, № 9, с 1783-1786, 1982.
- [3] *А.А. Гончаров, А.Н. Добровольский, И.Ф. Задорожный.* О трансформации радиального профиля интенсивного ионного пучка плазменной линзой. ЖТФ, т. 67, №8, с. 97-99, 1997
- [4] *A.A. Goncharov.* The electrostatic plasma lens. Review of Scientific Instruments 84, 021101, 2013; <https://doi.org/10.1063/1.4789314>
- [5] *I.S. Hasanov, V.A. Orudjev, I.I. Gurbanov, E.M. Akbarov.* Space Charge Lenses for Intensive Ion Beams Formation. ACTA Physica Polonica A, vol. 135, № 4, p. 841-844, 2019. DOI: [10.12693/APhysPolA.135.841](https://doi.org/10.12693/APhysPolA.135.841)

S.A. Aliyev, G.H. Mammadova, Kh.D. Jalilova, Ə.A. Ibrahimova, F.S. Seyidli, A.Y. Imanova

GABOR LENS FOR FOCUSING AN ION BEAM IN A PLASMA

In the given work the spherical aberration of the plasma lens possessing high optical force is considered. The reasons of formation of an aberration and ways of its elimination are discussed. Measurements are carried out on new experimental vacuum installation. The optimized plasma lens can be applied in ion - optical researches and plasma - beam technologies.

S.A. Алиев, Г.Г. Мамедова, Х.Д. Джалилова, Э.А. Ибрагимова, Г.С. Сеидли, А.Я. Иманова

ЛИНЗА ГАБОРА ДЛЯ ФОКУСИРОВКИ ИОННОГО ПУЧКА В ПЛАЗМЕ

В данной работе рассматривается сферическая aberrация плазменной линзы, обладающей высокой оптической силой. Обсуждаются причины образования aberrации и способы ее устранения. Измерения проводятся на новой экспериментальной вакуумной установке. Оптимизированная плазменная линза может применяться в ионно-оптических исследованиях и плазменно-пучковой технологии.

MAYE METAL İON MƏNBƏYİ VASİTƏSİLƏ InSb NAZİK TƏBƏQƏLƏRİNİN
MÜXTƏLİF SƏTHLƏR ÜZƏRİNDƏ ALINMASIŞ.O. EMİNOV, S.A. ƏLİYEV, F.E. MƏMMƏDOV, İ.İ. QURBANOV,
E.M. ƏKBƏROV, C.A. QULİYEV, A.Ə.BƏDƏLOV, A.H. HÜSEYNOVA*Azərbaycan Respublikası Elm və Təhsil Nazirliyi, Fizika İnstitutu**H Cavid, 131, AZ-1143, Bakı Azərbaycan*mammadov.f.e.@gmail.com

Bu işdə ilk dəfə InSb işçi maddəsi əsasında işləyən ion mənbəyi vasitəsilə InSb⁺ ionlarının alınması və onların müxtəlif səthlər üzərində nazik təbəqələrinin çökdürülməsi prosesləri araşdırılmışdır. Şüşə, sapfir, silisium və digər altlıqlar üzərinə çökdürülən InSb nazik təbəqələrinin keyfiyyətinin altlığın temperaturundan, dəstə cərəyanının qiymətindən və stabilliyindən asılı olduğu müəyyən edilmişdir. Kimyəvi birləşmələrin ionlaşma mexanizminin müxtəlif dövrü sistem elementlərinin və evtektik ərintilərin ionlaşma prosesindən daha mürəkkəb olduğu vurğulanmış, ionların alınması zamanı ərimiş işçi maddənin iti uca doğru axaraq iynəni kütləşdirməməsi və yaxud da uc hissənin buxarlanaraq maye axınının kəsilməsinə səbəb olmaması üçün təcrübi nəticələrə əsaslanaraq əvvəlcədən sürətləndirici elektrik sahənin qiymətinin ~4kV olması müəyyən edilmişdir.

Açar sözlər: maye metal ion mənbəyi, nazik təbəqə, müsbət ion, sürətləndirici elektrik sahəsi, emissiya cərəyanı.

PACS: 29.25.Ni; 52.25.Tx; 81.16.Rf

Giriş

İon dəstəsi vasitəsilə səthlərin emalı prosesləri əsasən maye metal ion mənbələri vasitəsilə aparılır. Maye metal ion mənbələrinin digər ion mənbələrindən üstün xüsusiyyətləri onların uzunömürlürlüyü, az miqdarda işçi maddənin tələb olunması, sabit ion cərəyanına malik olması və sairidir. Hal-hazırda submillimetr ayırdetməyə malik səth relyeflərinin formalaşması, işlənməsi və analizi, fokuslanmış ion dəstələrindən istifadə etmədən mümkün deyil. İlk vaxtlar maye-metal ion mənbələrinin işçi maddəsi olaraq aşağı ərimə temperaturuna malik gallium, indium kimi təmiz metallardan istifadə olunurdu [1]. Lakin bir sıra müasir texnoloji məsələlərin həlli üçün müxtəlif kütləli, yüklü və müxtəlif kimyəvi xassələrə malik ion dəstələrindən istifadə etmək zərurəti yarandı. Son illərdə bu sahədəki davamlı tədqiqatlar nəticəsində dövrü cədvəl elementlərinin yarısına qədər ion şüası texnologiyasında istifadə edilmişdir [2]. Əlavə olaraq nəzərə alsaq ki, istifadə olunan müxtəlif ion dəstələri yaranan kiçikölçülü strukturları [3-5] fiziki və kimyəvi xüsusiyyətlərinə, xüsusən də elektrik, optik, maqnit və mexaniki xüsusiyyətlərinə əhəmiyyətli dərəcədə təsir edir, uyğun bir seçim edərək tənzimləmə bilən böyük bir potensial tətbiq sahəsinin yarandığını görürük.

Maye metal ion mənbələri vasitəsilə müxtəlif elementlərin ionlarının alınması ilə yanaşı, hal-hazırda müxtəlif kimyəvi birləşmələrin və evtektik ərintilərin də ionlarını əldə etmək mümkün olmuşdur [6]. Emissiya müddətini və dəstə cərəyanının qiymətini idarə etməklə birləşmələrin müxtəlif səthlər üzərində müxtəlif qalınlıqlı nazik təbəqələri alınmışdır. Baxılan işdə InSb yarımkeçirici birləşməsi əsasında işləyən ion mənbəyi araşdırılmışdır. İlk dəfə ion mənbəyi vasitəsilə InSb⁺ ionları alınmış, şüşə, sapfir, silisium və digər müxtəlif səthlər üzərinə çökdürülərək InSb nazik təbəqələri əldə edilmişdir. InSb-un yüksək hərəkətlilik, keçiricilik zolağı elektronlarının aşağı effektiv kütləsi, güclü spin-orbital qarşılıqlı təsiri kimi unikal xassələri bu materialı

həm fundamental, həm də vacib tətbiqlər üçün olduqca cəlbedici edir. İndium antimonid yüksək həssaslıqlı fotoelementlərin, Holl sensorlarının, optik filtrlərin, termoelektrik generatorların və soyuducuların istehsalı üçün, həmçinin hərbi texnikada (orta İQ oblast üçün fərdi və matris radiasiya qəbulədiciləri), mikrodalğalı elektronkada və s. tətbiqlərdə istifadə olunur. Bütün bunları nəzərə alaraq, deyə bilərik ki, ion mənbəyi vasitəsilə InSb ionlarının alınması yolu ilə səth üzərində müxtəlif strukturların yaradılmasının mümkünlüyü tətbiq imkanlarının genişləndirilməsi üçün mühüm imkanlar yaradır [7].

Nəzəri hissə

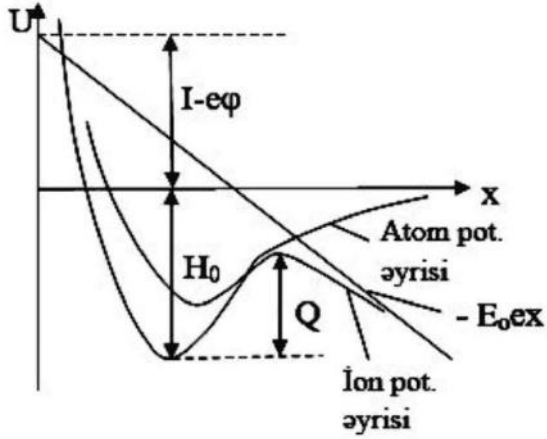
Maye metal ion mənbələrində emitterin ölçüsünün çox kiçik olması onun araşdırılmasını mümkünsüz etdiyinə görə ion emissiyasının mexanizmi uzun müddət qaranlıq qalmışdır. Tədqiqatçılar tərəfindən müxtəlif mexanizmlər təklif edilmişdir: iti ucun yaxınlığında metal buxarında boşalma, termik buxarlanmış atomların sahə ionlaşması, mayenin səthindən bilavasitə ionların sahə buxarlanması və s. Əldə olunan təcrübi faktlar ionların yüksək elektrik sahəsinin təsiri altında vakuma tunel çıxarılması mexanizmini təsdiq edir. Bu halda ionların emissiyası hadisəsi termik fəal proses kimi araşdırılır [8].

$$j = env \exp(-Q/T)$$

Burada n – atomların səthi sıxlığı, v – atomların xarakterik rəqsi tezliyi, Q – aktivləşmə enerjisi, T – mütləq temperaturdur. Təsvir edilən potensial modelində (şəkil 1) aktivləşmə enerjisi aşağıdakı ifadə ilə təyin olunur:

$$Q = H_0 + I - e\phi - (e^3 E_0)^{1/2}$$

Burada H_0 – atomun sublimasiya enerjisi, I – ionlaşma enerjisi, $e\varphi$ – çıxış işi, E_0 – qopardıcı elektrik sahəsidir.

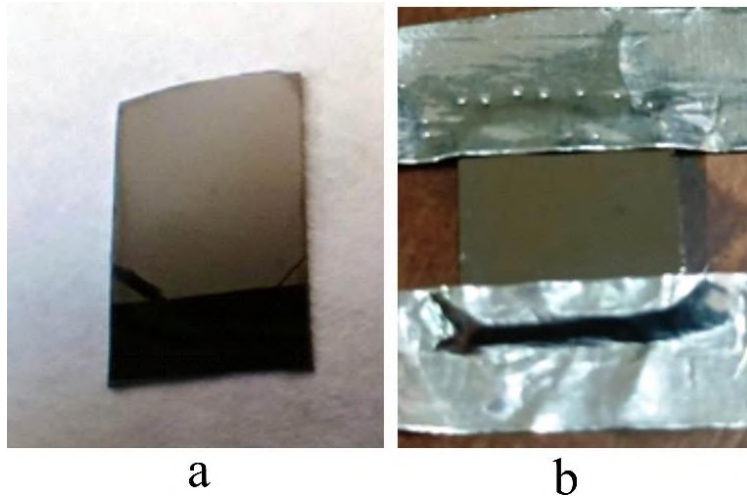


Şəkil 1. İonların tunel çıxarılması potensial modeli
 Q - aktivləşmə enerjisi, H_0 - H_0 atomların sublimasiya enerjisi, I -ionlaşma enerjisi, $e\varphi$ -çixış işi, E_0 -qopardıcı elektrik sahəsinin intensivliyi.

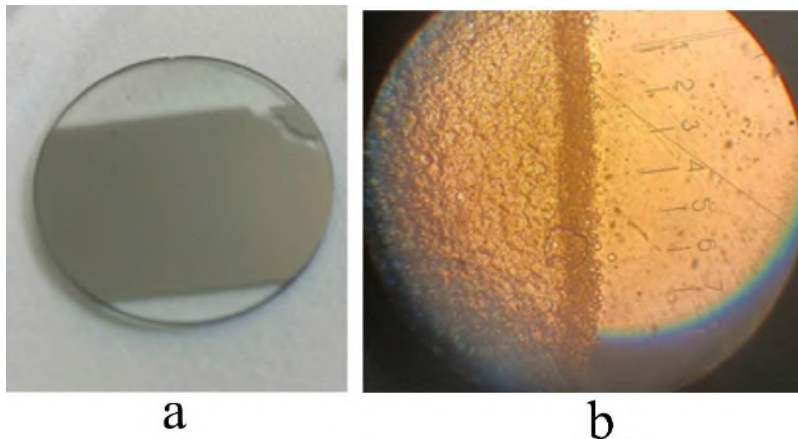
Müxtəlif emitterlər üçün qopardıcı sahənin intensivliyi $E_0 = (1,5 - 1,6) V/m$ tərtibindədir. Teylor konusunun hamar zirvəsində belə sahələri almaq mümkün deyil. Lakin müşahidələr göstərir ki, bu zaman konus uzunsov forma alır, onun zirvəsində iti çıxıntı əmələ gəlir ki, bu da elektrik sahəsinin yüksək qiymət almasını təmin edir.

Qeyd etdiyimiz kimi, tədqiq edilən ion mənbəyində işçi maddə kimi InSb-dan istifadə edilmişdir. İndium antimonidi (InSb), indium (In) və antimon (Sb) elementlərindən hazırlanmış kristal birləşmədir və qadağan olunmuş zolağının eni 300 K-temperaturda 0,17 eV və 80 K-də 0,23 eV olan yarımkeçiricidir. Əlbəttə ki, metal atomlarının və ya müxtəlif tərkibli ehtektik ərintilərin atomlarının ionlaşmasına nisbətən, kovalent rabitə ilə birləşmiş atomlardan ibarət molekulların kiməvi tərkibinin saxlanması şərti ilə ionlaşması daha mürəkkəb prosesdir. Buna nail olmaq üçün bütün mərhələlərdə, ion mənbəyinin iynələrinin işçi maddə ilə isladılması zamanı, işçi maddənin qızdırılaraq əridilməsi zamanı, elektrik sahəsinin təsiri vasitəsilə ionlaşma prosesinin aparıldığı müddətdə optimal variant seçilməlidir.

Təcrübi hissə



Şəkil 2. a) Si altlıq üzərinə çökdürülmüş InSb nazik təbəqəsi; b) Şüşə üzərinə çökdürülmüş InSb nazik təbəqəsi.



Şəkil 3. a) Sappfir altlıq üzərinə çökdürülmüş InSb nazik təbəqəsi; b) Sappfir altlıq üzərinə çökdürülmüş InSb nazik təbəqəsinin Mİ4 mikroskopu vasitəsilə çəkilmiş şəklidir

InSb işçi maddəsi əsasında ion mənbələrinin hazırlanması zamanı əsas element olan iynələr elektrokimyəvi üsulla itilənərək, qrafitdən hazırlanmış xüsusi konteynerə yerləşdirilir və L560 Leybold-Heraus tipli vakuum qurğusunda işçi maddə ilə xüsusi texnoloji proses vasitəsilə isladılır. Bundan sonra təcrübələr A700Q Leybold-Heraus tipli vakuum qurğusunda 10^{-6} mbar təzyiqdə aparılmışdır. Müxtəlif metal ionlarının emissiyasını alarkən aparılan əməliyyat ardıcılığından fərqli olaraq, burada işçi maddə əriməmişdən öncə ekstraktor və iynə arasına təqribən 4 kV-a qədər elektrik sahəsi verilir. Bu addım işçi maddənin lazımlıdan artıq qızdırılmamasına, əriyən kimi ionlaşmasına, kimyəvi tərkibinin saxlanılmasına nail olmaq üçün atılır. Gərginliyin ~ 4 kV tərtibində verilməsi təcrübə nəticələri əsasında müəyyən edilmişdir. Belə ki, sahənin qiymətinin böyük olması ərimiş maye şırnağının uc hissəsinin tez bir zamanda ionlaşmasına və emissiyasına səbəb olur ki, bu da maye axınının kəsilməsi ilə nəticələnə bilər. Daha kiçik gərginliklər isə ionlaşmanın baş verməsinə səbəb olur ki, bu da ərimiş maye axını əmələ gətirir və iti ucun kütləşməsi ilə nəticələnir. Bütün bunlar nəzərə alınaraq ilkin sürətləndirici elektrik sahəsi verildikdən sonra, işçi maddə ərimə temperaturuna qədər közərən volfram katod vasitəsilə qızdırılır. Bu zaman digər sabit cərəyan mənbəyi vasitəsilə volfram katod və konteyner arasına müəyyən idarə oluna bilən gərginlik verilir, bunun nəticəsində termoelektrik emissiya hadisəsinə əsasən konteyner elektron bombardmanı vasitəsilə əlavə olaraq qızdırılır. Ərimiş işçi maddə ion mənbəyinin iti ucuna doğru axdıqda burada əmələ gələn konus formasında çıxıntı-Taylor konusu, əvvəlcədən verilmiş elektrik sahəsinin təsiri altında daha da iti forma alır. Hesablamalara görə bu zaman elektrik sahəsinin intensivliyi 10^8 V/sm-ə bərabər olur. Bu enerji nəticəsində ionların vakuuma tunel çıxarılması prosesi baş verir. İon dəstə cərəyanı sürətləndirici sahənin qiymətini dəyişməklə idarə edilir. İlkin emissiya prosesi baş verdikdən sonra termoelektrik emissiya vasitəsilə qızdırılma dayandırılır,

ion mənbəyi yalnız volfram katodla qızdırılır ki, bu da işçi maddənin lazım olandan çox qızdırılmasının, buxarlanmasının, kimyəvi tərkibinin dəyişməsinin qarşısını almaq məqsədilə edilir.

İon mənbəyi vasitəsilə Si, şüşə (şəkil 2), safir (şəkil 3) altlıqlar üzərinə InSb nazik təbəqələri çökdürülmüşdür. Altlıqlar təcrübə aparılmamışdan öncə kimyəvi məhlulda təmizlənərək vakuum kamerasına yerləşdirilmişdir. Təcrübələr zamanı sürətləndirici sahənin qiyməti ~ 6 kV, emissiya cərəyanı $\sim 40 \div 50$ μ A olmuşdur. Altlıqların müəyyən temperatura qədər qızdırılması zamanı alınan təbəqələrin keyfiyyətinin daha yüksək olması müşahidə edilmişdir. Təcrübələr zamanı safir üzərinə InSb nazik təbəqələrinin çökdürülməsi yalnız altlıq kimyəvi məhlulda təmizləndikdən sonra mümkün olmuşdur. Qeyd edək ki, şəkil 3 a-da göstərilən nümunənin alınması zamanı altlıq 250°C temperatura qədər qızdırıldıqdan sonra emissiya aparılmışdır.

İon emissiyası zaman altlıqların qızdırılmasının alınan təbəqələrin keyfiyyətinə nə dərəcədə təsir göstərdiyini araşdırmaq məqsədilə, laboratoriya şəraitində xüsusi qızdırıcı hazırlanaraq vakuum kamerasına yerləşdirilmişdir. Altlığın temperaturunu ölçmək üçün temperatur qeydedicisindən istifadə edilmişdir. Müxtəlif temperaturalarda altlıqlar üzərinə InSb⁺ ionlarının emissiyası həyata keçirilmişdir.

Nəticələr

İon mənbəyi vasitəsilə Si, şüşə, safir altlıqlar üzərinə InSb nazik təbəqələri çökdürülmüşdür. Altlıqlar təcrübə aparılmamışdan öncə kimyəvi məhlulda təmizlənərək vakuum kamerasına yerləşdirilmişdir. Altlıqların müəyyən temperatura qədər qızdırılması zamanı alınan təbəqələrin keyfiyyətinin daha yüksək olması müşahidə edilmişdir. Təcrübələr zamanı safir üzərinə InSb nazik təbəqələrinin çökdürülməsi yalnız altlıq kimyəvi məhlulda təmizləndikdən və 250°C temperatura qədər qızdırıldıqdan sonra mümkün olmuşdur.

-
- [1] I.S. Gasanov, S.A. Aliyev, I.I. Gurbanov, E.M. Akberov, F.E. Mamedov, A.H. Kerimova. Deposition of nanodrop phase from emitter tip on nearby mobile surface. *Azerbaijan Journal of Physics*, Vol. XXVI, №1, 2020, p. 40-43.
- [2] L.W. Swanson. Liquid metal ion sources: mechanism and applications. *Nucl. Inst. Meth. in Phys. Res.*, 218, 1983, p. 347.
- [3] İ.S. Həsənov, İ.İ. Qurbanov, E.M. Əkbərov. Səth quruluşlarının yaradılması üçün nanodamcıların çökdürülməsi. "Metallurgiya və Materialşünaslığın Problemləri" Mövzusunda 2-ci Beynəlxalq Elmi-Texniki Konfrans, Bakı, 2017. s. 141-143.
- [4] İ.S. Hasanov, İ.İ. Gurbanov, E.M. Akbarov. İons passage through nanodroplets in a multicomponent beam. *Acta Physica Polonica A.*, 2018, Vol. 134, №3, p. 119-121.
- [5] E.M. Əkbərov. Maye metal ion mənbələri vasitəsilə səth üzərində kiçik ölçülü quruluşların yaradılması. *Fizika*, Bakı, 2019. Vol. XXV, №3, p. 31-33.
- [6] Lothar Bischoff, Paul Mazarov, Lars Bruchhaus, and Jacques Gierak. Liquid metal alloy ion sources—An alternative for focussed ion beam technology *Appl. Phys. Rev.* 3, 021101 (2016); doi: 10.1063/1.4947095.
- [7] Rezek Mohammad, Şenay Katircioğlu, Musa El-Hasan. The electronic band structure of InN, InAs and InSb compounds Springer Science+Business Media, LLC 2007, DOI 10.1007/s10853-007-1794-4.
- [8] П.Ф. Мажаров, В.Г. Дудников, А.Б. Толстогузov. Электродинамические источники ионных пучков, УФН, том 190, №12, 2020, с.1293-1333.

**Sh.O. Eminov, S.A. Aliyev, F.E. Mammadov, I.I. Gurbanov,
E.M. Akbarov, C.A. Guliyev, A.A.Badalov, A.H. Huseinova**

**FORMATION OF THIN InSb FILMS ON DIFFERENT SURFACES USING A LIQUID
METAL IONIC SOURCE**

In this work, for the first time, the processes of obtaining InSb^+ ions and depositing their thin layers on various surfaces using an ion source based on InSb as the working substance have been investigated. It was found that the quality of thin InSb films deposited on glass, sapphire, silicon, and other substrates depends on the substrate temperature, the magnitude, and stability of beam currents. Emphasizing that the ionization mechanism of chemical compounds is more intricate than the ionization process of various elements from the periodic table and eutectic alloys. Based on experimental results, the magnitude of the accelerating electric field was determined to be approximately ~ 4 kV. This implies that the molten working substance does not flow towards a sharp tip, thus preventing blunting of the needle, and the tip does not evaporate, avoiding disruptions in the liquid flow.

**Ш.О. Эминов, С.А. Алиев, Ф.Э. Мамедов, И.И. Гурбанов,
Э.М. Акбаров, Дж.А. Гулиев, А.А. Бадалов, А.Х. Гусейнова**

**ПОЛУЧЕНИЯ ТОНКИХ ПЛЕНОК InSb НА РАЗЛИЧНЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ С
ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЖИДКО-МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ИОННОГО ИСТОЧНИКА**

В данной работе впервые исследованы процессы получения ионов InSb^+ и нанесения их тонких слоев на различные поверхности через источник ионов, работающий на основе рабочего вещества InSb. Установлено, что качество тонких пленок InSb, нанесенных на стеклянные, сапфировые, кремниевые и другие подложки, зависит от температуры подложки, величины и стабильности тока пучков. Подчеркнуто, что механизм ионизации химических соединений более сложен, чем процесс ионизации различных элементов периодической системы и эвтектических сплавов, на основе экспериментальных результатов определена величина ускоряющего электрического поля 4 кВ, т.е. что расплавленное рабочее вещество не течет к острому кончику и не тупит иглу, или кончик не испаряется и не вызывает прерывания потока жидкости.

ŞÜŞƏVARI VƏ KRİSTALLİK SiO₂-PbO-B₂O₃-K₂O-Na₂O SİSTEMLƏRİNİN AŞAĞI TEMPERATURLARDA İSTİLİK TUTUMUNUN ANOMALİYASI

NÜSRƏDDİN NADİR OĞLU ƏLİYEV

Azərbaycan Tibb Universiteti, Tibbi və bioloji fizika kafedrası

Email: nusreddin.aliyev@mail.ru

Şüşəvari və kristallik SiO₂-PbO-B₂O₃-K₂O-Na₂O sistemlərində 5÷30 K temperatur bölümündə C(T)/T³ – asılılığının gedişində anomaliya müşahidə olunmuşdur. Müəyyən edilib ki, həmin sistemlərdə C(T)/T³ funksiyası üçün maksimum uyğun olaraq 13 K və 15 K temperaturda yerləşir. Bu sistemlərdə istilik tutumunun temperatur asılılığında anomaliya kvazilokal rəqslərin mövcudluğu ilə bağlıdır.

Açar sözlər: istilik tutumu, anomaliya, Debay nəzəriyyəsi, kvazilokal rəqslər.

Şüşəvari materialların fiziki xassələrində müşahidə olunan anomaliyaları yaradan kiçik energetik həyəcanlanmaların (1÷10 eV) təbiəti haqqında ədəbiyyatda intensiv tədqiqatlar aparılır [1-3]. Müəyyən edilib ki, helium temperaturu bölümündə amorf maddələrin təcrübədən alınan xüsusi istilik tutumunun qiyməti nəzəri hesablanmış qiymətindən əhəmiyyətli dərəcədə yuxarıdır və

$$C = C_1T + C_3T^3$$

Düsturu ilə ifadə olunur. Burada C₁ = (1 ÷ 5) · 10⁻⁶ q⁻¹K⁻² və C₃ > C_D (C₃ –ün qiyməti Debay nəzəriyyəsi əsasında alınan C_D –in qiymətindən ~3 dəfə böyükdür – 1 K temperaturda elastik kontiniumun xüsusi istilik tutumudur [2]. Qeyd edildiyinə görə kvars şüşə (SiO₂) üçün anomaliyanın xətti 1 K temperaturdan aşağıda yerləşir, C(T)/T³ funksiyasının maksimumu isə ~10 K temperaturla uyğundur.

Amorf materialların (5÷30 K) temperatur bölümündə xüsusi istilik tutumunun təcrübi qiymətinin nə-

zəri hesablama qiymətindən xeyli yüksək olması [3] işdə də göstərilib. Fərz edilir ki, nizamsız quruluşa malik materiallarda atomların əksər hissəsi (~10 % - ümumi sayın) “yumşaq” anharmonik potensialla xarakterizə olunur. Bu isə şüşəvari materiallarda kvazilokal rəqslərin yaranmasına səbəb olur və həmin materialların aşağı temperaturlarda istilik tutumunun temperatur asılılığında əlavə istilik tutumunun yaranmasına (anomaliyasına) gətirir.

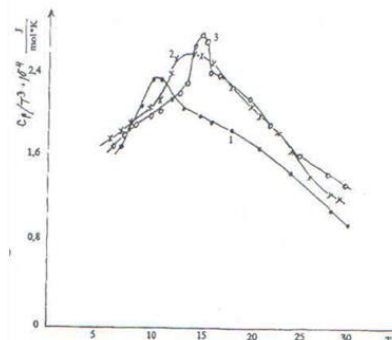
Bu anomaliya bizim tədqiq etdiyimiz bütün şüşəvari materiallarda tərkibindən asılı olmayaraq 5÷30 K temperatur intervalında əlavə istilik tutumunun yaranmasına səbəb olub [4-5].

Tədqiq olunan materialların istilik tutumunun Cp(T) təcrübi qiymətləri əsasında standart T=298,15 K temperaturda termodinamik funksiyaların – entropiya, entalpiya və Gibbs cədvəldə verilib. Habelə, cədvəldə həmin sistemlərin C(T)/T³ funksiyası üçün maksimuma uyğun temperaturlar (13 K və 15 K uyğun olaraq) göstərilib (cədvəl 1).

Cədvəl 1.

Şüşəvari və kristallik SiO₂-PbO-B₂O₃-K₂O-Na₂O üçün T=298,15 K standart temperaturda istilik tutumu entropiya, entalpiya və sərbəst Gibbs enerji dəyişməsi

Nümunələr	Şüşə və kristallik tərkibi, mol %	Cp kal/mol·K	ΔS kal/mol·K	ΔH kal/mol·K	ΔF kal/mol·K	θ ₀ , K	T _{max}
1	SiO ₂ - şüşəvari	11,27	10,69	1765	4,77	385	10
2	2,50 B ₂ O ₃ · 10,34 K ₂ O · 1,13 Na ₂ O şüşəvari	12,16	13,14	1976	5,64	220	13
3	71,84SiO ₂ · 14,19 PbO · 2,50B ₂ O ₃ · 10,34 K ₂ O · 1,13Na ₂ O kristal	12,76	14,28	2185	6,95	150	15



Şəkil 1. Şüşəvari və kristallik SiO₂ – PbO – B₂O₃ – K₂O -Na₂O sisteminin C(T)/T³-in temperatur asılılığı: 1. Şüşəvari SiO₂; 2-3 Şüşəvari və kristallik - SiO₂ – PbO – B₂O₃ – K₂O -Na₂O

Biz şüşəvari və kristallic $\text{SiO}_2\text{-PbO-B}_2\text{O}_3\text{-K}_2\text{O-Na}_2\text{O}$ sistemlərinin $5\div 300$ K temperatur intervalında istilik tutumunun temperatur asılılığını təcrübə olaraq öyrənmişik [6].

Hazırkı işdə şüşəvari və kristallic $\text{SiO}_2\text{-PbO-B}_2\text{O}_3\text{-K}_2\text{O-Na}_2\text{O}$ sistemlərində istilik tutumunun $5\div 30$ K temperatur bölümündə $C(T)/T^3$ – asılılığı tədqiq edil-

miş və anomaliya müşahidə olunmuşdur. Tədqiq olunan sistemlərin $C(T)/T^3$ funksiyası üçün maksimum (“pik”) uyğun olaraq 13 K və 15 K temperaturda yerləşir (şəkil 1).

Beləliklə, şüşəvari və kristallic $\text{SiO}_2\text{-PbO-B}_2\text{O}_3\text{-K}_2\text{O-Na}_2\text{O}$ sistemlərində $\sim 10\div 30$ K temperatur intervalında $C(T)/T^3$ asılılığındakı “pik”-in olması həmin sistemlərdə kvazilokal rəqslərin mövcudluğu ilə bağlıdır.

-
- [1] Amorphous solids low-temperature properties, Ed *W.A.Philips*, N.Z., (1981) 180.
- [2] *N.Bilir, W.A.Phipps*. Phonons in SiO_2 : the low temperature heat capacity of cristobalite, *Philosoph. Mag. J.Theoret Exper.Appl.Phys.* 32, N1 (1975) 113-122.
- [3] *J.C.Philips*. T^3 specific heat anomaly in network solids. *Phys. Rev.*, 32 (1985) 5356-5361.
- [4] *N.N.Əliyev*. Şüşəvari $\text{SiO}_2\text{-B}_2\text{O}_3$ və $\text{SiO}_2\text{-GeO}_2$ sistemlərinin aşağı temperaturlarda istilik tutumunun anomaliyası AMEA xəbərləri. Fizika-

- texnika və riyaziyyat elmləri seriyası, fizika və astronomiya 2014, № 2, s.125-129.
- [5] *N.N.Əliyev*. Şüşəvari SiO_2 əsasında iki və üç komponentli şüşəyəbənzer sistemlərin aşağı temperaturlarda istilik tutumunun anomaliyası. AMEA xəbərləri. Fizika-texnika və riyaziyyat elmləri seriyası, fizika və astronomiya. 2015, № 5, s.108-111.
- [6] *H.H.Алиев*. Теплоемкость стеклообразного и кристаллического $\text{SiO}_2\text{-PbO-B}_2\text{O}_3\text{-K}_2\text{O-Na}_2\text{O}$ при низких температурах. *Fizika*. Cild IV, № 1, 1998.

FeGa_{0,4}In_{1,6}Se₄ KRİSTALININ DİELEKTRİK NÜFUZLUĞUNUN DƏYİŞƏN ELEKTRİK CƏRƏYANININ TEZLİYİNDƏN VƏ TEMPERATURDAN ASILILIĞI

N.N. NİFTİYEV¹, F.M. MƏMMƏDOV^{1,2}, M.B. MURADOV³

Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universiteti¹

Az-1000, Bakı, Ü. Hacıbəyov, 68

AMEA Kataliz və Qeyri – üzvi Kimya İnstitutu²

Az-1143, Bakı, H. Cavid pr., 29

Bakı Dövlət Universiteti³

Az-1148, Bakı, Z. Xəlilov küç., 23

namiq7@bk.ru

FeGa_{0,4}In_{1,6}Se₄ kristalının müxtəlif temperatur və tezliklərdə dielektrik nüfuzluğunun həqiqi və xəyali hissəsi tədqiq edilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, temperatur yüksəldikcə dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsinin artması defektlərin konsentrasiyasının artması ilə bağlıdır. FeGa_{0,4}In_{1,6}Se₄ kristalında $2 \cdot 10^2 \div 10^4$ Hz tezlik oblastında anomal dispersiya baş verir və yaşama müddətinə görə defektlərin paylanması $n(\tau) \sim \tau^{-1.75}$ qanununa tabe olur. Tədqiq olunan temperaturalarda dielektrik nüfuzluğunun xəyali hissəsinin tezlikdən asılı olaraq monoton azalmasının səbəbi FeGa_{0,4}In_{1,6}Se₄ kristalında relaksasiya dispersiyasının baş verməsidir.

Açar sözlər: kristal, dielektrik nüfuzluğu, temperatur, cərəyan, tezlik, relaksasiya, dispersiya.

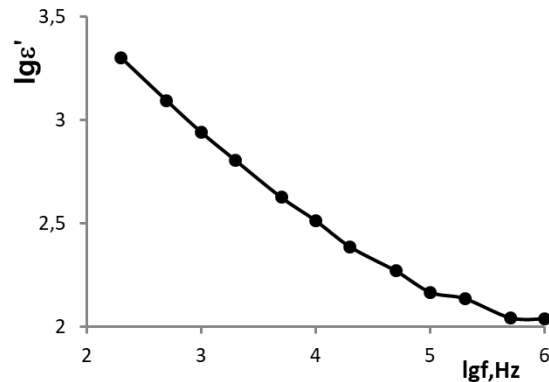
PACS: 73.40.Sx, 73.61.Le, 84.37.+q

Yarım maqnit yarımkeçirici birləşmələr, yarımkeçirici cihazlarda, xüsusən də spintronikada istifadə üçün böyük maraq doğurur. Bununla əlaqədar olaraq, maqnit yarımkeçirici materialların axtarışında aktivliyin artmasını qeyd etmək olar. Hal – hazırda AB₂X₄ tipli (A=Mn, Fe, Ni; B=Ga, In; və X=S, Se, Te) maqnit yarımkeçiricilərin alınması və fiziki xassələrinin öyrənilməsinə çox diqqət yetirilir [1-7]. Bu birləşmələrin əsasında lazerlər, işıq modulyatorları, fotodetektorlar, termorezistorlar, düzləndiricilər və s. funksional qurğular yaratmaq perspektivlidir. Bu materiallar əsasında fətohəssas strukturlar hazırlanmışdır [10-13]. FeIn₂S₄ birləşməsindən nanokristal sintez edilmişdir [4]. FeIn₂Se₄ monokristalından istifadə edərək heteroqəçid yaradılmışdır [14]. Hal-hazırkı işdə qeyd edilən birləşmələr sinfinə aid FeGa_{0,4}In_{1,6}Se₄ kristalının dielektrik nüfuzluğunun dəyişən elektrik cərəyanının tezliyindən və temperaturdan asılılığı tədqiq edilmişdir. FeGa_{0,4}In_{1,6}Se₄ kristalını stexiometrik miqdarda yüksək təmizlikli elementlərdən (99,99) alınmışdır. Rentqenoqrafik metodla analiz nəticəsində müəyyən edilmişdir ki, FeGa_{0,4}In_{1,6}Se₄ kristal qəfəs parametrləri $a = 3,983$ Å və $c = 38,811$ Å olan triqonal sinqoniyaya (fəza qrupu $3ml$) kristallaşır [18]. Elektrik tutumunu ölçmək üçün qalınlığı $\sim 1,5$ mm olan FeGa_{0,4}In_{1,6}Se₄ kristal lövhələrə gümüş pastası vuraraq kondensatorlar hazırlanmış və ölçümlər E7-20 ($25 \div 10^6$ Hz) rəqəmli immetans ölçü cihazından istifadə etməklə aparılmışdır. Kristallar $293 \div 400$ K temperatur intervalında tənzimləyə bilən kriostatda yerləşdirilmişdir. Temperatur ölçmələrinin dəqiqliyi $\pm 0,5$ K təşkil edir. Nümunəyə 1V gərginlik verilmişdir.

Dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsi $\epsilon' = Cd/\epsilon_0 S$, xəyali hissəsi isə $\epsilon'' = tg\delta \cdot \epsilon'$ ifadələrindən hesablanmışdır.

Şəkil 1-də FeGa_{0,4}In_{1,6}Se₄ kristalını üçün 294,5 K temperaturda dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsinin

(ϵ') dəyişən elektrik cərəyanının tezliyindən (f) asılılıq qrafiki verilmişdir. $2 \cdot 10^2 \div 10^6$ Hz tezlik oblastında ϵ' -in qiyməti $2000 \div 100$ intervalında dəyişir. $2 \cdot 10^2 \div 10^4$ Hz tezliklərdə tezlik artdıqca ϵ' -in azalması müşahidə edilir. $2 \cdot 10^4 \div 10^6$ Hz tezlik intervalında isə ϵ' daha yavaş sürətlə azalır.



Şəkil 1. FeGa_{0,4}In_{1,6}Se₄ kristalını üçün 294,5 K temperaturda dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsinin dəyişən elektrik cərəyanının tezliyindən asılılığı.

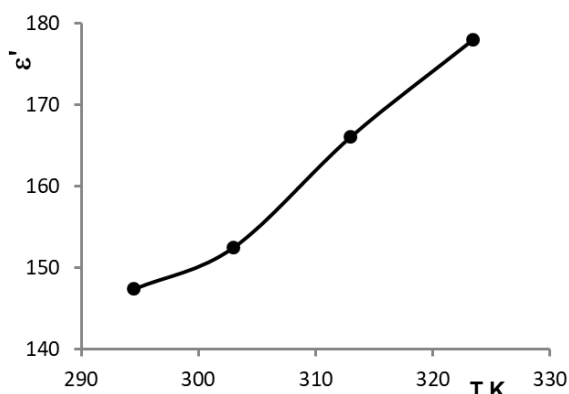
Yarımkeçiricilərdə defektlər arasında yüklərin baş verən sıçrayış mübadiləsi zamanı dielektrik nüfuzluğunun özünü necə aparmasına nəzəri olaraq [19] işində baxılmışdır. Xüsusilə defektlərində yüksək konsentrasiyaya malik olan yarımkeçiricilər üçün dielektrik nüfuzluğunun elektrik sahəsinin tezliyindən asılılığı aşağıdakı kimi ifadə olunur [19]:

$$\epsilon'(f) \sim f^{-(\beta+2)}. \quad (1)$$

Burada $(\beta + 2) = -\gamma$. Eyni zamanda defektlərin yaşama müddətinə görə paylanması

$$n(\tau) \sim \tau^\beta \quad (2)$$

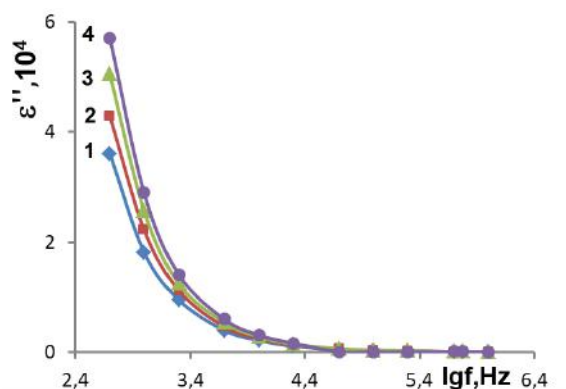
qanununa tabe olur. Buradan belə nəticəyə gəlmək olar ki, dərin mərkəzlərində yüksək konsentrasiyası olan yarımqeçiricilərdə dielektrik nüfuzluğunun dispersiyası müşahidə edilməlidir. (1) ifadəsindən görüldüyü kimi $\beta > -2$ olduqda normal dispersiya və $\beta < -2$ olduqda anomal dispersiya müşahidə edilməlidir ($\beta = -2$ olduqda dispersiya baş vermir). β və γ – nin qiymətlərini $\varepsilon'(f)$ təcrübə asılığından müəyyən etmək olar. Şəkil 1-dən görünür ki, $2 \cdot 10^2 \div 10^4$ Hz tezlik intervalında $lg\varepsilon' \sim lgf$ asılılığı demək olar ki, düz xəttə yaxın bir meyil ilə xarakterizə olunur. Bu meyildən $\gamma = -0,25$ qiyməti tapılmışdır. Bu halda $\beta = -1,75$ olduğundan FeGa_{0,4}In_{1,6}Se₄ kristalında $2 \cdot 10^2 \div 10^4$ Hz tezlik oblastında anomal dispersiya baş verir və yaşama müddətinə görə defektlərin paylanması $n(\tau) \sim \tau^{-1,75}$ qanununa tabe olur.



Şəkil 2. FeGa_{0,4}In_{1,6}Se₄ kristalında 10⁴ Hz tezlikdə dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsinin temperaturdan asılılığı.

Şəkil 2-də FeGa_{0,4}In_{1,6}Se₄ kristalında 10⁴ Hz tezlikdə dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsinin temperaturdan asılılıq qrafiki göstərilmişdir. 294,5÷323,5 K temperatur intervalında ε' - in qiyməti 147÷180 həddində dəyişir. Temperatur yüksəldikcə dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsinin qiymətinin artmasının səbəbi defektlərin konsentrasiyasının artmasıdır [20].

Şəkil 3-də FeGa_{0,4}In_{1,6}Se₄ kristalı üçün 294,5÷323,5 K temperatur intervalında dielektrik nüfuzluğunun xəyali hissəsinin (ε'') elektrik sahəsinin tezliyindən asılılıq qrafiki göstərilmişdir. Şəkildən görünür ki, $5 \cdot 10^2 \div 10^6$ Hz tezlik intervalında tezlik artıqca asılılıq monoton azalma xarakterinə malik olur və tezlik artdıqca ε'' əhəmiyyətli dərəcədə dispersiyaya uğrayır. Təcrübədə müşahidə olunan dielektrik nüfuzluğunun xəyali hissəsinin tezlikdən asılı olaraq monoton azalması FeGa_{0,4}In_{1,6}Se₄ kristalında relaksasiya dispersiyasının baş verdiyini göstərir [2].



Şəkil 3. FeGa_{0,4}In_{1,6}Se₄ kristalının müxtəlif temperaturlarda dielektrik nüfuzluğunun xəyali hissəsinin dəyişən elektrik cərəyanının tezliyindən asılılığı. T, K: 1 - 294,5, 2 - 303, 3 - 313, 4 - 323,5.

Beləliklə, işdə FeGa_{0,4}In_{1,6}Se₄ kristalının müxtəlif temperatur və tezliklərdə dielektrik nüfuzluğunun həqiqi və xəyali hissəsi tədqid edilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, temperatur yüksəldikcə dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsinin artması əsasən defektlərin konsentrasiyasının artması ilə bağlıdır. FeGa_{0,4}In_{1,6}Se₄ kristalında $2 \cdot 10^2 \div 10^4$ Hz tezlik oblastında anomal dispersiya baş verir və yaşama müddətinə görə defektlərin paylanması $n(\tau) \sim \tau^{-1,75}$ qanununa tabe olur. Tədqiq olunan temperaturlarda FeGa_{0,4}In_{1,6}Se₄ kristalının dielektrik nüfuzluğunun xəyali hissəsi tezliklə tərs mütənəsb olaraq monoton azalır. Bu da kristalda relaksasiya dispersiyasının baş verdiyini göstərir.

[1] J. Gainza, O.N. Guinazu, E. Cespedes, H. Falcon, J.L. Martinez, J.A. Alonso. Tunable inversion degree of MnIn₂S₄ thiospinels prepared by high-pressure synthesis, and its implication in the optical and magnetic properties, Journal of Alloys and Compounds, 2023, v. 969, 172413, <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2023.172413>

[2] H.H. Нуфтиев, А.О. Даудемиров, Ф.М. Мамедов, М.Б. Мурадов. Диэлектрические свойства слоистых монокристаллов MnGaInSe₄ в переменном электрическом поле. Электронная обработка материалов, 2023, т. 59, в. 2, с.61 – 66. <https://doi.org/10.52577/eom.2023.59.2.61>

[3] H.H. Нуфтиев, Ф.М. Мамедов, М.Б. Мурадов. Электропроводность монокристаллов MnGaInSe₄ на переменном токе. Письма в

журнал технической физики, 2020, том 46, в. 11. с.19 – 21.

[4] H. Kim, A.P. Tiwari, E. Hwang, Y. Cho, H.Hwang, S. Bak, Y. Hong, H. Lee. FeIn₂S₄ Nanocrystals: A Ternary Metal Chalcogenide Material for Ambipolar Field-Effect Transistors. Adv. Sci., 2018. <https://doi.org/10.1002/advs.201800068>

[5] B.R. Myoung, J.T. Lim, C.S. Kim. Investigation of magnetic properties on spin-ordering effects of FeGa₂S₄ and FeIn₂S₄, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2017, v. 438, p.121-125. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2017.04.056>

[6] Ф.М. Мамедов, H.H. Нуфтиев. Диэлектрические свойства слоистых монокристаллов FeGaInS₄ в переменном электрическом поле, ФТП, 2016, т. 50, в. 9, с.1225 - 1229.

- [7] S.V. Trukhanova, I.V. Bodnar, M.A. Zhafar. Magnetic and electrical properties of $(\text{FeIn}_2\text{S}_4)_{1-x}(\text{CuIn}_5\text{S}_8)_x$ solid solutions, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2015, v. 379, p.22-27.
<https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2014.10.120>
- [8] C. Rincóna, T.E. Torresbde, V. Sagredo, S.J.Jiménez-Sandovalc, E. Mares-Jacintoc. The fundamental absorption edge in MnIn_2Se_4 layer semi-magnetic semiconductor, *Physica B: Condensed Matter*, 2015, v. 477, p.123-128.
<https://doi.org/10.1016/j.physb.2015.08.004>
- [9] Н.Н. Нифтиев, О.Б. Тагиев, М.Б. Мурадов, Ф.М. Мамедов. Электрические свойства FeIn_2S_4 на переменном токе, *Журнал технической физики*, 2012, т. 82, в. 4, с.147-149.
- [10] И.В. Боднар, В.Ю. Рудь, Ю.В. Рудь. Фоточувствительные структуры на монокристаллах MnIn_2S_4 : создание и свойства, *ФТП*, 2009, 43, в. 11, с.1549-1552.
- [11] И.В. Боднар, С.А. Павлюковец, В.Ю. Рудь, Ю.В. Рудь. Выращивание монокристаллов FeIn_2S_4 и создание фоточувствительных структур на их основе, *ФТП*, 2009, т. 43, в.11, с.1553 - 1556.
- [12] И.В. Боднар, В.Ю. Рудь, Ю.В. Рудь, Е.И. Теруков. Выращивание монокристаллов $(\text{In}_2\text{S}_3)_x(\text{FeIn}_2\text{S}_4)_{1-x}$ и свойства фоточувствительных структур на их основе, *ФТП*, 2010, т. 44, в. 1, с.39-43.
- [13] В.Ю. Рудь, Ю.В. Рудь, М.А. Осипова, И.В. Боднар. Обнаружение твердых растворов $(\text{In}_2\text{S}_3)_x(\text{MnIn}_2\text{S}_4)_{1-x}$ и создание фоточувствительных структур на их основе, *ФТП*, 2010, т. 44, в. 1, с.48-52.
- [14] З.Д. Ковалюк, В.Н. Катеринчук, В.В. Нетяга, А.В. Заслонкин. Гетеропереход на основе кристалла FeIn_2Se_4 полученного методом Бриджмена, *Технология и конструирование в электронной аппаратуре*, 2007, т. 5, с.43 - 45.
- [15] K. Rushchanskii, H. Haeseler, D. Bercha. Band structure calculations on the layered compounds FeGa_2S_4 and NiGa_2S_4 , *J. of physics and chemistry of solids*, 2008, v. 63, p.2019- 2028.
- [16] M. Quintero, M. Morocoima, E. Guerrero, J.Ruiz. Temperature variation of lattice parameters and thermal expansion coefficients of the compound MnGa_2Se_4 , *Physica status solidi (a)*, 2006, v. 146, p.587-593.
- [17] R. Sharma, A. Rastogi, S. Kohli and et al. Growth phasses in the formation of semiconducting manganese indium sulphide thin film and their effect on the optical absorption, *Physica B*, 2004, v. 351, p.45-52.
- [18] Ф.М. Мамедов, С.З. Имамалиева, И.Р. Амирасланов, М.Б. Бабанлы. Фазовая диаграмма системы $\text{FeGa}_2\text{Se}_4\text{-FeIn}_2\text{Se}_4$ и кристаллическая структура FeGaInSe_4 , *Конденсированные среды межфазные границы*, 2018, № 20, с.604-610.
- [19] П.В. Жуковский, Я. Партыка, П. Венгерэк, Ю.Шостак, Ю. Сидоренко, А. Родзик. Диэлектрические свойства соединений $\text{Cd}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Se}$, 2000, *ФТП*, т. 34, в. 10, с.1174 -1177.
- [20] Н.Н. Нифтиев, О.Б. Тагиев, М.Б. Мурадов. Электрические свойства слоистых монокристаллов FeIn_2Se_4 на переменном токе. *ФТП*, 2008, т. 42, в. 3, с.268-270.

N.N. Niftiyev, F.M. Mammadov, M.B. Muradov

DEPENDENCE OF DIELEKTRIK CONSTANT OF CRISTALS $\text{FeGa}_{0,4}\text{In}_{1,6}\text{Se}_4$ ON FREQUENCY OF ALTERNATING ELECTRIC CURRENTS AND TEMPERATURE

The real and imaginary parts of the dielectric constant of the $\text{FeGa}_{0,4}\text{In}_{1,6}\text{Se}_4$ crystal at different temperatures and frequencies were investigated. It was determined that the increase in the real part of the dielectric permeability as the temperature increases is due to the increase in the concentration of defects. In the $\text{FeGa}_{0,4}\text{In}_{1,6}\text{Se}_4$ crystal, anomalous dispersion occurs in the frequency range of $2 \cdot 10^2 \div 10^4$ Hz, and the distribution of defects according to the lifetime obeys the law of $n(\tau) \sim \tau^{-1.75}$. The reason for the monotonous decrease of the imaginary part of the dielectric constant at the studied temperatures depending on the frequency is the occurrence of relaxation dispersion in the $\text{FeGa}_{0,4}\text{In}_{1,6}\text{Se}_4$ crystal.

Н.Н. Нифтиев, Ф.М. Мамедов, М.Б. Мурадов

ЗАВИСИМОСТЬ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ КРИСТАЛЛОВ $\text{FeGa}_{0,4}\text{In}_{1,6}\text{Se}_4$ ОТ ЧАСТОТЫ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА И ТЕМПЕРАТУРЫ

Исследованы действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости кристалла $\text{FeGa}_{0,4}\text{In}_{1,6}\text{Se}_4$ при различных температурах и частотах. Установлено, что увеличение реальной части диэлектрической проницаемости с ростом температуры обусловлено увеличением концентрации дефектов. В кристалле $\text{FeGa}_{0,4}\text{In}_{1,6}\text{Se}_4$ anomalous дисперсия возникает в диапазоне частот $2 \cdot 10^2 \div 10^4$ Гц, а распределение дефектов по времени жизни подчиняется закону $n(\tau) \sim \tau^{-1.75}$. Причиной монотонного уменьшения мнимой части диэлектрической проницаемости при исследованных температурах в зависимости от частоты является возникновение релаксационной дисперсии в кристалле $\text{FeGa}_{0,4}\text{In}_{1,6}\text{Se}_4$.

MAQNİT MATERIALLARIN TƏSNİFATI VƏ İNKİŞAF PERSPEKTİVLƏRİ

V.İ. HÜSEYNOV, S.Ş. QURBANOV

Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universiteti

Bakı. Az.1000. Üzeyir Hacıbəyov 34.

qalaca@mail.ru

Məqalədə maqnetiklərin praktiki əhəmiyyətindən, inkişaf perspektivlərindən, həmçinin arzu olunan maqnit xassəli yeni polikristalların sintezinin zəruriliyindən bəhs olunur. Maqnit materialların müxtəlif təsnifatlarından danışılır.

Açar sözlər: maqnetiklər, spontan, maqnit düzülüşlü, təsnifat, maqnit yarımkəçiricilər(MY), ferromaqnit, ferrimaqnit, antiferromaqnit

УДК: 621.315

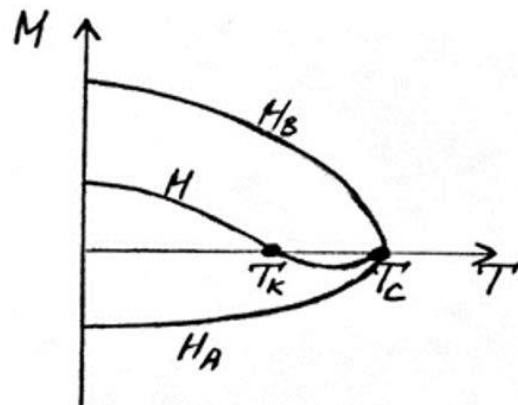
Təqribən son 60 ildə müvafiq elmi ədəbiyyatlarda maqnit materialların elmi-praktiki əhəmiyyəti, bu materiallarda mövcud olan maqnit düzülüşlü oblastların xarakteri və bəzi fiziki xassələrə təsiri, həmçinin yeni maqnit materialların sintezi və s. kimi nəzəri və tədqiqat xarakterli yazıların artması, əsasən, bu materiallara olan yüksək praktiki tələbatla bağlıdır. Maqnit materialları praktik baxımdan əhəmiyyətli edən cəhətlərdən biri onların elektrikkeçiriciliyinin geniş intervalı əhatə etməsidir. Beləki, hazırda çox saylı maqnit dielektriklər, maqnit yarımkəçiricilər və yüksək elektrikkeçiriciliyinə malik maqnetiklər mövcuddur. Xüsusən bunların içərisində maqnit yarımkəçiricilər (MY) daha perspektivli maqnetiklər hesab olunur. MY –lər üçün xarakterik cəhət onlarda elektronun enerji spektrinin maqnit düzülüşündən kəskin asılı olmasıdır. Bu asılılıq MY-ləri praktik məsələlər üçün vacib materiallara çevirir. Mütəxəssislər tərəfindən sintez olunan iki və daha çox aktiv maqnit ionlu halkoşpinellərin fiziki xüsusiyyətləri haqda müxtəlif fikir ayrılıqları mövcuddur. Bu səbəbdən belə maqnetiklərin sintezi və müxtəlif yönümlü tədqiqi maqnit hadisələri fizikasında aktual məsələlərdən hesab olunur.

Maqnit düzülüşü zolaqlı yaxud labirint quruluşu malik maqnetiklərdə xarici maqnit sahəsində fırlanma maqnit anizotropiya xassəsinin mövcud olması, xarici sahə ilə idarə olunan qoloqrafiyada, difraksiya qəfəsində, informasiya qurğularında və s. digər sahələrdə geniş praktik tətbiq imkanları açır. Son 20 -30 ildə spintronikanın yaranması və inkişafı isə tələbata uyğun maqnit materialların sintezini və bu sahədəki elmi tədqiqat işlərinin genişləndirilməsini dövrün zəruri tələbinə çevirmişdir.

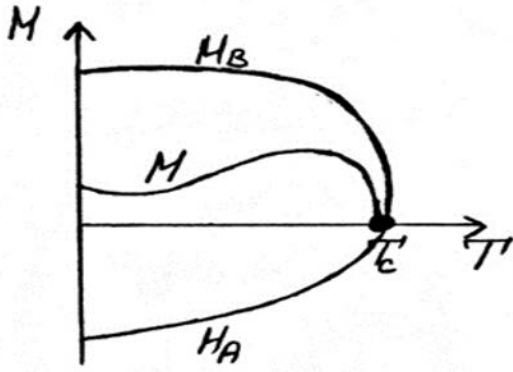
Bir sıra elmi ədəbiyyatlarda (əsasən ümumi fizika kurslarında) maqnetiklər- diamaqnit, paramaqnit və ferromaqnit olmaqla 3 qrupa bölünmüşdür[3]. Diamaqnitlər kompensə olunmuş elektron maqnit momentinə malik zəif maqnit materiallar olmasına baxmayaraq xarici sahəyə gətirildikdə xotik vəziyyətdə olan elektron maqnit momentləri xarici sahənin intensivliyinin əksi istiqamətində meyil edirlər. Nəticədə sahə tərəfindən itələnilirlər və bu səbəbdən diamaqnit materialların maqnit qavrayıcılığı mənfi işarəli qəbul olunmuşdur. Həmçinin paramaqnit materiallarda zəif maqnit materiallar

qrupuna aiddir. Lakin diamaqnitlərdən fərqli olaraq paramaqnit materiallar xarici maqnit sahəsinə gətirildikdə sahə tərəfindən cəzb olunurlar. Səbəb kompensə olunmuş atom maqnit momentlərinin xarici sahənin intensivliyi istiqamətində qismən dönməsidir. Odur ki, bu materiallar üçün maqnit qavrayıcılığı müsbət qəbul edilmişdir. Güclü maqnetiklər kimi tanınan ferromaqnitlərdə isə xarici maqnit sahəsi olmadıqda belə sıfırdan fərqli maqnit momentinə malik olurlar. Bu isə ferromaqnitlərdə mövcud olan özbaşına maqnit düzülüşlü oblastların mövcud olması hesabına baş verir. Ferromaqnit materialları üçün digər xarakterik cəhət, maqnit qavrayıcılığının xarici sahədən qeyri xətti asılılığı; doymanın nisbətən zəif sahələrdə baş verməsi; Hissterezis ilqəyinin mövcud olması; Kuri temperaturunda maqnit düzülüşünün yox olmasıdır.

Bəzi tədqiqatçılar yuxarıda qeyd etdiyimiz ümumi yanaşmadan fərqli olaraq maqnetikləri- diamaqnit, paramaqnit, ferromaqnit və antiferromaqnit olmaqla 4 qrupa bölmüşlər. Onlar ferromaqnit və antiferromaqnitlərin ortaq xarakteristikası olaraq, bu maddələrdə maqnit düzülüşlü oblastların spontan mövcudluğunu göstərmişlər. Lakin antiferromaqnitlərdə alt qəfəslərin ekvivalentliliyi və maqnit düzülüşlərinin antiparalel yönəlməsi bu materiallarda yekun maqnit momentinin sıfıra çevrilməsinə səbəb olur. Ferromaqnitlərdə maqnit düzülüşü Kuri temperaturunda, antiferromaqnitlərdə isə altqəfəslərdəki antiparalel maqnit düzülüşləri Neel temperaturunda yox olur.



Şəkil 1. N növ asılılıq.

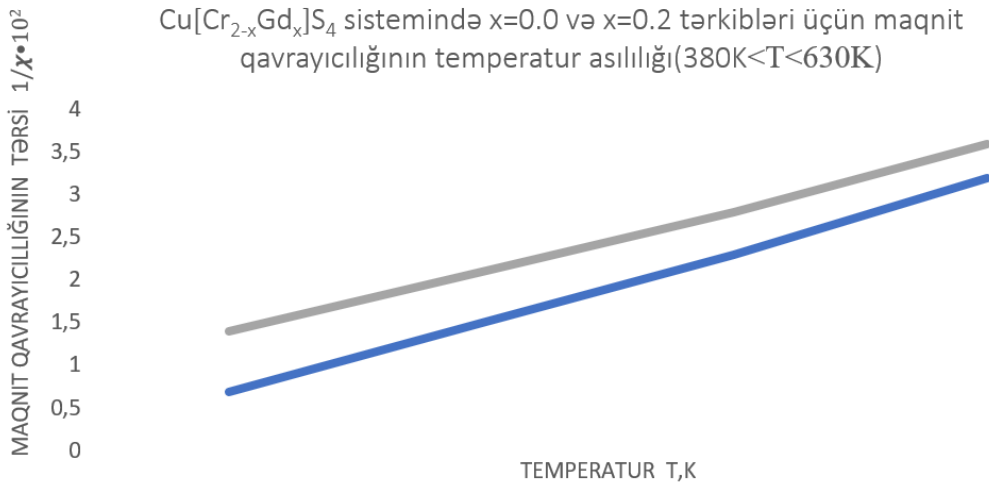


Şəkil 2. P növ asılılıq.

Maqnit materiallarla məşğul olan bir sıra mütəxəssislər isə maqnetikləri diamaqnit, paramaqnit, ferromaqnit, ferrimaqnit və antiferromaqnit olmaqla 5 qrupa ayırmağı daha düzgün hesab edirlər [1]. Bu təsnifatda (bir qrup tədqiqatçılar ferrimaqnitləri yeni növ maqnit materialı kimi qəbul etməyərək, onları zəif ferromaqnit, yaxud kompensə olunmamış antiferromaqnit hesab edirlər) özünəməxsus xassələrə malik olması səbəbindən ferrimaqnit materiallara yeni növ maqnit

materiallar kimi yanaşılır. Neel təcrübə əsaslarla (əsas özünəməxsus xassələrdən sayılan) ferrimaqnetiklərin temperaturdan asılılığının iki növ əyri ilə göstərildiyini müəyyən etmişdir. Bu əyriyərdən biri N növ (şəkil 1.) və digəri isə P növ (şəkil 2.) adlanır [1].

N növ əyridə Kompensasiya temperaturuna bərabər temperaturda altqəfəslərin maqnitlənmələri ədədi qiymətə eyni götürülür. Həmin temperatur kompensasiya temperaturu və ya kompensasiya nöqtəsi adlanır. Əgər temperatur Kompensasiya temperaturundan böyük olarsa, onda temperaturun artması ilə yekun maqnitlənmə artır və maksimumdan keçmiş olur. $T=T_c$ temperaturunda isə yenidən sıfır olur. $T>T_c$ temperaturunda maddə paramaqnit fazada yerləşir. Burada T_c ferrimaqnetiklər üçün həqiqi Kюри temperaturunu göstərir. Ferrimaqnetiklər öz elektrik xassələrinə görə həm metal, həm də dielektrik xassələri əhatə edir. Ferritlərdən ifrat yüksək temperaturda belə maqnit materialı kimi istifadə mümkündür [2]. Bu da o deməkdir ki, ferritlərin praktik tətbiqi çox genişdir və özünəməxsus xassələri ferrimaqnitlərin gələcək inkişaf perspektivlərindən xəbər verir, yeni arzu olunan xassəli ferritlərin sintezini və tədqiqini zəruri edir.



Şəkil 3. Maqnit qavrayıcılığının temperatur asılılığı

Sintez etdiyimiz maqnitə aktiv ionlu bəzi polikristallarda bu və ya digər elementin konsentrasiyasının dəyişməsi Kюри və ya Neel temperaturunun dəyişməsinə, hətta ferromaqnit materialın ferrimaqnitə və əksinə çevrilməsinə səbəb olur (ferromaqnit ⇌ ferrimaqnit). Bu polikristallardan olan şpinel quruluşlu $\text{Cu}[\text{Cr}_{2-x}\text{Gd}_x]\text{S}_4$ sistemi maqnit düzülüşünə malikdir: $x=0.0 \div 0.2$ qiymətində ferromaqnit, $0.2 < x \leq 1.0$ isə ferrimaqnitdir. $x=0.2$ ferromaqnit-ferrimaqnit faza keçidinə uyğun

konsentrasiyadır. Maqnit qavrayıcılığının temperatur asılılığından istifadə edərək (şəkil 3) qəfəslər arası J_{A-B} və qəfəslərdaxili J_{A-A} , J_{B-B} mübadilə inteqralları hesablanmışdır. Mübadilə inteqrallarının qiyməti eyni tərtibli olmuşdur. Bu isə maqnit düzülüşünün formalaşmasında qəfəslərarası və qəfəsdaxili mübadilə inteqrallarının birgə rol oynaması deməkdir.

- [1] E.Ə. Eyvazov. Bərk cisimlər fizikası, Bakı-2003.
 [2] E.Ə. Eyvazov, S.Ş. Qurbanov, V.İ. Hüseyinov. $\text{Co}_{0.7}\text{Cu}_{0.3}\text{Cr}_2\text{S}_4$ Ferrimaqnitin EPR spektri.
 [3] V.İ. Nəsirov, G.Q. Aslanlı. Elektrik və Maqnetizm, Bakı-2008.

- [4] E.Ə. Eyvazov, V.İ. Hüseyinov, S.Ş. Qurbanov. $\text{Cu}[\text{Cr}_{2-x}\text{Gd}_x]\text{S}_4$ sisteminin kinetik və maqnit xassələri. Ankara II. Uluslararası Bilimsel Araştırmalar Kongresi 6-8 Mart 2020, Ankara



Akademiklərin:
H. Abdullayev, E. Salayev,
M. Kərimov, Ç. Cıvarlı və B. Əsgərovun
xatirələrinə həsr olunmuş

FİZİKANIN AKTUAL PROBLEMLƏRİ

mövzusunda Respublika konfransı
ingilis dilində məqalələr

2023-cü il

OPTICAL ABSORPTION AND PHOTOCONDUCTIVITY OF TlGaS₂ CRYSTALS
UNDER THE ACTION OF LASER RADIATIONV.M. SALMANOV¹, A.G. GUSEINOV¹, G.B. IBRAGIMOV^{1,2},
M.B. JAFAROV³, R.M. MAMEDOV¹, F.Sh. AHMEDOVA¹¹ Baku State University, Baku, AZ1148 Azerbaijan² Institute of Physics of Ministry of Science and Education of Azerbaijan Republic,
H. Javid ave., 131, Az-1143, Baku, Azerbaijan³ University of Technology of Azerbaijan, Ganja, AZ2011 Azerbaijan

*e-mail: vagif_salmanov@yahoo.com

The optical and photoelectric properties of TlGaS₂ single crystals at high levels of optical excitation were experimentally studied. A pulsed Nd:YAG laser with built-in generators of the 2nd and 3rd harmonics, designed to generate radiation with wavelengths of 1064, 532 and 335 nm, was used as a radiation source. It is shown that the observed features in the absorption, photoconductivity and luminescence spectra of TlGaS₂ are caused by the recombination of free excitons and radiative transitions between the donor-acceptor center.

Keywords: TlGaS₂, optical absorption, photoluminescence.**PACS:** 78.20.-e; 78.40.-q

1. INTRODUCTION

Recently, thallium chalcogenides with a layered structure of the III-III-VI₂ family, such as TlBX₂ (B = Ga or In and X=S or Se), have been the subject of intensive experimental and theoretical studies [1]. These thallium chalcogenides belong to the monoclinic system and their space group is C2/c. The lattice of these crystals consists of alternating two-dimensional layers parallel to the (001) plane. Each subsequent layer is rotated by 90° relative to the previous layer. TlGaS₂, a member of this family of crystals, is a semiconductor with an indirect band gap of about 2.46 and 2.55 eV at 300 and 10 K, respectively [2, 3]. In view of the possibility of its application in optoelectronic devices, much attention is paid to the study of the optical and photoelectric properties of TlGaS₂ crystals [2, 4–8]. The direct band gap of TlGaS₂ crystals at T=10 K is 2.664 eV [9–12].

Of particular interest is the experimental study of the optical, photoelectric, and luminescent properties of TlGaS₂ crystals at high levels of optical excitation. This is due, on the one hand, to the enormous possibilities that open up the use of these materials for the purposes of nonlinear optics, and on the other hand, the possibility of realizing in them completely new phenomena of great fundamental importance, which were previously practically inaccessible for experimental studies [6–8].

This paper presents the results of a study of optical absorption, photoconductivity and luminescence of TlGaS₂ crystals under the action of laser radiation.

2. EXPERIMENTAL TECHNIQUE

TlGaS₂ single crystals were grown by the modified Bridgman method. The samples were made by chipping off an ingot parallel to the crystalline layer perpendicular to the c axis. Chipped single-

crystal layers 0.2 mm thick had plane-parallel mirror faces, which were a natural resonator. The crystals were p-type and had a resistivity of 10¹⁰–10¹² Ohm·cm, at 300 K. Ohmic contacts were obtained by applying silver paste.

The radiation source was a pulsed Nd:YAG laser with built-in generators of the 2-nd and 3-rd harmonics, designed to generate radiation with a wavelength of 1064, 532, and 335 nm. The laser pulse duration was 10 ns with a maximum power of ~12 MW/cm². The radiation intensity was varied using calibrated neutral light filters. Using a lens, the incident laser beam was focused onto the sample surface with a spot diameter of ~2.0 mm. The optical absorption and luminescence spectra of TlGaS₂ crystals were studied using an automatic M833 double dispersion monochromator (spectral resolution ~0.024 nm at a wavelength of 600 nm), computer-controlled and a detector that records radiation in the wavelength range of 350-2000 nm. Registration of photocurrent pulses was carried out according to a technique that allows one to record single nanosecond pulses on the screen of a storage oscilloscope (Le Croy 9400). The experimental procedure is similar to that described in [13].

3. EXPERIMENTAL RESULTS AND DISCUSSION

Figure 1 shows the absorption spectra (curve 1) and photoconductivity (curve 2) of TlGaS₂ at 77 K. As can be seen from the figure, an absorption band with a maximum of ~2.63 eV ($\lambda=4710 \text{ \AA}$) is clearly observed in the absorption spectrum. The location of this maximum in the immediate vicinity of the direct band gap (~ 0.03 eV) and stability, apparently, indicates that the absorption band with a maximum $\lambda = 4710 \text{ \AA}$ is due to the presence of direct exciton transitions. A comparison of the photoconductivity and absorption spectra shows that the absorption band

coincides with the photoconductivity maximum. Beyond the intrinsic photoconductivity edge, a broad band of the impurity level is observed.

Figure 2 shows the luminescence spectrum of TlGaS₂ when excited by the second harmonic of a Nd:YAG laser with a quantum energy $\hbar\omega=2.34$ eV. As can be seen from the figure, two emission bands are observed in the luminescence spectrum, with maxima $\lambda_1=470$ nm (2.63 eV) and $\lambda_2=595$ nm (2.084 eV). The observed bands have a half-width of 1.6 and 0.7 eV, respectively.

It has been established that the emission line with a maximum at 2.63 eV agrees satisfactorily with the maxima observed in the absorption and photoconductivity spectrum of TlGaS₂. Therefore, it can be argued that the observed radiation is due to the recombination of free excitons at the edge of the intrinsic absorption band. The long-wavelength maximum $\lambda_2=595$ nm (2.084 eV) is apparently due to the presence of impurity centers located inside the band gap. This is evidenced by the presence of donor

and acceptor centers in TlGaS₂ with activation energies $\Delta E_D=0.035$ eV and $\Delta E_A=0.005$ eV [3]. The presence of these centers in TlGaS₂ allows us to assert that the radiation we observe is due to a radiative transition from a deep donor level of 0.035 eV to a shallow acceptor level of 0.005 eV above the valence band.

Of particular interest are studies of the photoluminescence spectra of TlGaS₂ crystals at various excitation intensities (Fig. 3a). As can be seen from the figure, an increase in the pump power from 2 MVt/cm² to 12 MVt/cm² leads to a significant increase in the photoluminescence intensity. Figure 3b shows the dependence of the photoluminescence intensity ($I_{lum.}$) of TlGaS₂ at the wavelength maximum ($\lambda=470$ nm) on the laser radiation intensity I_{las} . It can be seen that this dependence is sublinear, $I_{lum.} \sim I_{las}^4$. This indicates that light amplification occurs in thin TlGaS₂ films at high levels of optical excitation.

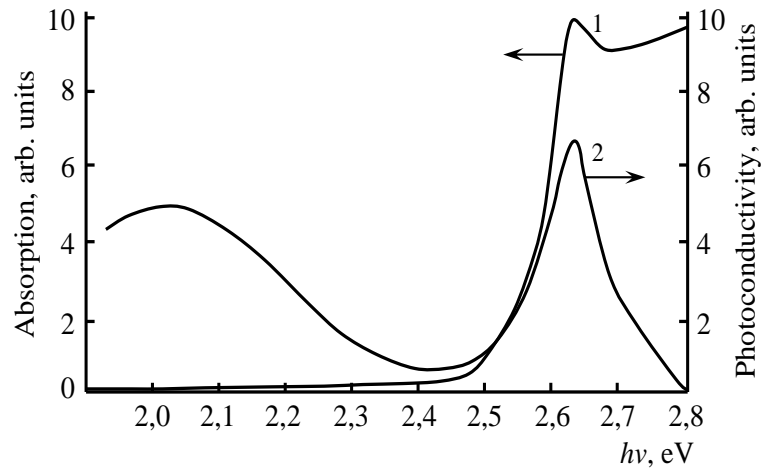


Fig.1. Spectral distribution of the absorption coefficient (curve 1) and photoconductivity (curve 2) of TlGaS₂ single crystals at 77 K.

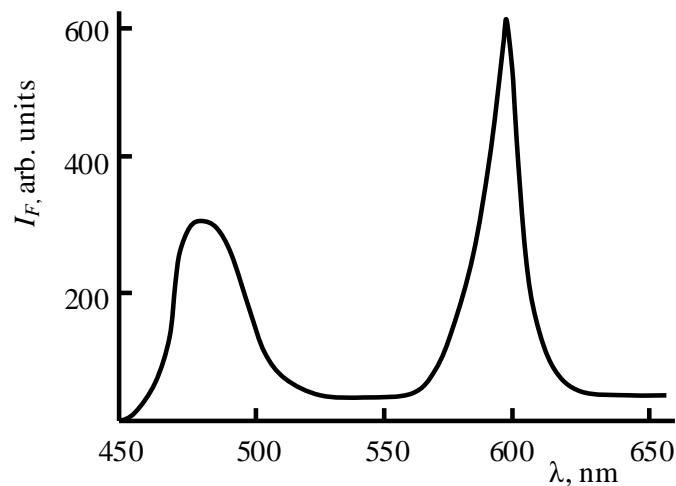


Fig.2. Luminescence spectrum of TlGaS₂ upon excitation by the second harmonic of a Nd:YAG laser, with quantum energy $\hbar\omega=2.34$ eV.

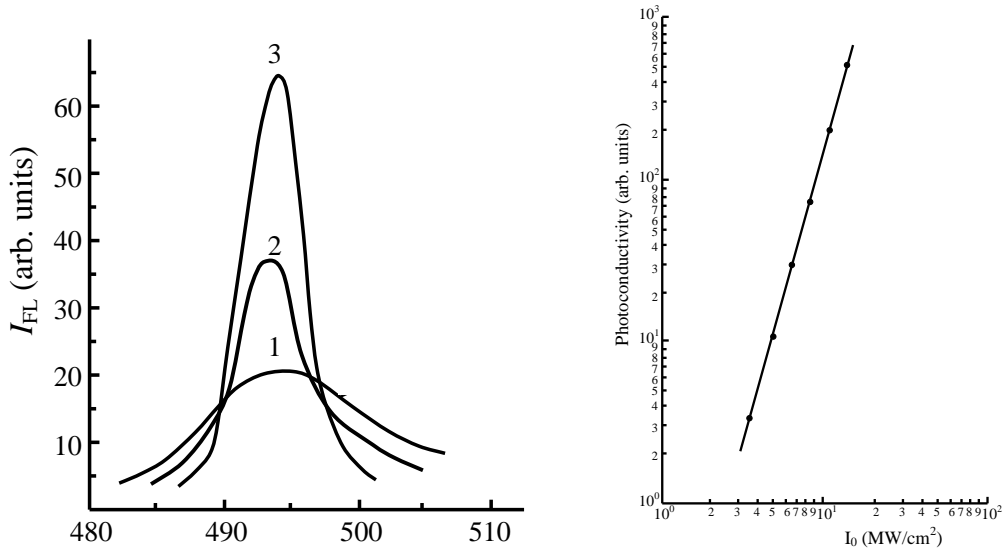


Fig. 3. a - Photoluminescence spectra of TlGaS₂ crystals at three intensities of exciting laser radiation, I_{las} (MW/cm²): 1-2; 2-6; 3-12. b - Dependence of the intensity of photoluminescence (I_{lum}) TlGaS₂ at the maximum wavelength ($\lambda=470$ nm), on the intensity of laser radiation I_{las} .

The presence of recombination centers associated with the donor-acceptor level, along with luminescence with a maximum of $\lambda_2=595$ nm, is also evidenced by the photocurrent relaxation kinetics shown in Figure 4. As can be seen from the figure, two recombination channels are observed: fast with

$\tau=12$ ns and slow with $\tau=200$ ns. The fast recombination channel is apparently associated with the recombination of free excitons, while the slow section is probably due to an impurity center. It is known that in layered semiconductors, the lifetime of free excitons is $\sim 10-20$ nsec [14].

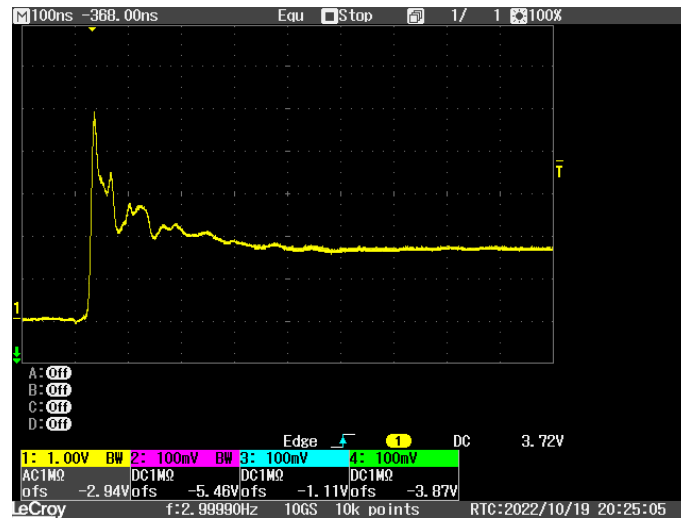


Fig. 4. Photocurrent relaxation curve in TlGaS₂ crystals excited by the second harmonic of a Nd:YAG laser.

4. CONCLUSION

The absorption, photoconductivity, and luminescence spectra and photocurrent relaxation curves under laser excitation in layered TlGaS₂ ternary compounds grown by the modified Bridgman method were studied experimentally. The absorption band centered at 470 nm is associated with the recombination of free excitons near the edge of the TlGaS₂ absorption band. An analysis of the luminescence spectra with a maximum at 595 nm

allows us to propose a possible model for the recombination of donor-acceptor levels located in the band gap of the TlGaS₂ crystal. The fast and slow components of the relaxation curves are related to the recombination of free excitons and impurity centers.

The observed superlinear dependence ($I_{lum} \sim I_{las}^4$) in the lux-ampere characteristic of TlGaS₂ indicates the presence of stimulated emission at high excitation levels.

- [1] *K.A. Yee and A. Albright*. Bonding and structure of gallium thallium selenide (GaTlSe₂). *J. Am. Chem. Soc.* 113, 1991, 6474-6478.
- [2] *M.P. Haniyas, A.N. Anagnostopoulos, K. Kambas, and J. Spyridelis*. Electrical and optical properties of as-grown TlInS₂, TlGaSe₂ and TlGaS₂ single crystals. *Mat. Res. Bull.* 27, 1992, 25-38.
- [3] *N. S. Yuksek, N. M. Gasanly, I.A. Aydin, H. Ozkan, and M. Acikgoz*. Infrared photoluminescence from TlGaS₂ layered single crystals. *Cryst. Res. Technol.* 39, №9, 2004, 800-806.
- [4] *N. Kalkan, J.A. Kalomiros, M. Haniyas, and A. N. Anagnostopoulos*. Optical and photoelectrical properties of the TlGaS₂ ternary compound. *Solid State Commun.* 99, 1996, 375-379.
- [5] *B. Abay, H. S. Guder, H. Efeoglu, and Y.K. Yogurtcu*. Urbach-Martienssen Tails in the Absorption Spectra of Layered Ternary Semiconductor TlGaS₂. *Phys. Stat. Sol. (b)* 227, 2001, 469-476.
- [6] *K. Allakhverdiev, T. G. Mammadov, R. Suleymanov, and N. Gasanov*. Deformation effects in electronic spectra of the layered semiconductors TlGaS₂, TlGaSe₂ and TlInS₂. *J. Phys.: Condens. Matter* 15, 2003, 1291-1299.
- [7] *H.J. Song, S.H. Yun, and W.T. Kim*. Deep levels in TlGaS₂ single crystal. *Solid State Commun.* 94, 1995, 225-229.
- [8] *A. Kato, M. Nishigaki, N. Mammadov, M. Yamazaki, H. Uchiki, and S. Iida*. Optical properties and photo-induced memory effect related with structural phase transition in TlGaS₂. *J. Phys. Chem. Solids* 64, 2003, 1713-1716.
- [9] *J. Krustok, J. H. Schon, H. Collan, M. Yakushev, J. Mudasson, and E. Bucher*. Origin of the deep center photoluminescence in CuGaSe₂ and CuInS₂ crystals. *J. Appl. Phys.* 86, 1999, 364-369.
- [10] *C.J. Hwang*. Evidence for Luminescence Involving Arsenic Vacancy-Acceptor Centers in p-Type GaAs. *Phys. Rev.* 180, 1969, 827.
- [11] *S. Shigetomi, T. Ikari, and H. Nakashima*. Optical and electrical properties of layer semiconductor p-GaSe doped with Zn. *J. Appl. Phys.* 74, 1993, 4125-4129.
- [12] *N.M. Gasanly*. Optical properties of TlGa(SxSe1-x)₂ layered mixed crystals (0 ≤ x ≤ 1): Absorption edge and photoluminescence study at T = 10 K. *Indian Academy of Sciences, Pramana – J. Phys.* 2018, 91:30
- [13] *V.M. Salmanov, A.G. Guseinov, M.A. Джафаров, P.M. Мамедов, Т.А. Мамедова*. Особенности фотопроводимости и люминесценции тонких пленок CdS и твердых растворов Cd_{1-x}Zn_xS при лазерном возбуждении. *Optics and Spectroscopy.* 130, 10, 2022, 1567-1570.
- [14] *T. Kushida, F. Minami, Y. Oka, Y. Nakazaki, Y. Tanaka*. Population dynamics and spin relaxations of excitons in GaSe. *Nuovo Cimento B* 39, 1977, 650-654.

ELECTRONIC PROCESSES IN THE $\text{Pb}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}\text{Te}<\text{Pb}>$ SOLID SOLUTION AND IN THE METAL-SEMICONDUCTOR STRUCTURE BASED ON IT**T.D. ALIYEVA¹, G.Z. BAGIYEVA¹, G.D. ABDINOVA², N.M. AKHUNDOVA³**¹*Institute of Physics of the Azerbaijan Republic Ministry of Sciences and Education, AZ -1143, H. Javid ave.131, Baku.*²*Azerbaijan State Pedagogy College, AZ -1065, Inshaatchilar ave. 45, Baku.*³*Azerbaijan State University of Economics (UNEC), AZ - 1001, Istiqlaliyyat str.6, Baku.**e-mail: tunzalaaliyeva@mail.ru*

Single crystals of with 0.0÷1.0 at.% superstoichiometric lead were grown and their electrical conductivity σ , thermopower α and Hall coefficients R_x in the range of 77÷300K were studied. It was found that annealing significantly affects the values and temperature dependences of these parameters, as well as the signs of α and R_x . The results obtained are explained by the appearance of electroactive structural defects during growth in crystals, which are healed by annealing, the compensation of these defects by excess lead atoms, the existence of impurity centers with an activation energy of ~0.06–0.11 eV in the samples, and an increase in the contribution of heavy holes to conductivity with temperature. $\text{Pb}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}\text{Te}<\text{Pb}>$ -(In-Ag-Au) structures were fabricated and their electrical properties were studied.

Keywords: solid solution, metal-semiconductor structure, contact resistance, intermediate phase**PACS:** 71.2**INTRODUCTION**

$\text{Pb}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}\text{Te}$ solid solutions are materials potentially to be utilized for infrared detectors and lasers, as well as thermoelectric converters [1-3]. However, these materials crystallize with a deviation from stoichiometry in the cation sublattice with a concentration of up to $\sim 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, which complicates their practical application. It was found that the introduction of superstoichiometric lead or tin atoms makes it possible to control the concentration of electroactive cationic vacancies and, accordingly, concentration (and mobility) of current carriers in PbTe , SnTe and some of their solid solutions [4–6]. The best thermoelectric properties in the PbTe - SnTe system are alloys containing 25-30 mol. % SnTe [3].

$\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ solid solutions have the same crystal structure and up to $x \sim 0.4$ retain the structure of the valence band similar to PbTe . It can be assumed that in the crystals of the $\text{Pb}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}\text{Te}$ solid solution, excess of Pb or Sn atoms, changing the concentration of cationic vacancies, will lead to a decrease in the concentration of current carriers.

In this work, single crystals of $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ with 0.0; 0.01; 0.05; 0.1; 0.5; 1.0 at.% Pb of superstoichiometry are developed and their electrical conductivity σ , thermopower α and Hall coefficients R_x in the temperature range 77÷300 K before and after annealing were studied. To identify the role of structural defects arising during the preparation of resealed crystals and the preparation of research samples from them, experiments were carried out on annealed samples and on the same samples annealed at 673 K for 120 hours.

EXPERIMENTAL TECHNIQUES

The compositions were synthesized in quartz ampoules evacuated to $\sim 10^{-2} \text{ Pa}$ by co-fusion of the

initial components at 1245 K. Lead grade C-0000, tin grade OBЧ-000, tellurium grade T-сЧ (99.999) were used for synthesis, taken in a stoichiometric ratio with an accuracy of 0.0001 g.

The initial components (Pb, Sn, Te) were previously purified from the surface oxide film and possible impurities. Single crystals were grown by the Bridgman method from the synthesized material in the same quartz ampoules in which the composition was synthesized. The inner surface of the quartz ampoules intended for the synthesis and growth of single crystals was preliminarily graphitized. When growing, the temperatures of the hot and cold zones of the heater were setup as 1245 and 1145 K. The temperature gradient at the crystallization front was $\sim 15 \text{ deg/cm}$ and the crystal growth rate was 2 mm/h.

The single crystalline of the grown ingots was confirmed by the X-ray method. The lattice parameter in the case of a pure (without excess lead) and with an excess of lead crystal was equal to $a=6.399 \text{ \AA}$.

The homogeneity of the ingots of single crystals was checked by measuring the electrical resistance in separate sections along the ingot. Samples in the form of rectangular parallelepipeds with dimensions of 3x6x12 mm were cut from a homogeneous part of the ingots using an electric spark installation. The removal of the damaged layer formed on the surface and ends of the samples during cutting was carried out by electrochemical etching. After removing the damaged layer, the samples were annealed in an atmosphere of spectrally pure argon at 673 K for 120 hours.

The electrical parameters were measured on the same samples before and after annealing process. Electrical conductivity σ , thermopower α and Hall coefficients R_x were measured in direct current by the probe method along the ingot with an error not exceeding $\sim 5 \%$.

RESULTS AND ANALYSES

Experiments have shown that the temperature dependences of electrical conductivity σ for all samples that have not undergone annealing are metallic in nature (Figure 1a). As a result of annealing,

the conductivity of the samples significantly (up to ~ 6 times) decreases and, by $\sigma(T)$ of pure (without excess Pb) and containing 0.01÷0.5 at.% excess lead, samples in the range of ~100÷210 K, semiconductor (activation) sites (Figure 1b).

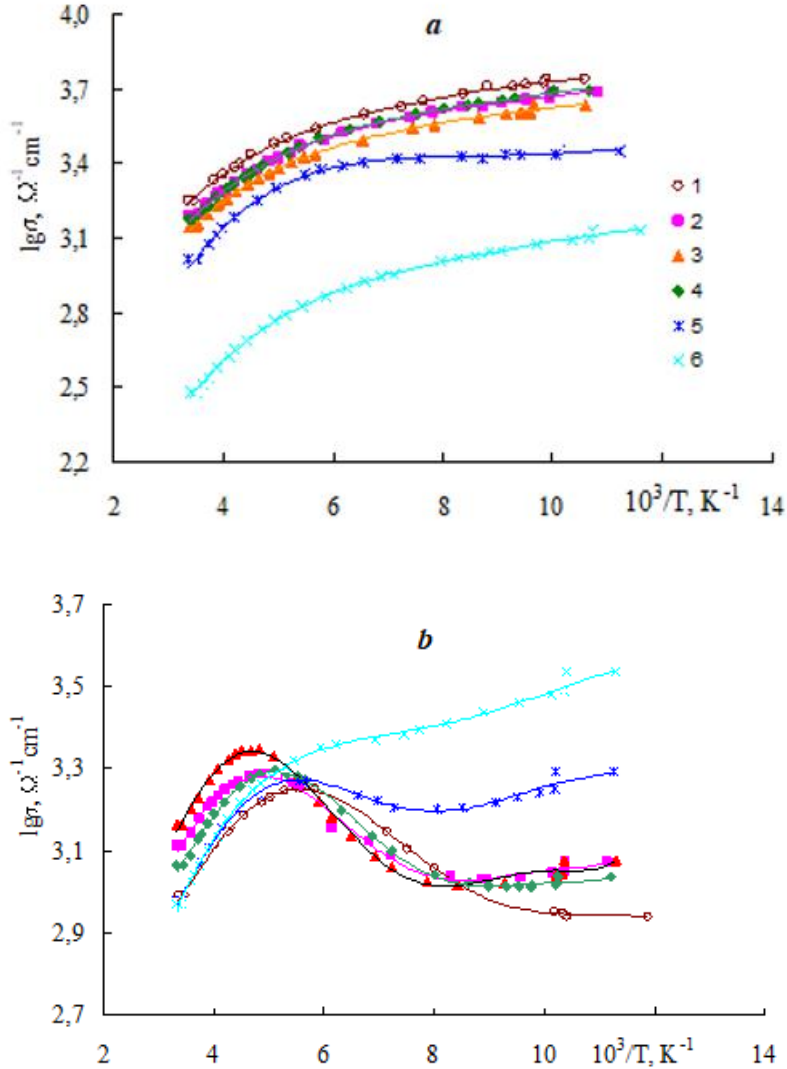


Fig. 1. Temperature dependences of the electrical conductivity before (a) and after annealing (b) crystals of the $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te$ solid solution with an excess of lead. Curves 1-6 refer to samples 1-0; 2-0.01; 3-0.05; 4-0.1; 5-0.5; 6-1.0 at.% excess lead, respectively.

The absolute values of α and R_x of annealed samples at 77 K become larger than those of unannealed samples, and the sign of the coefficient R_x for annealed samples at low temperatures (up to ~190–200 K) is positive (with a negative sign of α). For a sample with 1.0 at.% excess Pb, the sign of R_x is positive over the entire temperature range (Figure 2a,b).

Thus, annealing at 673 K for 120 hours radically changes the values, sign, and temperature dependences of the electrical parameters of $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te$ solid solution crystals with overstoichiometric lead atoms.

As in the case of unannealed samples, in annealed samples the sign of the coefficient α at 77 K

is negative, with increasing temperature α of the samples (except for the sample with 1.0 at.% excess Pb, in which no semiconductor region is observed on $\alpha(T)$) change their sign from negative to positive, and increases with temperature (Figure 2a).

The values of the power factor $\alpha^2\sigma$ of some annealed and unannealed crystals with excess lead exceed the values of the power factor of the composition $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te$. So, for example, the power factors of an unannealed crystal with

See designations in Fig.1 0.5 at.% Pb at 300 K ~ 1.7; 8.2 and 30 times, and for a crystal with 0.05 at.% Pb at 300 K is 1.5 times higher than the power factor of a pure crystal.

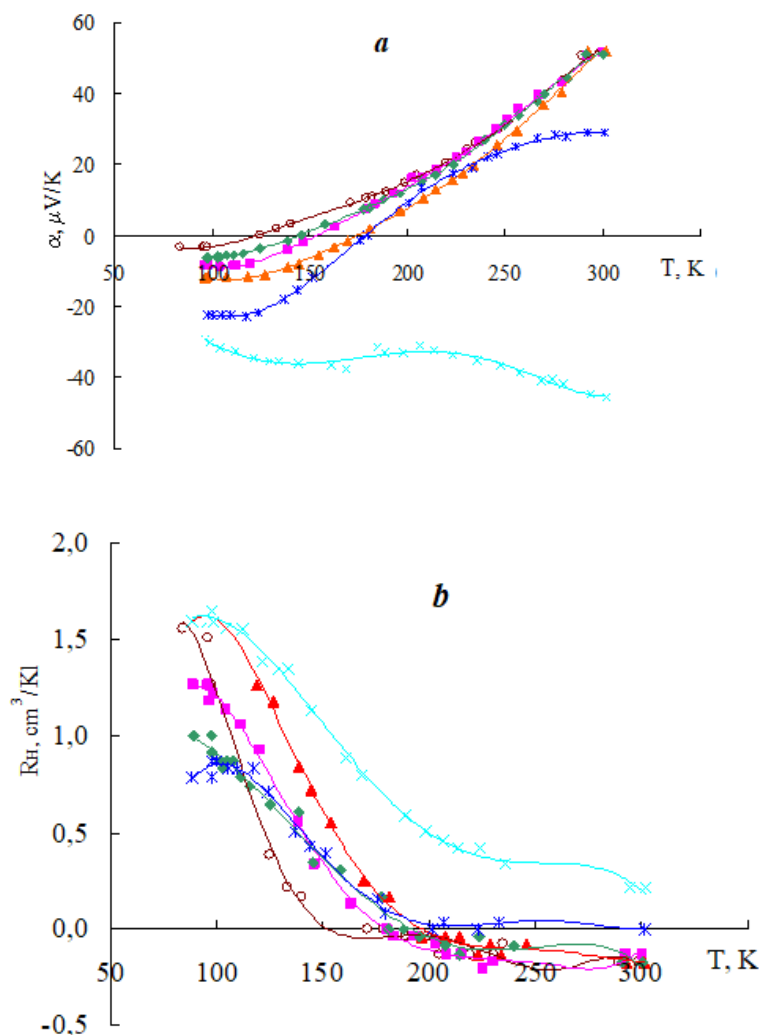


Fig. 2. Temperature dependences of thermopower (a) and Hall (b) coefficients of $\text{Pb}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}\text{Te}$ solid solution crystals with lead excess after annealing.

These data show that in the studied unannealed $\text{Pb}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}\text{Te}$ crystals, in addition to vacancies in the cation and anion sublattices, there are various acceptor and donor type structural defects. Excess lead atoms, compensating for acceptor defects, lead to a decrease in the concentration of holes and σ . Excess Pb atoms can also form electrically neutral complexes with free tellurium atoms in the crystal. Therefore, at concentrations of 0.5 and 1.0 at.% excess lead, α crystals of $\text{Pb}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}\text{Te}$ at $\sim 77\text{K}$ have positive signs.

The data on the values of R_x and σ (Figures 1 and 2b) at 77 K indicate that annealing heals structural defects (except for cationic and anionic vacancies), which leads to a decrease in the concentration of current carriers and electrical conductivity, as well as to an increase in the absolute value of the thermopower coefficient at 77K. As a result of the healing of structural defects of an acceptor nature, the introduced excess lead atoms with a low concentration create new donor centers in the crystal, increasing the concentration of the current carriers, the absolute values of the thermoelectric coefficient and electrical conductivity. At the same time, with an increase in the

concentration of excess lead, the value of the positive Hall coefficient at low temperatures will decrease.

In PbTe-SnTe solid solutions, the electron mobility varies from 1600 for pure PbTe to 200 $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{sec}$, for SnTe , having a minimum value of ~ 80 $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{sec}$ for compositions containing 70 mol.% SnTe . The hole mobility at the content of SnTe (up to 30 mol.%) slightly changes depending on the composition and is equal to $\sim 500 \div 400$ $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{sec}$ [3]. Apparently, in the $\text{Pb}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}\text{Te}$ crystals studied by us, the values of μ_n are somewhat lower than the hole mobility, which leads to a discrepancy between the sign of R_x and the sign of the thermopower coefficient. The filling of cationic vacancies with excess of Pb atoms, as well as the formation of electrically neutral complexes vacancy-excess of Pb atoms, should lead to a weakening of the scattering of current carriers from vacancies and an increase in their mobility. Indeed, such an increase in the mobility of the current carriers, calculated from $\mu = R_x \sigma$, is observed in samples with a low content (up to 0.05-0.10 at.%) of lead.

In addition, the semiconductor dependence $\sigma(T)$ in the temperature range of $\sim 100 \div 210$ K in samples with $0 \div 0.1$ at. % excess lead indicates that there are donor centers in the $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te$ solid solution with an activation energy of 0.06-0.11 eV. The ionization of these centers leads to an increase in the electron concentration and a change in the sign of R_x to negative. Indeed, the sign reversal of R_x occurs at temperatures corresponding to the semiconductor region $\sigma(T)$ and it is not observed in samples with 0.5 and 1.0 at. % excess Pb, in which there is no semiconductor region on $\sigma(T)$.

In $PbTe$ and $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te$ crystals, the valence band consists of two subbands, and with increasing temperature, the light hole band shifts towards the heavy hole zone, and the contribution of heavy holes to the conductivity and the thermopower coefficient

increase. As a result, the decrease in the electrical conductivity of crystals above ~ 180 K increases with temperature, and the thermopower coefficient α , increasing, changes its sign from negative to positive.

The table shows the thermoelectric parameters of $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te<Pb>$ crystals, structures (In-Ag-Au) - $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te<Pb>$. The table also shows the real thermoelectric efficiency of a thermoelement based on p - $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te<Pb>$ and n - $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te<1,0at.\%Pb>$, determined by [7]

$$Z_r = (T - T_{0min})/T_{0min}^2$$

at $T=300K$. Here T_{0min} – is the minimum temperature of the cold junction of the thermoelement when the optimal current passes through it.

Table

Electrical conductivity $\sigma(\Omega^{-1}cm^{-1})$, thermopower coefficients $\alpha(\mu V/K)$ and thermal conductivity $\chi \cdot 10^2(W/cm \cdot K)$ of $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te<Pb>$ crystals, and contact resistance $r_k \cdot 10^3(\Omega \cdot cm^2)$, thermoelectric efficiency of a real thermoelement Z_r .

Content of excess Pb in solid solution $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te<Pb>$, at %	σ	α	χ	r_k	Z_r
0,0	773,2	109,8	2,06	0,39	
0,01	1210,9	36,0	2,56	0,24	
0,05	1212,1	-13,1	2,50	0,15	
0,5	1123,6	-48,6	3,37	0,46	
1,0	1026,3	-160,1	1,57	0,38	$0,81 \cdot 10^{-3}K^{-1}$

CONCLUSIONS

The results show that the $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te$ crystals after growth contain structural defects predominantly of an acceptor nature, which are healed by annealing at ~ 673 K. The dependences of the electrical parameters of the unannealed and annealed samples of these crystals on the content of excess lead, annealing, and temperature are satisfactorily explained by the assumptions of partial filling and compensation of structural defects (cationic vacancies) at low lead

concentrations, the creation of new donor levels by Pb atoms, the existence of donor centers in the crystals, and unequal a decrease in the mobility of electrons and holes during the formation of this solid solution and an increase in the contribution of heavy holes in the valence band to the conductivity with temperature.

The real thermoelectric efficiency of a thermoelement made on the basis of the studied is equal to $0,81 \cdot 10^{-3}K^{-1}$ at 300K.

- [1] S.A. Nemov, Yu.I. Ravich, M.K. Jitinskaya and V.I. Proshin. 1992. *Semiconduction*. V. 26. PP. 1493 - 1499.
- [2] A.V. Ikonnikov, V.S. Dudin, Al. Artamkin, A.N. Akimov and others. 2020. *Semiconduction*. V.54. PP. 896 - 901.
- [3] A.S. Okhotin, A.A. Yefimov, V.S. Okhotin and A.S. Pushkarsky. 1976. *Thermoelectric generators* (M.: Atomizdat) PP. 320.
- [4] G.Z. Bagieva, N.B. Mustafaev, G.D. Abdinova and D.Sh. Abdinov. 2011. *Semiconduction*. V.45, PP.1446 -1449.
- [5] N.M. Akhundova and T.D. Aliyeva. 2019, *Russian Physics Journal. Physics*. V. 62. PP.100-103.
- [6] T.D. Aliyeva, G.D. Abdinova, N.M. Akhundova and D.Sh. Abdinov. 2008. *JPCCh* V.82. PP. 2185 - 2186.
- [7] A.L. Vayner. *Cascadniye termoelektricheskiye istochniki xoloda*. M.:Sovetskoye radio, 1976, 136 c.

EXCITATION OF UNSTABLE THERMOMAGNETIC WAVES IN IMPURITY SEMICONDUCTORS WITH TWO TYPES OF CHARGE CARRIERS

E.R. HASANOV^{1,2}, Sh.G. KHALILOVA², R.K. MUSTAFAYEVA¹

¹*Baku State University Acad. Z. Khalilov, str.23, Baku, Azerbaijan Republic*

²*Institute of Physics of Ministry of Science and Education, AZ-1143, H. Javid 131, Baku, Azerbaijan Republic*

shahlaganbarova@gmail.com

In impurity semiconductors of GeAu type, thermomagnetic wave with a certain frequency appears under the influence of excited magnetic fields. The speed of hydrodynamic motions is directed perpendicular to the wave vector \vec{k} . The frequency of electron capture (at recombination) and the frequency of hole emission vary with certain ratios. The external electric field E_0 is directed perpendicular to the temperature gradient. For other directions of the temperature gradient and the external electric field, the excited thermomagnetic wave occurs with a different frequency. The conditions for instability of thermomagnetic waves depend on the value of the constant temperature gradient and on the temperature of the sample. The numerical values of impurities in a GeAu sample are very important for the excitation of thermomagnetic waves. The stated problem is solved without an external magnetic field.

Keywords: impurity semiconductors, unstable thermomagnetic waves, electron, hole, magnetic field.

PACS: 78.55, 73.22.CD, 73.22

1. INTRODUCTION

Hydrodynamic motions of charge carriers in conductive media create an alternating magnetic field, which, in the presence of a constant temperature gradient, excites thermomagnetic waves [1] with a frequency $\omega_T = -c\Lambda'k\vec{\nabla}T$ (\vec{k} is wave vector, Λ' is Nerst-Ettinghausen effect coefficient). In isotropic and anisotropic conductive media, thermomagnetic waves can propagate in the longitudinal $\vec{k} \parallel \vec{\nabla}T$ and transverse directions $\vec{k} \perp \vec{\nabla}T$ [2]. In doped semiconductors, charge carriers change with time by generation and recombination, and the semiconductor passes into an uneven and equilibrium state.

For example, in the semiconductor GeAu, the gold (Au) atoms in the lattice are packed in five charge states, neutral, singly negative charge states, and doubly negative charge states, triply negative charge states, and positive charge states. Depending on the external conditions (presence of an electric field, magnetic field, temperature value, and so on), these impurity levels are more or less active. At room temperature, singly and twice negative gold impurities in Ge are more active [2]. Unstable states in the GeAu compound were theoretically studied in more detail in [3–5]. Of course, the excitation of thermomagnetic waves in semiconductors of the GeAu type is of scientific interest.

In this theoretical work, we will study the conditions for the excitation of thermomagnetic waves in semiconductors with two types of charge carriers (electronic and holes) in the presence of a constant temperature gradient. Taking into account the generation and recombination of charge carriers, we find the interval of change of the external electric field and the relationship between the generation and recombination frequencies during the excitation of unstable thermomagnetic waves in semiconductors of the GeAu type.

2. BASIC EQUATIONS OF THE PROBLEM

In the presence of hydrodynamic movements inside the sample, an electric field of the following form is created-

$$\vec{E}^* = \vec{E} + \frac{[\vec{g}\vec{H}]}{c} + \frac{T}{e} \left(\frac{\nabla n_+}{n_+^0} - \frac{\nabla n_-}{n_-^0} \right) \quad (1)$$

\vec{E} is external electric field, \vec{g} is speed of hydrodynamic movements, \vec{H} is magnetic field, which is created in hydrodynamic movements, $\frac{T}{e} \frac{\nabla n_+}{n_+^0}$ and $\frac{T}{e} \frac{\nabla n_-}{n_-^0}$ are electric fields excited inside the sample when the concentration of holes and electrons changes. The current density of electrons and holes has the form:

$$\begin{aligned} \vec{j}_- &= -\sigma_- \vec{E}^* - \sigma'_- [\vec{E}^* \vec{H}] - \alpha_- \vec{\nabla}T - \alpha'_- [\vec{\nabla}T \vec{H}] \\ \vec{j}_+ &= \sigma_+ \vec{E}^* + \sigma'_+ [\vec{E}^* \vec{H}] + \alpha_+ \vec{\nabla}T + \alpha'_+ [\vec{\nabla}T \vec{H}] \end{aligned} \quad (2)$$

$$\vec{j} = \vec{j}_+ - \vec{j}_- \quad (3)$$

$$\vec{j} = \frac{c}{4\pi} \text{rot}\vec{H} \quad (4)$$

σ_{\pm} is hole and electronic conductivities, σ'_{\pm} is hole and electronic Hall conductivities, α_{\pm} is hole and electronic thermopower, α'_{\pm} is hole and electronic Hall thermopower, \vec{H} is magnetic field excited by hydrodynamic motion. We consider the problem without an external magnetic field and therefore $\vec{H} = \vec{H}'$, $H_0 = 0$. Putting (1-3) into (4) we get:

$$\begin{aligned} \vec{E} = & -\frac{[\vec{g}\vec{H}]}{c} + \Lambda'[\nabla TH] + \frac{c}{4\pi\sigma} \text{rot}\vec{H} + \\ & + \frac{T}{e} \left(\frac{\nabla n_+}{n_+^0} - \frac{\nabla n_-}{n_-^0} \right) - \Lambda \nabla T \end{aligned} \quad (5)$$

Here $\sigma = \sigma_+ + \sigma_-$, $\Lambda = \frac{\alpha}{\sigma}$ is the differential thermopower, $\Lambda' = \frac{\alpha'\sigma - \alpha\sigma'}{\sigma^2}$ is coefficient of the Nernst-Ettingshausen effect

$$\begin{aligned} (E', H') & \sim e^{i(\vec{k}\vec{x} - \omega t)} \\ \frac{\partial H}{\partial t} & = -c \text{rot} E \\ H' & = \frac{c}{\omega} [\vec{k}\vec{E}'] \end{aligned} \quad (6)$$

In the presence of recombination and generation of charge carriers, the continuity equation for electrons and holes has the form

$$\frac{\partial n_-}{\partial t} + \text{div}\vec{j}_- = \left(\frac{\partial n_-}{\partial t} \right)_r, \quad \frac{\partial n_+}{\partial t} + \text{div}\vec{j}_+ = \left(\frac{\partial n_+}{\partial t} \right)_r \quad (7)$$

$$\frac{\partial n_-}{\partial t} = \gamma_-(0)n_1N_- - \gamma_-(E)n_-N, \quad \frac{\partial n_+}{\partial t} = \gamma_+(E)n_+N - \gamma_+(0)n_-N_- \quad (8)$$

Here N is once negative center, N_- is twice negative center, $n_{1+} = \frac{\gamma_+(0)N_-^0}{\gamma_+(E_0)N^0} n_+^0$ and $n_{1-} = \frac{\gamma_-(E_0)N^0}{\gamma_-(0)N_-^0} n_-^0$ are concentrations in the equilibrium state.

3. THEORY

To obtain the dispersion equation, we must solve together the equation (5-6-7-8) and

$$\frac{\partial N_-}{\partial t} = \left(\frac{\partial n_+}{\partial t} \right)_r - \left(\frac{\partial n_-}{\partial t} \right)_r \quad (9)$$

$$N = N + N_- = \text{const} \quad (10)$$

We introduce the following characteristic frequencies

$$\nu_- = \gamma_-(E_0)N^0, \quad \nu_+ = \gamma_+(0)N_-^0, \quad \nu_+^E = \gamma_+(E_0)N^0, \quad \nu_-(0) = \gamma_-(0)n_1, \quad \nu_+(0) = \gamma_+(0)n_+^0$$

Considering, that $(E', H', n'_{\pm}) \sim e^{i(\vec{k}\vec{x} - \omega t)}$, we obtain from equation (5-10) the below two equations for E' and n'_{\pm}

$$\begin{aligned}
 & -i\omega n'_+ + \text{div} \left\{ \bar{g}_+ n'_+ + n_+^0 \mu_+^0 \bar{E}' + \frac{n_+^0 \mu_+^0}{c} [\bar{g}_0 \bar{H}'] \right\} + \\
 & + \frac{n_+^0 \mu_+^0}{e} T \bar{k} \left(\frac{n'_+}{n_+^0} - \frac{n'_-}{n_-^0} \right) + \quad (11) \\
 & + i + n_+^0 \mu_+^0 [\bar{E}_0 \bar{H}'] + i \bar{k} \alpha_+ n'_+ \} = \\
 & = -v_+^E \frac{v_+(0) n'_+ - v_- n'_-}{i\omega - \Omega} - v_+(0) n'_+
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & -i\omega n'_- + \text{div} \left\{ -\bar{g}_- n'_- - n_-^0 \mu_-^0 \bar{E}' - \frac{n_-^0 \mu_-^0}{c} [\bar{g}_0 \bar{H}'] \right\} - \\
 & - i \frac{n_-^0 \mu_-^0 T}{e} \bar{k} \left(\frac{n'_+}{n_+^0} - \frac{n'_-}{n_-^0} \right) + \quad (12) \\
 & + n_-^0 \mu_-^0 [\bar{E}_0 \bar{H}'] - i \bar{k} \alpha_- n'_- \} = \\
 & = v_-(0) \frac{v_+(0) n'_+ - v_- n'_-}{i\omega - \Omega} - v_- n'_-
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \left(1 + \frac{2\omega_T}{\omega} - \frac{2\bar{k} \bar{g}_0}{a\omega} + i \frac{c^2 k^2}{4\pi a \sigma \omega} \right) \bar{E}' = \\
 & = \frac{iT}{e} \bar{k} \left(\frac{n'_+}{n_+^0} - \frac{n'_-}{n_-^0} \right) + \frac{2\Lambda \bar{\nabla} T \gamma}{E_0^2} \bar{E}_0 \bar{E}' \quad (13) \\
 & \Omega = v_+ + v_- + v_+(0) + v_-(0) \\
 & a = 1 + \frac{2\bar{k} \bar{g}_0}{\omega}, \bar{g}_\pm = \mu_\pm \bar{E}_0
 \end{aligned}$$

Substituting (13) into (11-12) we get

$$\begin{aligned}
 & \left[-i\omega + i k \bar{g}_+ - \frac{\mu_+ T k^2}{e} - k^2 \alpha_+ + \right. \\
 & \left. + v_+(0) + \frac{v_+^E v_+(0)}{i\omega - \Omega} - \mu_+ \phi \bar{k} \bar{E}_x \right] n'_+ + \quad (14)
 \end{aligned}$$

$$\left[\frac{n_+^0}{n_-^0} \cdot \frac{T k^2 \mu_+}{e} + \frac{v_+^E v_-}{i\omega - \Omega} + \mu_+ \frac{n_+^0}{n_-^0} \phi \bar{k} \bar{E}_x \right] n'_- = 0$$

$$\begin{aligned}
 & \left[\frac{n_-^0}{n_+^0} \cdot \frac{T k^2 \mu_+}{e} - \frac{v_-(0) v_+(0)}{i\omega - \Omega} + i \mu_- \frac{n_-^0}{n_+^0} \phi_1 \bar{k} \bar{E}_x \right] n'_+ + \\
 & + \left[-i\omega - i \bar{k} \bar{g}_- - \frac{\mu_- T k^2}{e} + k^2 \alpha_- + \right. \\
 & \left. + v_-(0) - \frac{v_-(0) v_-}{i\omega - \Omega} - \mu_- \phi_1 \bar{k} \bar{E}_x \right] n'_- = 0 \quad (15)
 \end{aligned}$$

$$\phi = 1 + \frac{2i \bar{k} \bar{g}_0}{a\omega} + \frac{2i \mu_{1+}}{\mu_+} \frac{c^2 k^2}{a^2 \omega^2}, \quad \phi_1 = 1 + \frac{2i \bar{k} \bar{g}_0}{a\omega} + \frac{2i \mu_{1-}}{\mu_-} \frac{c^2 k^2}{a^2 \omega^2}, \quad (16)$$

Denote

$$\begin{aligned}
 \Omega_+ & = i \bar{k} \bar{g}_+ - i \bar{k} \bar{g}_{1+} - k^2 \alpha_+ + v_+(0) \\
 \Omega_- & = -i \bar{k} \bar{g}_- - i \bar{k} \bar{g}_{1-} + k^2 \alpha_- + v_- \quad (17)
 \end{aligned}$$

When $\alpha_+ = \frac{v_+(0)}{k^2}$, $\alpha_- = -\frac{v_-(0)}{k^2}$, dispersion equations (15-16) have the form

$$\begin{aligned} & \left[-i\omega(i\omega - \Omega) + \omega_+(i\omega - \Omega) + \nu_+(0)\nu_+^E + \bar{k}\bar{\mathcal{G}}_{+x}A_+(i\omega - \Omega) \right] n'_+ + \\ & + \left[\frac{n_+^0}{n_-^0} \bar{k}\bar{\mathcal{G}}_{1+}(i\omega - \Omega) + i\bar{k}\bar{\mathcal{G}}_{+x} \frac{n_+^0}{n_-^0} A_+(i\omega - \Omega) + \nu_+^E \nu_- \right] n'_- = 0 \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} & \left[\frac{n_+^0}{n_+^0} \bar{k}\bar{\mathcal{G}}_{1-}(i\omega - \Omega) - \nu_-(0)\nu_+ + i\bar{k}\bar{\mathcal{G}}_{-x} \frac{n_+^0}{n_+^0} A_-(i\omega - \Omega) + \nu_+^E \nu_- \right] n'_+ + \\ & + \left[-i\omega(i\omega - \Omega) + \omega_-(i\omega - \Omega) - \nu_-(0)\nu_- - \bar{k}\bar{\mathcal{G}}_{-x}A_-(i\omega - \Omega) \right] n'_- = 0 \end{aligned} \quad (19)$$

Here $\bar{k}\bar{\mathcal{G}}_{\pm x} = \frac{\mu_{\pm} E_1 k^2}{\varphi_1} \left(1 + \frac{2\Lambda_0 \bar{\nabla} T \bar{E}_0}{E_0^2} \right)$, $\omega_{\pm} = \pm i\bar{k}\bar{\mathcal{G}}_{\pm} - \bar{k}\bar{\mathcal{G}}_{1\pm}$, $A_{\pm} = 1 + i \frac{2\bar{k}\bar{\mathcal{G}}_0}{a\omega} + i \frac{2\mu_{1\pm}}{\mu_{1\pm}} \frac{c^2 k^2}{a^2 \omega^2}$

At $\bar{k} \perp \bar{\nu}_0$, $\mu_- \gg \mu_+$, $\frac{\nu_-(0)}{\nu_+^E} = \left[\frac{\nu_+(0)}{\nu_-} \right]^{1/3}$, $E_0 \perp \nabla T$, from (18-19) we get below dispersion equation .

$$\begin{aligned} & x^6 - (b + ib_1)x^5 + (d + i\varphi)x^4 - (\theta + i\theta_1)x^3 + \\ & + (\gamma + i\gamma_1)x^2 + (r + ir_1)x - u = 0 \end{aligned} \quad (20)$$

$$x = \frac{\omega}{ck}, \quad b = \frac{4\omega_T}{ck}, \quad b_1 = \frac{ck}{2\pi\sigma} + \frac{\Omega}{ck} + \frac{\mathcal{G}_{1-}k}{ck}$$

$$d = \frac{4\omega_T^2}{c^2 k^2} + \frac{c^2 k^2}{16\pi^2 \sigma^2} - \frac{\Omega_-}{2\pi\sigma} - \frac{\mathcal{G}_{+}\mathcal{G}_{-}}{c^2} -$$

$$- \frac{\mathcal{G}_{1-}k}{4\pi\sigma} - \frac{\Omega_+ \mathcal{G}_{1-}}{c^2 k} - \frac{n_-^0}{n_+^0} \frac{\mathcal{G}_{1-} \mathcal{G}_{1+}}{c^2}$$

$$d_1 = \frac{\omega_T}{\sigma} + \frac{4\omega_T \Omega_-}{c^2 k^2} + \frac{2\mathcal{G}_{1-} \omega_T}{c^2 k} - \frac{n_-}{n_+} \frac{\mathcal{G}_{1-} \mathcal{G}_{1+}}{c^2}$$

$$\begin{aligned} \theta &= \frac{4\omega_T \mathcal{G}_{1-} \mathcal{G}_{1+}}{c^3 k} + \frac{2\omega_T \Omega_+ \mathcal{G}_{1+}}{c^3 k} + \\ &+ \frac{2\omega_T \mathcal{G}_{1-} \mathcal{G}_{1+}}{c^3 k} - \frac{n_-^0}{n_+^0} \frac{\mathcal{G}_{1-} \mathcal{G}_{1+} k}{4\pi\sigma} \end{aligned}$$

$$\theta = \frac{2\mathcal{G}_{+}\mathcal{G}_{-}}{4\pi\sigma ck} + \frac{\Omega_+ \mathcal{G}_{1+} k}{4\pi\sigma c} + \frac{\mathcal{G}_{1-} \mathcal{G}_{1+} k}{4\pi\sigma c} - \frac{n_-}{n_+} \frac{2\omega_T \mathcal{G}_{1-} \mathcal{G}_{1+}}{c^3 k}$$

$$\gamma = \frac{4\omega_T^2 \mathcal{G}_{-} \mathcal{G}_{+}}{c^2 k^2} - \frac{\mathcal{G}_{1-} \mathcal{G}_{1+}}{16\pi^2 \sigma^2} - \frac{2n_-}{n_+} \frac{\mathcal{G}_{1-} \mathcal{G}_{1+}}{c^2}$$

$$\gamma_1 = \frac{\omega_T \mathcal{G}_{-} \mathcal{G}_{+}}{c^2 \sigma} + \frac{2\mathcal{G}_{1-} \mathcal{G}_{1+}}{c^2} \left(2 + \frac{n_-}{n_+} \right) + \frac{2\mathcal{G}_{1-} \mathcal{G}_{1+} \alpha_+}{c^2}$$

$$r = \frac{2\omega_T \mathcal{G}_{1-} \mathcal{G}_{1+}}{c^2 ck} - \frac{\mathcal{G}_{1-} \mathcal{G}_{1+} k}{4\pi ck \sigma}, \quad r_1 = \frac{2\omega_T \mathcal{G}_{1-} \mathcal{G}_{1+} \alpha_+}{c^3 k} - \frac{n_-}{n_+} \frac{\mathcal{G}_{1-} \mathcal{G}_{1+} k}{4\pi\sigma}$$

$$u = \frac{4\mathcal{G}_{1-} \mathcal{G}_{1+} \alpha_+ \alpha_-}{c^2}$$

Denoting $x = \frac{\omega}{ck}$ and $x = x_0 + ix_1$, $x_1 \ll x_0$ from

(20) we get

$$\omega = \omega_0 + \omega_1, \quad \omega_0 = \frac{10}{3} \omega_T, \quad x_1 = \frac{\theta_1}{4}$$

and for instability

$$40\omega_T > 3ck\theta_1 \quad (21)$$

$$\frac{n_-}{n_+} = \frac{2\pi\omega_T \sigma \alpha_+}{c^2 k^2} \quad (22)$$

$$\alpha_T = \frac{\mu_+ H_0}{c} \ll 1$$

$$E_0 > \frac{4\omega_T}{k\mu_-} \quad (23)$$

$$E_0 > \frac{c[\Lambda' \nabla T]^{1/3}}{[2\sqrt{2}\mu_+ \mu_-^2]^{1/3}}$$

$$E_0 < E_1 \left(\Lambda' \nabla T \frac{\sigma}{ck} \right)^{1/2}$$

$$\Lambda \nabla T > \left(\frac{ck}{\sigma} \right)^6 \left[\frac{c}{E_1 (2\sqrt{2} \mu_+ \mu_-^2)^{1/3}} \right]^6$$

$$E_1 = \frac{Tk}{e}.$$

4. CONCLUSIONS

Thus, in the above impurity semiconductors of type of GeAu, at the presence of a constant temperature gradient due to hydrodynamic movements, an unstable thermomagnetic wave is excited. A thermomagnetic wave is excited if the external electric field changes within a certain interval.

-
- [1] *L.E. Gurevich, E. R. Gasanov.* "Theory of spontaneous current oscillations in gold-doped germanium-type crystals", FTP, 1969, vol. 3, №8, pp.1201-1206.
- [2] *E.R. Hasanov, A.V. Islamzade, H.Sh. Hasanov.* "Thermomagnetic waves in anisotropic conductors", International Journal on "Technical and Physical Problems of Engineering" (IJTPE), 2016, issue 26, vol.8 №1, Ankara, Turkey, pp.50-54.
- [3] *E.R. Hasanov, M.F. Novruzov, A.Z. Panahov, A.I. Demirel.* "Instability of Thermomagnetic Waves in the GeAu Semiconductors with Impurities", India, International Journal of Pure and Applied Physics, ISSN 0973-1776, 2008, vol. 4, №1, pp.23-28.
- [4] *E.R. Hasanov, M.F. Novruzov, A.Z. Danahov, A.I. Demirel.* "Energy Generation and Amplitude of Thermomagnetic Waves in the Conducting Medium", Modern Phys. B, Lett., 2008, vol. 22, №6, pp.455-457.
- [5] *A.N. Novruzov, E.R. Gasanov.* "Thermomagnetic waves in impurity semiconductors", Physics Journal, 2007, vol. XIII, №1-2, Baku, Azerbaijan, AMEA, pp.134-136.

GENERAL CONTROL CHARACTERISTICS OF ANTI-EMERGENCY SYSTEMS

K.S. EYYUBOVA

Mingachevir State University
kemale.eyyubova.77@mail.ru

It is shown that the asynchronous modes appears at improbable severe emergencies. These modes are characterized by dangerous reasons, consequences of parallel operation stability or probability of emergency sequential development. That's why the elimination of asynchronous modes becomes the important task.

Note that the control of power system in different modes is different.

Keywords: anti-emergency, vibration, slipping, automatic frequency unloading, automatic reconnection, asynchronous running.

PACS: 620.9

INTRODUCTION

The redamage of the network first circuit or the failure of the control system causes the series of emergencies. In these cases the resulting asynchronous mode can be cancelled by two methods:

1) the increase of the generation power and the opening of low-frequency power systems, resynchronization method caused by the difference of high-frequency power system;

2) the disconnection of the nonsynchronous working part of power system by the means of automatics. The restoration of synchronous and parallel operation by the way of collection of generation power reserves after the disconnection of power-deficient part by the means of frequency automatic disconnection.

In order to choose the right decisions in such cases, it is necessary to find the solution of the task:

- is the stability of this connection or the responsible and powerful power transmission in the neighborhood maintained during asynchronous operation?

- which parts of consumers are open and how long they are without energy for this or another chosen solutions?

Many air electric power transmission lines (AEPT) work with minimal stability resources. That's the probability of stability loss in neighbour lines increases in one line at synchronous operation. By these reasons it is profitable to use the separate network than the synchronized one [3] at appearance of asynchronous mode.

The emphasizing of nonsynchronous part of power system is rational one in the following cases [1]:

- in case of disposition of important reliable operators near vibration center and possibility of their breaking in asynchronous mode;

- in comparison with separation of the power systems it is easy to disconnect the loading of big power in asynchronous mode;

- when asynchronous mode causes the instability in other lines.

The discriminative automatics is applied in power system for the elimination of asynchronous

mode. The automatization of departments is based on other principles and influences on departments in first or following cycles of asynchronous carrying out. Consequently, the parallel lines should have at least two sets of splitters, by the one set in the end of each line. Besides, the automatics of asynchronous stop is applied in interconnection lines. Mainly, this takes place at appearance of incomplete phase mode in lines and as a rule, at periodic oscillations of residual currents.

EXPERIMENT TECHNIQUE

Asynchronous modes or deep synchronous vibrations lead to significant decrease of strength on consumer power rails [4,5]. As a result, the serious interferences in power supply appears and in this case the breaking of power system receiving center with the operation of the frequency automatic breaking prevents the frequency decrease. In such cases it is necessary to apply the fast non-selective automatics. In such cases the automatics should be selective one both for the synchronous vibrations and symmetric short circuits. The energy receiving system should be divided on operation of automatic opening and frequency. The power system divides on necessary parts for the selectivity increase after 2-3 cycles of asynchronous mode or waiting period. In short term asynchronous modes the divisor automatization should work only in the case if the resynchronization is impossible by any reasons. Moreover, the necessary asynchronous mode is necessary to resynchronize after 3 -5 steps but not later than 15 – 30 seconds, i.e. the division takes place with delay. The analysis of asynchronous modes at the choice of parameters of dividing automatic alignment and definition of resynchronization conditions, is carried out. The influences of different factors on resynchronization square, loading part at the opening and times of synchronous operation restoration. The theory of impulse system is applied in automatization of technological processes [2]. For this purpose, the sequence of unmodulated amplitudes $u(t')$ in the form of $s(t')$ is supplied on controlled boiler-turbine aggregates. As a rule, the control object presents itself

continuous or impulse system with non-linear characteristics. It is supposed that $u(t')$ impulse consistences are obtained from ideal impulse element and the forming impulse characteristics $s(t')$ is calculated from inner parameters of boiler-turbine and generators. Therefore, the equivalent controlling impulse exposure $u[n,0]$ becomes the discrete function. At such exposure the reaction process $z[n,0]$ takes place in object. In order to evaluate the process character, it is compared with standard process. The standard sine frequencies, strengths and currents obtained by boiler-generator set on rated power modes are accepted as standard process.

The simple reports of asynchronous modes, their duration, resynchronization possibility by principle of divided automatics and choice of alignment parameters are carried out with following approximations:

- E' is stability of power line (PL) switcher, $x'd$ is reactive reactance of generators;
- generator rotors have electric and magnetic symmetries;
- taking under consideration the loads with constants resistances.

The equation of rotor motion is written by following way:

$$T_q \frac{ds}{dt} + P_{as}(s) + P_{11} + P_{12} \cdot \sin(\delta_{12} - \alpha_{12}) = P_r(s) \quad (1)$$

if the installation works to powerful receiving power system in asynchronous mode for schemes of electric power plants consisting in equivalent generators.

As the mutual strength in asynchronous mode practically doesn't influence on average slipping, we can write the following expression:

$$\int_0^{2\pi} P_{12} \cdot \sin(\delta_{12} - \alpha_{12}) d\delta = 0 \quad (2)$$

That's why the equation of average value change as a result of the analysis has the following form:

$$T_q \frac{ds}{dt} + P_{as}(s) + P_{11} = P_r(s) \quad (3)$$

At $ds/dt = 0$ the average displacement $s_{or} q_{\delta r}$ in stationary mode is obtained by the way of solving of equation (3). Usually the power system has

$s_{or} q_{\delta r} < 0$ at power exceed and $s_{or} q_{\delta r} < 0$ at power shortage [2].

If in transient process the average shift curve s_{or} monotonously approximates to solution value not crossing the abscissa axis, so the resynchronization takes place only because influence of mutual strength and inclination of instantaneous value of average shift. In this case the resynchronization criterion is defined from the integral of the equation (2) in asynchronous chain:

$$T_q \frac{ds}{dt} = -P_{12} \cdot \sin(\delta_{12} - \alpha_{12}) \quad (4)$$

The equation (4) expresses the rotor vibrational motion in asynchronous mode under influence of mutual strengths. For the determination of minimal value of the average shift causing the asynchronous mode, let's consider the solution of (4) equation with coordinates on phase plane $\delta = \delta_{12} - \alpha_{12}$:

$$\frac{ds}{dt} = \frac{ds}{d\delta} \cdot \frac{d\delta}{dt} = S \frac{ds}{d\delta} \quad \text{or} \quad S \frac{ds}{d\delta} = -P_{12} \cdot \sin \delta / T_j \quad (5)$$

Integrating the equation (5) from initial values δ_0 and S_0 up to current values of alternatives δ and S we obtain the following equation:

$$S = \pm \sqrt{\frac{2 \cdot P_{12}}{T_j} (\cos \delta - \cos \delta_0) + s_0^2} \quad (6)$$

The equation (6) corresponds to trajectory family shown in phase plane. As it is shown the separatrices divide the plane in two parts:

- resynchronization region (closed mechanical trajectory) and region of asynchronous motion (open mechanical trajectory). The maximal shifts are obtained at S_{max} , $\delta = 0$ and the minimal ones are obtained at $\delta = \pm\pi$. When $s_{or} = (s_{max} + s_{min})/2$,

$s_{min} = 0$ is accepted for the separation and emitted average slipping becomes $s_{or \text{ bur}} = s_{max \text{ bur}} / 2$.

The inclination of any of these values in output of pulse block circuit becomes the mistake or mistake signal:

$$e[n,0] = z_0[n,0] - z[n,0] \quad (7)$$

The mistake $e[n,0]$ correspondingly depends on impulses of $u[n,0]$ control signal impulses. The necessary character can be made to $e[n,0]$ process, changing it. These changes are the qualitative index J and its value shows on the fact how successful the control exposure is chosen. In our case this is the

control optimal method by the important system lines of anti-emergency automatics.

The criteria of optimal control are expressed in following modes [2]:

- normal optimal mode; at this all mode parameters (strength, fluxes of current and power, frequency) are in norm limits during long time; the conditions of quality and reliability are carried out; the distribution and loading levels become the economically profitable ones;

- normal nonoptimal one; in this case the normal mode takes place, but the distribution of loading differs from optimal one and strength level is economically unprofitable one;

- hard mode (degradation); at this the values of separate parameters differ from the long-time permissible limits and are saved during several minutes up to appearance of normal value because of the circuit difference on normal state decreases its reliability;

- emergency mode; in this mode several parameters (current, strength, frequency and etc) are exceed the bounds in very short time periods, causing the stability and breaking the equipment. The short circuits, asynchronous operation and occasional decreases of strength and frequency are related to emergency modes;

- mode after defects; it is caused by the parameter values which are diferent from the parameter values of emergency mode as a result of sudden breaking of scheme or network mode;

- mode after emergency; parameter values are close to ones caused in emergency.

The postemergency mode can be as normal or assisted one, supplying the quality, economic efficiency and reliability.

The control of power system is diferent one in diferent modes.

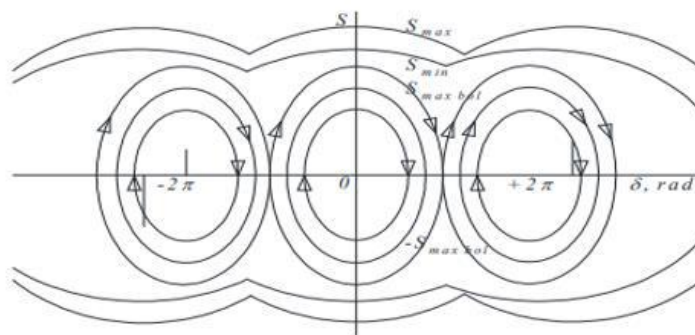


Fig.1. Reserve norm of stability trajectory family.

CONCLUSION

1. The right establishment of the defences in emergency modes in industrial technological equipment and networks has the primary importance.

2. The mutual power and average slipping in asynchronous mode is paid the essential attention.

3. The resynchronization at approximation of transient process to decisive importance takes place

only because of influence of mutual strength and inclination of immediative value of average shift.

4. The optimal method of control by important line system of anti-emergency automatics is also considered in the article.

5. It is important to avoid transition on hard modes leading to such situations as the power flux, voltage jumps and etc.

[1] V.A. Venikov. Transient electromechanical processes in electrical systems. M.; High School, 1979.
 [2] Ya.Z. Tsypkin. "Theory of pulse systems" Mos. Energoatomizdat 1976.
 [3] G.A. Hasanov. "High Voltages and Electrical Insulation Techniques". Textbook, Baku. 2009.

[4] <http://simenergy.ru/energy-system/basic-data/asynchronous-regime>, Asynchronous mode in the power system. Ways to detect asynchronous mode. November 26, 2022.
 [5] <http://www.cpk-energo.ru/metod/u1/mm9.pdf>, Meleshkin G.A., Merkuriev. Asynchronous mode in the power system. Sustainability of the energy system. Book 1. 2022. p. 269-273.

STUDY OF AGAROSE GEL STRUCTURE BY DYNAMIC LIGHT SCATTERING METHOD

A.R. IMAMALIYEV, A.H. ASADOVA, R.Sh. RAHIMOV

Baku State University, Azerbaijan

Email: aynurasadova19@gmail.com

The microstructure (particles size distribution of) of the agarose gel was investigated by the dynamic light scattering method. The results of measurements showed that there are two types of particles in the gel structure: large particles, the sizes of which depend on the agarose concentration, temperature and retention time of holding at a given temperature; small particles, the sizes of which do not depend on the above-mentioned factors. Analysis shows that small particles are individual bispirals, while large particles are associations consisting of a large number of bispirals.

Keywords: polymer gel, agarose, double spiral, suprafiber, dynamic light scattering

PACS: 77.22.Ej, 64.75 Bc, 31.70. Dk, 61.70 Og

INTRODUCTION

Some polymer solutions and colloids transit into a gel state below some critical temperature and at a certain concentration interval of polymer (or colloidal particles). The main feature of gels is that they retain their shape (or lose their fluidity) under small mechanical stresses. Gels, as a special state of matter, attract great scientific interest. This is confirmed by modern monographs devoted to this subject [1-4]. Due to their unique mechanical properties, gels are widely used in materials science, food technology, biotechnology, cosmetology, etc. These include ceramic technology (manufacturing of thin parts using a 3D printer), pharmacology (storage, prolongation of action and targeted transport of drugs), organ engineering (replacement of some organs such as bones, teeth, cartilage and soft tissue with appropriate biocompatible artificial organs) etc. [5,6].

Many famous scientific centers and research groups in the world are conducting important research on the properties and practical applications of biopolymer gels because of their biocompatibility with the human body. These works can be divided into two groups.

Works of purely research nature. For example, works [7-9] investigate the influence of associates of different levels on the dynamic rheological properties of an agar gel. The works [10, 11] experimentally investigated the dependences of storage and loss moduli of such polysaccharide gels as rhaman, wellan gum on temperature and concentration of the polymer. A group of researchers from Yale University studied the effect of inorganic salts on the viscoelastic properties of an alginate gel [12]. In [13] the effect of concentration and size of air bubbles on the rheological properties of an agar gel was investigated. In [14], the kinetics of the gel formation process was studied using the methods of dynamic light scattering and shear oscillation rheology. In the work of Richter et al [15], by using original rheomechanical and rheoptical methods, it was possible to measure the rheological properties and acquire valuable information about the

microstructure of polysaccharide gels. Another group [16] investigated the dependence of the rheological properties of agar gel on the origin, molecular weight, and concentration of the agar.

The following works can be noted as bright examples of purely applied research. A biomaterial made on the basis of alginate hydrogel makes it possible to successfully replace the damaged part of the heart in case of a massive infarction [17]. In recent years, "smart hydrogels" based on polyelectrolytes can claim to be in the list of promising materials in terms of developing artificial muscles [18].

This list could go on and on. When solving a specific problem associated with the application of the gel, the latter must have relevant thermal and rheological properties: the temperature interval of existence, heat capacity, thermal conductivity, yield stress, elastic moduli, viscosity, etc.

Therefore, the management of these properties is very important in terms of practical application and one of the options for solving this problem is the introduction of substances of different nature into the gel. The effect of these additives on gel properties is associated with changes in the gel microstructure. In this sense, determining the microstructure of the gel is important for predicting the basic properties of the gel.

In this work, dynamic light scattering was used to study the microstructure of the agarose gel, or rather the size distribution of particles (associates of different levels) in the agarose gel structure.

EXPERIMENT

High-purity powdered agarose used in the experiment was purchased from the firm HISPANAGAR and acquires. Agarose has a high gel-forming ability in aqueous medium. According to our estimates, the critical concentration of agarose gel formation is 0.14 %.

The main structural unit of agarose is the agarobiose disaccharide, the chemical structure of which is shown in Figure 1.

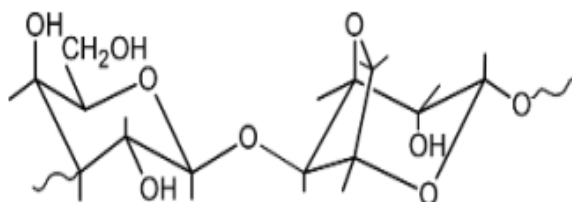


Fig. 1.

The agarose gels were prepared according to the following scheme. Agarose powder was weighed in ADAM PW 124 scales (0.1 mg accuracy), added to bidistilled water, and kept for 24 h to swell the agarose. The mixture is then heated to 95 °C and the resulting homogeneous solution is cooled to room temperature. Transition to the gel state is accompanied by a loss of fluidity and turbidity of the solution.

The reason for the turbidity of gels is the scattering of light by the particles (associates) contained in the gel. By analyzing this scattering, it is possible to determine the size and number of these particles, which is the basis of the method of dynamic light scattering (DLS) [19].

DLS-measurements were performed in Horiba

Nano Partica SZ-100 device in heating mode.

In this work, agarose gel was considered in three weight concentrations: 0.2 % - case of weak gelation; 0.5 % - case of medium gelation; 1 % - case of strong gelation.

RESULTS AND DISCUSSIONS

The measurement results are shown in Figures 2-5. Figures 1, 2, and 3 show the particle size distributions in the gel for agarose concentrations of 0.2%, 0.5%, and 1%, respectively. These measurements were performed at 25 °C after obtaining the gels by cooling the solution from the sol-phase and holding for 0.5 hour.

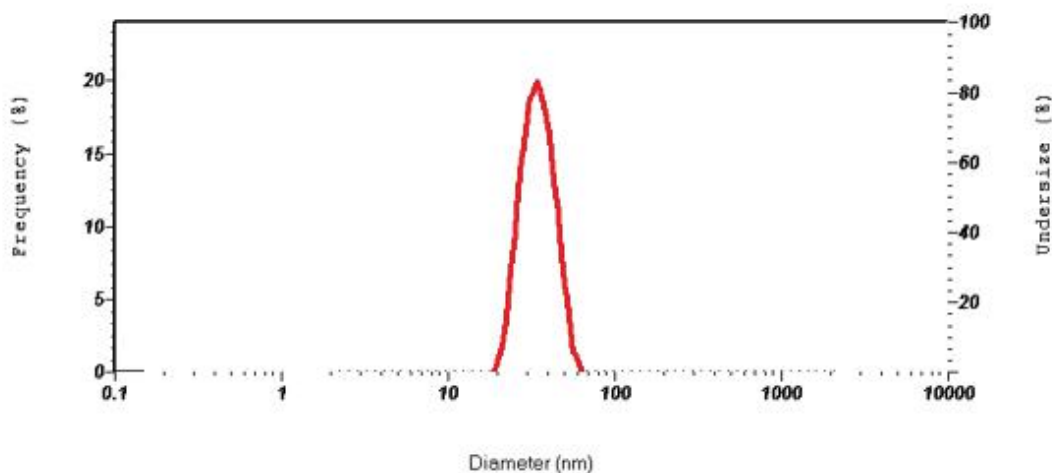


Fig.2. Particle size distributions in the gel for agarose concentrations of 0.2%

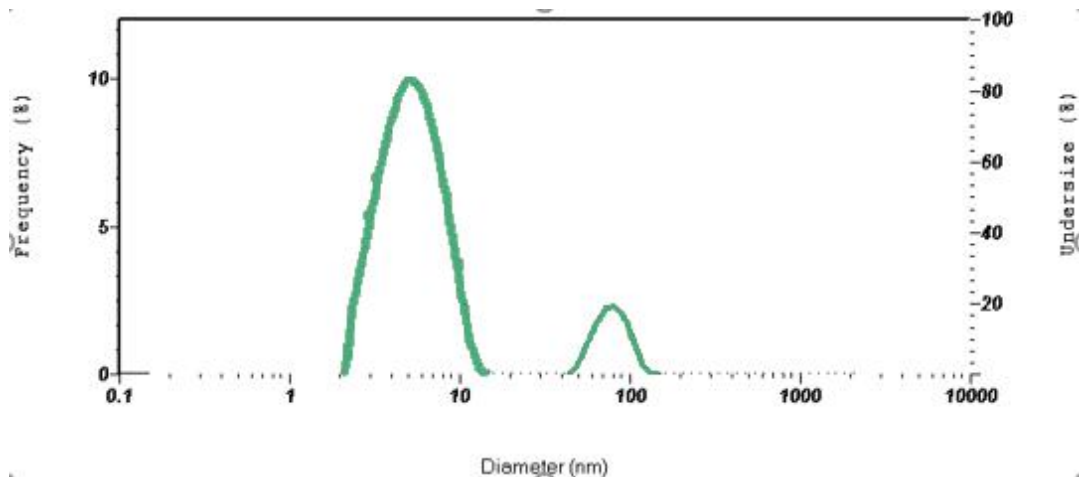


Fig.3. Particle size distributions in the gel for agarose concentrations of 0.5%

STUDY OF AGAROSE GEL STRUCTURE BY DYNAMIC LIGHT SCATTERING METHOD

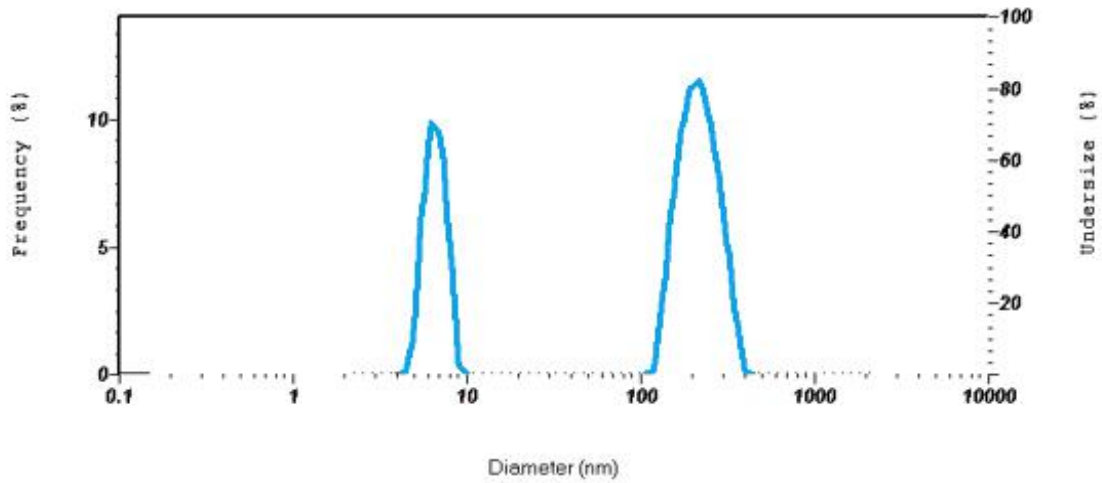


Fig.4. Particle size distributions in the gel for agarose concentrations of 1%,

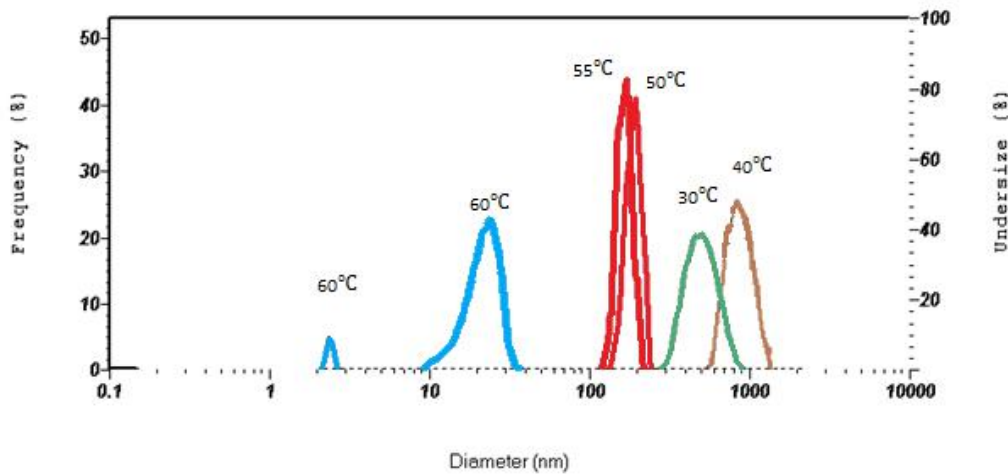


Fig.5. Particle size distribution in a 1% agarose gel at different temperatures in the heating mode after the gel was held for 24 h at 30 °C.

A summary of the most interesting data extracted from these plots is presented in Tables 1 and 2. As can be seen from Table 1 for 0.2% agarose gel (the case of weak gel) there are only large associates with sizes from 20 nm to 50 nm, and the maximum of distribution is equal to 33 nm, i.e., in the gel structure most of all there are particles with approximately this size.

At other concentrations (0.5% and 1%), in addition to such associates (large particles) in the gel structure there are also small particles with a size of about 5 – 6 nm. As the concentration increases, the size of these associates increases (become 75 nm and 210 nm, respectively), while the size of the small ones does not change.

The last column shows the values of the diffusion coefficient at 25 °C. As can be seen, with increasing agarose concentration, the diffusion coefficient decreases, i.e., the movement of particles in the gels becomes more difficult.

Similar data are shown in Table 2 for 1% agarose gel at different temperatures in the heating mode starting from 30 °C. As expected, the size of the associates decreases with increasing temperature. This suggests that the structural elements that gives the gel hardness, i.e., the large associates break up into relatively small ones, when heated. Beginning from 60 °C, along with large particles, small 5 nm particles also appear in the gel structure.

Table 1

Agarose concentration, (c), %wt	Minimal size d_{min} , nm	Maximal size d_{max} , nm	Most common size d_c , nm	Percentage fraction, %	Diffusion coefficient, $10^{-12} \text{ m}^2/\text{s}$
0.2	19	48	33	100	14.8
0.5	2	10.5	5.2	89	10.4
1	3.5	9.5	6.3	32	2.4
	120	300	210	68	

Table 2

Temperature, °C	Minimal size d_{\min} , nm	Maximal size d_{\max} , nm	Most probable size, d_c , nm	Percentage fraction, %
30	500	1400	850	100
40	200	900	400	100
50	120	220	150	100
55	110	200	130	100
60	9 2	35 10	20 5	92 8

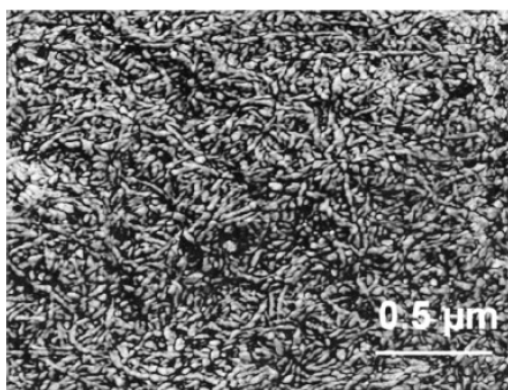


Fig. 6. View of a 2% agar gel under an atomic force microscope.

All observed patterns can be explained on the basis of existing agarose gel model. As in the case of many biopolymers, the presence of some functional hydrophilic and hydrophobic groups in agarobiose, leads to the random coil - bispiral conformational transition above the sol-gel transition. The bispiral (or double helix) pitch is 1.9 nm and consists of two helices shifted by 0.95 nm relative to each other [7, 8]. The small particles observed in the experiment are most likely these separate bispirals.

In agarobiose, three of the four carboxyl groups point outward and interact with the water molecules in the volume via hydrogen bonding. With these hydrogen bonds, the bispirals bond together to form supramolecular associations, sometimes referred to as suprafibers. A photo taken with an atomic force microscope (Fig.6) shows that these particles are on the order of 0.1 μm in size [20].

CONCLUSION

Comparing the described model with the obtained experimental data, it is easy to understand that the large particles are suprafibers and the small particles are bispirals. Therefore, the size of small particles (bispirals) almost does not change with changing of agarose concentration and temperature. On the contrary, the size of associates (suprafibers) changes greatly with changes in agarose concentration, temperature, and the time the gel is held at a given temperature. All of this is confirmed by the data given in Tables 1 and 2.

As the agarose concentration increases, the size of the associates increases and the size of the cells in the gel network decreases. This leads to difficulty for penetration of particles and from one area to another, i.e., a decrease in the diffusion coefficient.

- [1] *Gels Handbook*, ed. by Y. Osada and K. Kajiwara. 3 volume set, 2001, 1478p.
- [2] *Polymer Gels: Perspectives and Applications* ed. by V. K. Thakur, M. K. Thakur, S. I. Voicu. Springer, 2018, 419p.
- [3] M. Djabourov, K. Nishinari, S.B. Ross-Murphy. *Physical Gels from Biological and Synthetic Polymers*, Cambridge University Press, 2018, 368 p.
- [4] *Physics of Polymer Gels*, ed. by T. Sakai, Wiley-VCH, 2020, 287p.
- [5] Y. Osada, J. P. Gong, Y. Tanaka. *Polymer Gels*, *Journal of Macromolecular Science*, Part C - Polymer Reviews, Vol. C44, № 1, pp. 87–112, 2004.
- [6] R.M. Ottenbrite, K. Park, T. Okano. *Biomedical Applications of Hydrogels Handbook*, Springer, 2010, 453p.
- [7] K.C. Labropoulos, S. Rangarajan, D. E. Niesz, S. C. Danforth. *Dynamic Rheology of Agar Gel Based Aqueous Binder*, *Journal of American Ceramic Society*, 2001, 84, 6, 1217.
- [8] K.C. Labropoulos, D.E. Niesz, S.C. Danforth, P.G. Kevrekidis. *Dynamic rheology of agar gels: theory and experiments. Part I. Development of a rheological model*, *Carbohydrate Polymers*, 2002, 50, p.393-406.
- [9] K.C. Labropoulos, D.E. Niesz, S.C. Danforth, P.G.

STUDY OF AGAROSE GEL STRUCTURE BY DYNAMIC LIGHT SCATTERING METHOD

- Kerrehidis. Dynamic rheology of agar gels: theory and experiments. Part II: gelation behavior of agar sols and fitting of a theoretical rheological model* Carbohydrate Polymers, 2002, 50, p.407-415.
- [10] *E.A. Foegeding, C. Gonzales, D.D. Hamann, S. Case.* Polyacrylamide gels as elastic models for food gels, *Hydrocolloids*, 1994, 8(2), p. 125-134.
- [11] *U. Florjancic, M. Zumer.* Influence of Temperature and Polymer Concentration on Rheological properties of RHAMSAN, *Acta. Chem. Slov*, 1998, 45 (4), p. 407.
- [12] *U. Florjancic, M. Zumer.* Influence of Temperature and Polymer Concentration on Rheological properties of RHAMSAN, *Acta. Chem. Slov*, 1998, 45 (4), p. 419.
- [13] *A.J. de Kerchove, M.Elimelech.* Macromolecules, Structural growth and viscoelastic properties of adsorbed alginate layers in monovalent and divalent salts, 2006, 39, p. 6558-6577.
- [14] *K.A. Ross, L.J. Pyrak-Nolte, O.H. Campanella.* The effect of mixing conditions on the material properties of an agar gel - microstructural and macrostructural considerations, *Hydrocolloids*, 2006, 20, p.79-87.
- [15] *W. Richtering, K.D. Gagnon, R.W. Lenz, R.C. Fuller, H.H. Winter.* Physical gelation of a bacterial thermoplastic elastomer, *Macromolecules*, 1992, 25, p. 2429-2933.
- [16] *W.M. Kulicke, O. Arendt.* Rheological characterization of the dilatant flow behavior of highly substituted hydroxypropylmethylcellulose solutions in the presence of sodium lauryl sulfate, *Makrom.Chemie*, 1998, 26, p. 53-62.
- [17] *Kh. Lahrech, A. Safonane, J. Peyerellase.* Sol State Formation and Melting of Agar Gels Rheological Study, *Physica A*, 2005, 358, p.205.
- [18] *J. Leor, S. Cohen.* Miocardial Tissue Engineering: Creation of Muscle Patch for a Wounded Heart, *Annals of New York Academy of Sciences*, 2004, 1015, p. 312.
- [19] *W. Burchard.* 1992. Static and dynamic light scattering approaches to structure determination of biopolymers. In: Harding SE, Settele DB, Bloomfield VA (eds) *Laser light scattering in biochemistry*. Royal Society of Chemistry, Cambridge, pp 3–22.
- [20] *J.M. Guenet.* Polymer Solvent Molecular Compounds, 2008, 319 p.

**MAGNETOELECTRIC PROPERTIES OF ANISOTROPIC
THERMOELECTRICS BASED ON EXTRUDED SAMPLES OF SOLID SOLUTION
Bi_{0.85}Sb_{0.15} DOPED WITH TELLURIUM**

**M.M. TAGIYEV^{1,2}, G.D. ABDINOVA², I.A. ABDULLAYEVA², T.I. PIRIYEVA²,
Kh.F. ALIYEVA², S.G. DZHAFAROVA³, E.K. QASIMOVA⁴**

¹*Azerbaijan State University of Economics (UNEC), AZ-1001, Istiqlaliyat str. 6.
Baku, Azerbaijan*

²*Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Azerbaijan named after
Academician H.M. Abdullayev, AZ-1143, H. Javid ave., 131, Baku, Azerbaijan.*

³*Ganja State University, Ganja, D. Rafibayli Ave., 57.*

⁴*Azerbaijan Technical University, Baku, G. Javid Ave., 25.*

e-mail: mail_tagiyev@mail.ru,

The influence of tellurium impurities and heat treatment on the anisotropy of the magnetoelectric properties of extruded samples of the Bi_{0.85}Sb_{0.15} solid solution in the range of ~77–300K and magnetic field strengths up to ~74x10⁴ A/m was studied. It was found that in annealed samples of Bi_{0.85}Sb_{0.15} with 0.001 at.% tellurium, the absolute values of α in the direction perpendicular to the extrusion axis are more sensitive to the magnetic field than in the parallel direction and the anisotropy of the thermopower ($\Delta\alpha$) at a magnetic field strength $H = 42 \times 10^4$ A/m reaches the value $\Delta\alpha = 80 \mu\text{V/K}$ at ~77K.

Key words: extrusion, anisotropy, annealing, impurity, electrical conductivity.

PACS: 72.15.Gd

INTRODUCTION

Recently, interest in anisotropic thermoelements have increased significantly, due to the maximum values of thermoelectric efficiency (Z) possessed in anisotropic substances. Extruded samples of solid solutions of Bi-Sb systems are the most effective material for creating various thermo- and magnetothermoelectric energy converters [1-3]. In connection with the anisotropy of the electrical and thermal properties of solid solutions of Bi-Sb systems, it is of interest to identify interplanar spaces (layers) with maximum and minimum values of electrical conductivity σ thermopower coefficients α and thermal conductivity χ , which allows these parameters to vary depending on temperature and magnetic field intensity (H).

Doping with different types of solid solution impurities of Bi-Sb systems can optimize the concentrations of charge carriers, which are the main charge carriers in this material. Bismuth and bismuth-antimony alloys have a layered structure, so charge carriers are scattered differently in different directions, which leads to anisotropy of electrical and thermal parameters. Therefore, the study of the anisotropy of the electrical properties of solid solutions of Bi-Sb systems depending on the nature and concentration of magnetic field impurities, heat treatment in a wide temperature range to create more efficient anisotropic thermoelements, which lead to widespread practical applications of these materials and devices based on them, is relevant. The effect on the anisotropy of the electrical and thermal properties of extruded samples of the Bi_{0.85}Sb_{0.15} solid solution of acceptor-type impurities in various concentrations of lead and donor-type tellurium in concentrations of 0.0005 at% was

studied in [4]. The effect of tellurium impurities in various concentrations on the anisotropy of the magnetoelectric properties of extruded samples of Bi_{0.85}Sb_{0.15} solid solutions has not been studied.

Taking into account the above, in this work, in order to clarify the influence of tellurium impurities in various concentrations, heat treatment and magnetic field on the anisotropy of the electrical properties of extruded samples of the Bi_{0.85}Sb_{0.15} <Te_x> solid solution, its extruded samples were obtained and their electrical conductivity (σ), coefficients thermopower (α) and Hall power (R_H) in the range of ~77–300K and magnetic field strength up to ~74x10⁴ A/m in parallel and perpendicular directions to the extrusion axis.

EXPERIMENTAL PART

The technology sequence for obtaining extruded samples of Bi_{0.85}Sb_{0.15}<Te_x> ((0,0001<x<0,1) at.%) solid solutions is shown in [3].

Electrical parameters were measured along and perpendicular to the direction of the extrusion axis.

We studied samples that had not undergone heat treatment after extrusion and the same samples that had undergone annealing. The results obtained are presented in the table. The table shows the absolute values of the thermopower (α) and Hall coefficients (R_H).

RESULTS AND DISCUSSIONS

With increasing tellurium concentration, the electrical conductivity of all samples increases, relative to the undoped Bi_{0.85}Sb_{0.15} sample, in both directions of the extrusion axis. A particularly strong change occurs at low temperatures, where impurity conductivity

prevails. A similar influence of tellurium is observed on the coefficients α and R_H . In samples with low tellurium concentrations and those that have undergone annealing, the electrical parameters are more sensitive to tellurium concentrations than samples that have not been annealed in parallel and perpendicular directions to the extrusion axis. As the tellurium concentration increases, the effects of annealing and magnetic field on the electrical properties are weakened. In samples with tellurium concentrations of 0.05 at.% Te and more, untreated and subjected to heat treatment, the influence of the magnetic field on the electrical properties is almost absent.

It can be seen that during heat treatment in $\text{Bi}_{0.85}\text{Sb}_{0.15}<0.001\text{Te}>$ samples there is a significant change in the absolute values of thermopower, with a simultaneous slight increase in electrical conductivity and Hall coefficient in parallel and perpendicular directions to the extrusion axis.

In samples with 0.1 at.% tellurium, the effect of heat treatment on the electrical properties is greatly weakened.

Heat treatment leads to a decrease in the concentration of structural defects in the studied samples that arise during previous technological operations (during plastic deformation), to an increase in mobility μ and an increase in the prevalence of current carrier scattering.

In extruded samples, there are defects that are difficult to anneal, causing changes in the concentration of current carriers and their mobility μ . Such defects can be twin boundaries or stacking faults that arise during plastic deformation. When obtaining $\text{Bi}_{0.85}\text{Sb}_{0.15}$ samples, an axial texture is formed due to plastic deformation, i.e. the trigonal axis of part of the polycrystalline grains is oriented in a parallel direction to the extrusion axis.

With optimal heat treatment of the studied samples, the concentration of structural defects decreases, which leads to an increase in the mobility of current carriers, which is reflected in changes in the values of the coefficients σ , α and R_H .

In samples of the $\text{Bi}_{0.85}\text{Sb}_{0.15}$ solid solution doped with tellurium in a small amount (up to ~0.0005 at.% Te) with increasing magnetic field, the magnetoresistance increases and the value $\sigma_{||}>\sigma_{\perp}$. In all cases, in a magnetic field $\sigma_{||}>\sigma_{\perp}$. At high tellurium concentrations, the anisotropy σ and its dependence on the magnetic field are further weakened.

When doping extruded $\text{Bi}_{0.85}\text{Sb}_{0.15}$ samples with up to 0.1 at.% tellurium that have not undergone heat treatment, in the samples in the absence of a magnetic field over the entire temperature range, the conductivity in the perpendicular direction of extrusion σ_{\perp} is higher than in the parallel direction of the extrusion axis $\sigma_{||}$. After annealing, this ratio changes to the opposite, i.e. the anisotropy of electrical conductivity in undoped samples and samples with low tellurium concentrations changes its sign.

The coefficients α and R_H of samples doped with tellurium also exhibit anisotropy. At ~77K in undoped samples and samples doped with 0.001 at.% tellurium

and subjected to heat treatment, the anisotropy of α and R_H increases with increasing magnetic field strength. The experimental data obtained in samples doped with tellurium are satisfactorily explained by a change in the crystal structure of $\text{Bi}_{0.85}\text{Sb}_{0.15}$.

During heat treatment, deformation defects formed during plastic deformation, which are centers for electrons, are "healed" [5]. As a result, σ of undoped $\text{Bi}_{0.85}\text{Sb}_{0.15}$ samples and samples doped with tellurium at ~77K increases strongly in the direction of the extrusion axis, and anisotropy σ changes its sign.

The magnetic field increases the resistivity of doped and undoped solid solution samples of $\text{Bi}_{0.85}\text{Sb}_{0.15}$ samples. It affects samples unalloyed and doped with 0.0005 at.% Te more strongly, and to a lesser extent at higher tellurium concentrations 0.1 at.% Te. The absolute values of magnetic resistivities decrease with increasing temperature, due to increased scattering of charge carriers. The influence of the magnetic field on σ of samples doped with 0.0005 at.% Te and undergone heat treatment is greater than in samples that have not undergone heat treatment. At tellurium concentrations of 0.1 at.%, the effect of heat treatment and magnetic field on σ is almost absent (insignificant).

At high temperatures (~300K), samples of the $\text{Bi}_{0.85}\text{Sb}_{0.15}$ solid solution are an intrinsic semiconductor; electrons are mainly scattered by acoustic vibrations of the lattice. Therefore, at high temperatures, the effects of heat treatment, tellurium impurities and magnetic field do not have a noticeable effect on ρ of the samples. The change in ρ at high temperatures, at high tellurium concentrations (up to ~0.1 at.% Te) is probably due to a change in the band gap in the studied samples. However, the anisotropy of electrical properties relative to the extrusion axis remains at ~300K. Tellurium in an amount of 0.0001 at.% practically does not change the value of α . A further increase in its concentration leads to a decrease in the absolute value of α , especially at low temperatures. In $\text{Bi}_{0.85}\text{Sb}_{0.15}<\text{Te}>$ alloys heavily alloyed with tellurium, the thermopower becomes anisotropic.

Anisotropy α can be associated with the presence of several nonequivalent extrema in the conduction band or several scattering mechanisms with different anisotropy of the relaxation time.

Small absolute value of α with strong degeneracy, i.e. at high tellurium concentrations, it provides only a non-parabolic zone if scattering occurs on acoustic phonons.

In samples containing up to 0.0005 at.% Te, heat treatment has little effect on the absolute value of α in the absence of H. In unannealed and annealed samples unalloyed and doped with tellurium up to 0.005 at.%, a significant change in α under the influence of a magnetic field is observed at low temperatures. In $\text{Bi}_{0.85}\text{Sb}_{0.15}$ samples with a tellurium concentration of 0.001 at.% that underwent heat treatment, the absolute value of α in the perpendicular direction is more sensitive to the magnetic field than in the parallel direction to the extrusion axis. In the same samples, the thermopower anisotropy value ($\Delta\alpha$) at magnetic field strength $H = 42 \times 10^4$ A/m is $\Delta\alpha = 77 \mu\text{V/K}$

Table 1.

Electrical parameters of extruded samples of $\text{Bi}_{0,85}\text{Sb}_{0,15}\langle\text{Te}\rangle$ solid solution in parallel and perpendicular directions relative to the extrusion axis

Sample		77K															
		H=0								H=42×10 ⁴ A/m				H=74×10 ⁴ A/m			
		before heat treatment				after heat treatment				before heat treatment		after heat treatment		before heat treatment		after heat treatment	
		σ Ω ⁻¹ /cm ⁻¹	α μV/K	$R_H \times 10^{-8}$ cm ³ /C	μ_{cm}^2 (V s)	σ Ω ⁻¹ /cm ⁻¹	α μV/K	$R_H \times 10^{-8}$ cm ³ /C	μ_{cm}^2 (V s)	σ Ω ⁻¹ /cm ⁻¹	α μV/K	σ Ω ⁻¹ /cm ⁻¹	α μV/K	σ Ω ⁻¹ /cm ⁻¹	α μV/K	σ Ω ⁻¹ /cm ⁻¹	α μV/K
Parallel to the direction	$\text{Bi}_{0,85}\text{Sb}_{0,15}$	2414	172	14.32	34569	5230	181	26.5	88595	1493	219	2521	212	932	240	1856	273
	$\text{Bi}_{0,85}\text{Sb}_{0,15}+0,0001\text{at.\%Te}$	3025	177	13,59	41109	7574	151	23,65	79125	1470	185	4000	207	1215	191	2342	244
	$\text{Bi}_{0,85}\text{Sb}_{0,15}+0,0005\text{at.\%Te}$	5910	161	11,4	67374	7695	161	23,97	84449	2634	198	3875	238	1930	248	1799	264
	$\text{Bi}_{0,85}\text{Sb}_{0,15}+0,001\text{at.\%Te}$	7354	109	4,67	34343	6360	118	9,71	61756	4831	114	5972	121	4520	116	5391	133
	$\text{Bi}_{0,85}\text{Sb}_{0,15}+0,005\text{at.\%Te}$	8210	103	8,93	73315	9861	113	5,1	50291	8971	105	9121	116	8782	106	8791	124
	$\text{Bi}_{0,85}\text{Sb}_{0,15}+0,1\text{at.\%Te}$	19585	11	0,15	2937	20071	9	0,14	2810	17953	11	186	12	7234	12	2077	13
In the perpendicular direction	$\text{Bi}_{0,85}\text{Sb}_{0,15}$	2735	177	11,78	32218	4308	169	21,72	93570	1581	221	2114	222	1051	235	1134	271
	$\text{Bi}_{0,85}\text{Sb}_{0,15}+0,0001\text{at.\%Te}$	4231	174	14,2	60080	7121	149	19,8	140996	1735	178	3472	214	1412	189	1986	240
	$\text{Bi}_{0,85}\text{Sb}_{0,15}+0,0005\text{at.\%Te}$	8921	160	4,67	41661	6785	160	20,89	41739	2931	191	5131	231	2113	240	1432	261
	$\text{Bi}_{0,85}\text{Sb}_{0,15}+0,001\text{at.\%Te}$	7421	102	4,25	31539	5158	87	7,8	40232	5022	112	5232	201	4875	112	4621	210
	$\text{Bi}_{0,85}\text{Sb}_{0,15}+0,005\text{at.\%Te}$	9471	73	4,25	13165	9475	111	4,7	44533	9021	70	8824	113	8921	103	7210	119
	$\text{Bi}_{0,85}\text{Sb}_{0,15}+0,1\text{at.\%Te}$	22057	12	0,25	5514	18519	7	0,03	556	21930	12	978	12	21790	13	19689	13

At high tellurium concentrations, R_H of the samples is almost independent of temperature. This behavior of R_H confirms the presence of a large electronic contribution to the transfer phenomenon in $\text{Bi}_{0,85}\text{Sb}_{0,15}\langle\text{Te}\rangle$ samples.

Bismuth-antimony alloys have a layered structure, so charge carriers are scattered differently in different directions. Due to the fact that charge carriers are scattered more strongly along cleavage planes, the anisotropy ρ changes with temperature. With increasing temperature, the carrier relaxation time decreases faster in the direction of the trigonal axis. With increasing temperature, the mean free path of charges decreases, and the influence of the anisotropy of Fermi surfaces on the anisotropy ρ of bismuth and Bi-Sb alloys at high temperatures is weakened.

Thus, the anisotropy of the electrical properties of extruded $\text{Bi}_{0,85}\text{Sb}_{0,15}$ samples is caused by texture formation along the extrusion axis during plastic deformation. In this case, the anisotropy coefficient depends on the tellurium concentration and heat treatment, which is mainly due to the change in the contribution to the conductivity of various charge carriers from the corresponding Fermi extrema.

CONCLUSION

It was found that unannealed samples of the $\text{Bi}_{0,85}\text{Sb}_{0,15}$ solid solution are more sensitive to Te impurities at low concentrations than samples that have

undergone heat treatment. As the tellurium concentration increases, the influence of tellurium impurities and the magnetic field on the resistivity of samples that have undergone and have not undergone heat treatment is weakened. Due to the fact that bismuth-antimony crystals have a layered structure, the defects formed in them during plastic deformation are concentrated predominantly between the (111) planes. As a result, in extruded samples doped with tellurium and subjected to heat treatment, electrons are scattered more in the perpendicular direction of the extrusion than in the direction of the extrusion axis. The increase in mobility and electrical conductivity in the direction parallel to the extrusion axis as a result of heat treatment is greater than in the direction perpendicular to the extrusion axis. In this regard, in samples that have undergone annealing, the anisotropy σ at ~77 K is opposite to that of samples that have not undergone annealing.

In extruded samples of $\text{Bi}_{0,85}\text{Sb}_{0,15}$ with 0.001 at.% Te that underwent heat treatment, the absolute values of α in the direction perpendicular to the extrusion axis are more sensitive to the magnetic field than in the parallel direction. In these samples, the thermopower anisotropy value ($\Delta\alpha$) at a magnetic field strength $H = 42 \times 10^4$ A/m reaches the value $\Delta\alpha = 80$ μV/K. High mechanical strength properties and values of $\Delta\alpha = 80$ μV/K allow us to recommend this material for the creation of highly efficient anisotropic thermoelements.

[1] M.M. Tagiyev, Z.F. Agayev, D.Sh. Abidinov. Thermoelectric properties of extruded $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$ samples. Inorganic materials. 1994. 30. 3. pp.375-378.

[2] N.A. Sidorenko, Z.M. Dashevsky. Efficient Bi-Sb crystals for thermoelectric cooling at temperatures $T \leq 180$ K. FTP. 2019. 53. 5. pp. 693-697.

[3] M.M. Tagiyev. The influence of grain sizes and lead impurities on the thermoelectric properties of

- extruded samples of the $\text{Bi}_{0.85}\text{Sb}_{0.15}$ solid solution. Inorganic materials. 2021. 57. 2. pp. 119-124.
- [4] *M.M. Tagiyev, F.S. Samedov, D.Sh. Abdinov* Anisotropy of electrical properties of extruded $\text{Bi}_{0.85}\text{Sb}_{0.15}$ samples doped with lead and tellurium. Inorganic materials. 1999. 35. 9. pp. 296-299.
- [5] *F.S. Samedov, M.M. Tagiyev, D.Sh. Abdinov.* The influence of heat treatment on the properties of extruded samples of the $\text{Bi}_{0.85}\text{Sb}_{0.15}$ solid solution doped with lead. Inorganic materials. 1998. 34. 7. pp. 847-850.

LONGITUDINAL CONDUCTANCE IN A QUANTUM DOT SUPERLATTICE STRUCTURE WITH RASHBA SPIN-ORBIT INTERACTION

A. M. BABANLI

Department of Physics, Süleyman Demirel University, 32260 Isparta, Turkey
arifbabanli@sdu.edu.tr

We have investigated longitudinal conductance in a quantum dot superlattice with Rashba spin-orbit interaction in the presence of a magnetic field parallel to the superlattice axis. In the case of a strong degenerate electron gas in the quantum limit, an analytical dependence of the longitudinal magnetoconductance on the magnetic field magnitude, Rashba spin-orbit coupling parameter, and Zeeman splitting has been investigated.

Keywords: superlattice, Rashba spin-orbit interaction.

PACS:7478.-w

Over the last few years, the transport properties of electrons in low-dimensional systems have been the focus of intensive experimental and theoretical investigations. This is because modern technologies make it possible to create nanostructures of various geometries.

In such systems, transport phenomena are sharply different from transport phenomena in macrosystems. Interesting transport effects occur when a magnetic field is applied to as simple. Longitudinal magnetoresistance refers to the change in resistance due to a magnetic field when the current and the magnetic field are parallel to each other.

In Ref. [1] [the exciton absorption coefficient was determined analytically for a semiconductor superlattice in crossed electric and magnetic fields, with the magnetic field being parallel and the electric field being perpendicular to the superlattice axis.

In paper [2] the magnetoresistance of layered crystals in a longitudinal quantizing magnetic field by taking into account the spin splitting was theoretically investigated. Ref. [3] considered the influence of interband and intraband transitions on vertical conductance oscillations in superlattices in a strong longitudinal magnetic field. Hashimzede et. al. [4] studied the electrical conductivity of an electron gas in parallel electric and magnetic fields directed along the plane of a parabolic quantum well and found the electrical conductivity applicable for any magnitudes of the magnetic field and the degree of degeneration of the electron gas.

The electrical conductivity of a nondegenerate electron gas with a complex-shaped quantum well was calculated in ref and the conductivity dependences on the temperature and the parameters of the quantum well were studied in the case of electron-phonon scattering [5].

Anisotropy of the thermoelectric power in superlattices on the scattering of charge carriers by impurity ions is studied. The anisotropy of thermopower in superlattices during the scattering of carriers by impurity ions has been studied in Ref. [5]. In Ref. [6] was calculated the specific heat of the quantum dot superlattice with Rashba spin-orbit coupling in quantizing the magnetic field.

Roles of the spin-orbit interaction on the transport properties have recently attracted much attention in the field of spintronics due to the electrical control of spins by spin-orbit interaction.

In this work, the longitudinal conductivity of a quantum dot superlattice is studied in the case when the magnetic and electric fields are parallel to the superlattice axis, taking into account the Rashba spin-orbit interaction. We consider the transport of an electron system in a quantum dot superlattice structure with a periodic potential $V(z) = \epsilon_0((1 - \cos dk_z))$ of a period along the z-direction by using a cosine shape under the tight-binding approximation. Here ϵ_0 is the miniband half-width of the superlattice. The electron gas in the quantum dot superlattice structure is assumed to be confined in parabolic lateral potential [7]:

$$V_c(\rho) = \frac{1}{2} m \omega_0^2 \rho^2 \quad (1)$$

Where $\hbar\omega_0$ is the characteristic confinement energy, ρ is the radius vector. A static magnetic field parallel to the superlattice z-axis.

In an axial magnetic field of the symmetric gauge for the vector potential $\vec{A} = \frac{B\rho}{2} \vec{e}_\varphi$, (where φ is the azimuthal angle) the Rashba spin-orbital term in the cylindrical coordinates is given by

$$V_{SO}^R(\rho, \varphi) = \sigma_z \alpha \frac{dV_c(\rho)}{d\rho} \left(-i \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \varphi} + \frac{e}{2\hbar} B \rho \right) \quad (2)$$

α is the Rashba spin-orbit coupling parameter, σ_z is the Pauli matrix. By including the Zeeman term Hamiltonian can be written as:

$$H = -\frac{\hbar}{2m} \left(\frac{\partial}{\rho \partial \rho} \rho \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} \right) - i \frac{\hbar \omega_c}{2} \frac{\partial}{\partial \phi} + \frac{1}{8} m \omega_c^2 \rho^2 + V_c(\rho) + V_{SO}^R(\rho, \phi) + \frac{\sigma_z}{2} g \mu_b B + \epsilon_0 (1 - \cos a k_z) \quad (3)$$

where $\omega_c = \frac{eB}{m}$ is the cyclotron frequency, μ_b is the Bohr magneton, and g is the Lande factor. The eigenfunctions and eigen energies of the Hamiltonian are given by

$$\psi(\rho, k_z, \phi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi L}} e^{il\phi} R(\rho) \chi_\sigma \quad (4)$$

where

$$R(\rho) = \frac{\sqrt{2}}{\rho_\sigma} \sqrt{\left(\frac{n!}{(n+|l|)!} \right) \exp\left(-\frac{\rho^2}{2\rho_\sigma^2}\right) \left(\frac{\rho^2}{\rho_\sigma^2}\right)^{|l|/2}} L_n^{|l|} \left(\frac{\rho^2}{\rho_\sigma^2}\right) \quad (5)$$

where $\rho_\sigma = \left(\frac{\hbar}{m\Omega_\sigma}\right)$, $L_n^{|l|}$ is the generalized Laguerre polynomial χ_σ is the spin wave function, L is the z directional normalization lengths

$$\epsilon_{nl\sigma k_z} = \hbar \Omega_\sigma (2n + |l| + 1) + l \frac{\hbar \omega_c}{2} + \sigma \left(\frac{\mu_B}{2} g B + l m \alpha \omega_0^2 \right) + \epsilon_0 (1 - \cos d k_z) \quad (6)$$

where $\sigma = \pm 1$ refers to the electron-spin polarization along the z -axis.

$$\Omega_\sigma = \sqrt{\omega_0^2 + \frac{\omega_c^2}{4} + \sigma \alpha \frac{m \omega_0^2}{\hbar} \omega_c} \quad (7)$$

The general expression for the density of states given by

$$g(\epsilon) = \sum_{nl\sigma k_z} \delta(\epsilon - \epsilon_{nl\sigma k_z}) \quad (8)$$

Replacing the summation over k_z by integration ϵ , using Eq. (6) we obtain, the density of states of electrons for unit volume in quantum dot superlattice

$$g(E) = \frac{L}{\pi a} \sum_{nl\sigma} \frac{\theta(E - E_{nl\sigma}) \theta(2\epsilon_0 - E + E_{nl\sigma})}{\sqrt{E - E_{nl\sigma}} \sqrt{2\epsilon_0 - E + E_{nl\sigma}}} \quad (9)$$

where $\theta(E)$ is the Heaviside step function, L is the length along the z -direction. The number of electrons in the quantum dot superlattice system is calculated from Fermi-Dirac distribution functions $f(\epsilon_{nl\sigma k_z})$

$$N = \sum_{nl\sigma k_z} f(\epsilon_{nl\sigma k_z}) = \frac{L}{\pi} \sum_{nl\sigma k_z} \int_0^\infty f(\epsilon_{nl\sigma k_z}) dk_z \quad (10)$$

Integrating the expression (10) by parts, we get

$$n = \frac{1}{\pi} \sum_{nl\sigma k_z} \int_0^\infty k_z \left(-\frac{\partial f(\epsilon_{nl\sigma k_z})}{\partial \epsilon} \right) d\epsilon \quad (11)$$

In the case of strongly degenerate electron gas with concentration n in the quantum limit ($n=0$, $l=0$, $\sigma = -1/2$), from formula (11) the equation for determination of the Fermi level, ζ , is

$$n = \frac{1}{a\pi} \arccos \left(1 - \frac{\zeta - \left(\hbar \Omega_{-1} - \frac{\mu_B}{2} g B \right)}{\epsilon_0} \right) \quad (12)$$

here ζ is the chemical potential. From Eq. (12) for the Fermi level, we find:

$$\zeta = \varepsilon_0 (1 - \cos(\pi na)) + \hbar \Omega_{-1} - \frac{1}{2} g \mu_B B \quad (13)$$

Calculation of the electrical conductivity.

Consider an electron gas in a quantum dot superlattice system in an external electric and vertical magnetic field: $\vec{E} \uparrow \uparrow \vec{B} \uparrow \uparrow oz$. The magnetic field does not affect the movement of an electron along the z-axis, we can use a Boltzmann transport equation for the distribution function of the electrons. Then the current density in the direction of electric and magnetic fields reads as

$$j_z = -\frac{eL}{\pi} \sum_{nl\sigma} \int dk_z v_z f_1(E) \quad (14)$$

where $-e$ is the charge, $v_z = \frac{\varepsilon_0 a}{\hbar} \sin ak_z$ is the velocity of an electron, and $f_1(E)$ is the nonequilibrium addition to the Fermi-Dirac distribution function, $f_0(E)$. Using the relaxation time approximation can be written as:

$$f_1(E) = v_z \tau(E) \frac{\partial f_0}{\partial E} e E_z \quad (15)$$

Here $\tau(E)$ is the impulse relaxation time of the electron. By inserting (15) in (14), we get

$$j_z = \left(-e^2 \frac{L}{\pi} \sum_{nl\sigma} \int v_z v_z \tau(E) \frac{\partial f_0}{\partial E} \frac{dk_z}{dE} dE \right) E_z \quad (16)$$

make $\frac{\hbar dk_z}{d\varepsilon} = \frac{1}{v_z}$, we obtain the electrical conductivity.

$$\sigma_{zz} = \frac{j_z}{E_z} = \frac{e^2 L}{\hbar \pi} \sum_{nl\sigma} \int v_z \tau(E) \left(-\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) dE \quad (17)$$

For the case of electronic scattering on acoustic phonons, the relaxation time $\tau(\varepsilon)$ related to the scattering can be written as:

$$\tau(\varepsilon)^{-1} = \tau_0^{-1} g(\varepsilon) \quad (18)$$

where $g(\varepsilon)$ is the density of states, and τ_0 is a constant independent of the energy of the electrons [9]. The density of states can be written as

$$g(E) = \frac{L}{a\pi\varepsilon_0} \sum_{nl\sigma} (\sin(ak_z))^{-1} \quad (19)$$

Substitute (18) and (19) into (17) we get:

$$\frac{\sigma_{zz}}{\sigma_0} = \sum_{nl\sigma} \int \sin(ak_z(n, \sigma, E)) \frac{1}{\sum_{nl\sigma} (\sin(ak_z(n, \sigma, E)))^{-1}} \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) dE \quad (20)$$

Where

$$\sigma_0 = \frac{e^2 (\varepsilon_0 a)^2}{\hbar^2} \tau_0 \quad (21)$$

In the case of a strongly degenerate electron gas, the conductance has the form:

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = |\sin(\pi na)| \sqrt{1 - \left(\frac{Bg \mu_B + \varepsilon_0 \cos(\pi na) + \hbar(\Omega_1 - \Omega_{-1})}{\varepsilon_0} \right)^2} \quad (22)$$

This expression allows you to analyze the change in electrical conductivity depending on the magnetic field and Rashba coupling parameters.

CONCLUSIONS

The longitudinal conductance in a quantum dot superlattice system with lateral parabolic potential in

the presence of a magnetic field parallel to the superlattice axis and Rashba spin-orbit interaction has been calculated. The calculation has been carried out for the case of electronic scattering on acoustic phonons for strong degenerate electron gas.

- [1] *B.S. Monozon, V.G. Bezchastov, P. Schmelcher.* Superlattice and Microstructures, 128, (2019), p.408-420.
- [2] *B.M. Askerov, S.R. Figarova, M.M. Mahmudov.* Physica E 32, 2006, 303-307.
- [3] *F.M. Hashimzade, Kh.A Hasanov and M.M. Babayev.* Phys. Rev B 73,235349, 2006.
- [4] *S.R. Figarova and V.R. Figarov.* Russian Journal of Physics 64, 5, 2021.
- [5] *B.M. Askerov, S. R. Figarova and V.R. Figarov.* Nanotechnology 18, 2007, 424024 3pp
- [6] *A.M. Babanlı.* Journal of Low Temperature Physics, <https://doi.org/10.1007/s10909-022-02762-4>
- [7] *O. Voskoboynikov, C.P. Lee and O. Tretyak.* Phys. Rev B, 63, 165306, 2001.

A SOLAR CELL BASED ON TiO₂ NANOTUBES COMBINED WITH AN ELECTROCHEMICAL CAPACITOR BASED ON NANOPOROUS AL₂O₃

Sh.O. EMINOV, A.Kh. KARIMOVA, S.H. ABDULLAYEVA, J.A. GULIYEV,
E.M. AKBAROV, I.I. GURBANOV, S.A. ALIYEVA

*Institute of Physics of the Ministry of Sciences and Education Republik of Azerbaijan,
H. Javid pr., 131, AZ1143, Baku
ceferquliyev87@mail.ru*

Hybrid systems have gained significant attention among researchers and scientists worldwide due to their ability to integrate solar cells and supercapacitors. Subsequently, this has led to rising demands for green energy, miniaturization and mini-electronic wearable devices. These hybrid devices will lead to sustainable energy becoming viable and fossil-fuel-based sources of energy gradually being replaced. A solar cell system is an electronic device that mainly functions to convert photon energy to electrical energy using a solar power source. This paper describes an integrated system in which a NiO₂ nanotubular supercapacitor serves as an energy storage device, while TiO₂ nanostructures operate as energy conversion devices. The main operations for the fabrication of the proposed device are listed. It was shown that the design features of the device allow combining and simultaneous execution of some similar fabrication operations, which would have to be carried out in the case of separate manufacture of the constituent elements of the device.

Keywords: Solar cell, supercapacitor, Anodic alumina, TiO₂, ITO, nanopores, nanotubes.

PACS: 29.25. Ni; 52.25 Th; 81.16. RF

1. INTRODUCTION

Titanium dioxide (TiO₂) is a wide bandgap semiconductor with a bandgap ranging from 3.0 to 3.2 eV. It is capable of converting light energy into chemical redox energy, making it an ideal material for harvesting solar energy and maximizing conversion efficiency in various applications, such as photovoltaics, microwave sensing, and photocatalysis. TiO₂-assisted photoelectrolysis of water is achieved using a closed-circuit photoelectrochemical solar cell comprising a TiO₂ anode and a Pt counter electrode exposed to near-UV light. Typically, the anatase phase of TiO₂ exhibits the highest efficiency for solar cell performance. Similarly, nanoporous anodic alumina (NPAAO) is an electrically insulating, optically transparent, and chemically stable material widely used in electronic, optoelectronic, and sensing devices. It also serves as a template for the synthesis of metallic and semiconductor nanowires. Both NPAAO and free-standing vertically oriented nanotube TiO₂ (TNT) can be fabricated via anodization and heat treatment of thin Al and Ti layers deposited on different substrates, such as Si or conductive glass substrates (In₂O₃:Sn or ITO-covered), using electron beam evaporation or magnetron deposition. The electrochemical anodic oxidation process can be carried out in an electrochemical cell with a two- or three-electrode system. A Ti- or Al thin layer serves as the working electrode (anode), Pt acts as the counter electrode, and a standard voltage source or a high-voltage potentiostat is employed.

Due to the intermittent and variable nature of solar energy intensity, which varies greatly depending on the season and time of day, combining solar cells with energy storage devices, such as Li-ion batteries and supercapacitors (SC), in a single power unit component is essential [1, 2]. In this study, we have

utilized both AAO templates and TNT thin layers [2, 3] to propose a device that integrates energy conversion (TNT-based solar cell) and energy storage (SC based on NiO nanotubes synthesized in AAO nanopores) into a single system. The solar cell and capacitor are fabricated on opposite sides of a common glass slide wafer, both of which are covered with a conductive ITO layer. The TNT-based solar cell is positioned on the front side of the device to receive light, while the SC is located on the rear side. Alternatively, a dye-sensitized solar cell or Grätzel cell [4] can be used as the solar cell component in the proposed hybrid device.

The supercapacitor component consists of freestanding NiO₂ nanotubes that are electrochemically grown inside AAO nanopores and embedded in the electrolyte. They are electrically connected to the positive electrode through the ITO layer, while activated carbon serves as the negative electrode. The ITO layer acts as both the rear electrode for the solar cell and the positive electrode for the supercapacitor.

2. EXPERIMENTAL

2.1 Preparation of the Glass/ITO/AAO structure

To implement the solar section of the subject device, as the first preparation stage, glass substrates were ultrasonically degreased in acetone and isopropyl alcohol, rinsed in deionized water, and subsequently dried in poor nitrogen flow for 15 minutes before loading into the deposition chamber. Afterward, substrates were loaded into the vacuum deposition chamber of the Leybold Heraeus-Z550 RF magnetron sputtering system equipped with a turbomolecular vacuum pump system. Initially, ITO films with different film thicknesses from 200 to 300 nm were prepared on an unheated glass substrate by radio-

frequency (RF) magnetron sputtering using a 75 mm diameter ITO target (90% In₂O₃ and 10% SnO₂). The target-to-substrate distance was fixed at 10 cm. The sputtering chamber was vacuumed to a base pressure of 5 × 10⁻³ Pa and a pure argon gas flow of 5 sccm was introduced as a reactive sputtering gas through a mass flow controller. Before deposition, the target was RF pre-sputtered in argon plasma for 20 minutes at a power level of 50 watts to remove contaminants from the surface of the target. The ITO deposition process was conducted at a working pressure of 3.3 Pa and with the power level fixed at 200 W for different deposition times (20-40 minutes), depending on the thickness of the film. Thereafter, an Al film with a thickness in the range of 200 to 300 nm was deposited onto a glass/ITO substrate using a 75 mm diameter aluminum target (99.99% pure) under similar conditions. Following that, the electrochemical anodization of the Al film was performed in a two-electrode cell using 0.4 M oxalic acid solution at constant potentials from 10 to 40 V at a temperature of 3°C to 5°C for 10 to 20 minutes.

The digital photographs in Figure 1 depict the aluminum deposited on the glass/ITO substrate using the magnetron sputtering method, both before and after the oxidation process. The photographs are arranged to show the top and bottom sides correspondingly.

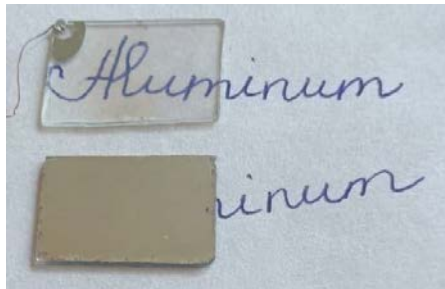


Fig. 1. Digital photographs of AAO (top) and aluminum on glass/ITO substrate (bottom)

2.2 Preparation of the glass/ITO/TiO₂ structure

Since the procedure for obtaining the ITO layer on glass in the glass/ITO/TiO₂ nanostructure by magnetron sputtering is the same as the procedure for obtaining the ITO layer in the glass/ITO/AAO structure, this method of obtaining the ITO layer has been explained in detail above. After this processes, the titanium thin film with a thickness in the range of 150 to 200 nm was RF sputtered on the previously obtained ITO layer in the same chamber using a titanium target (99.5% purity) with a 75 mm diameter at a power level of 150 W under conditions similar to the ITO deposition process. Then, TiO₂ thin film was formed by electrochemical anodization of as sputtered Ti film in a homemade two electrode cell using a Pt mesh as a counter electrode and Ti/ITO/glass substrate as an anode under a constant potential ranging from 10 to 60 V at 3 to 5°C. The mixture of ethylene glycol, 0.4 wt% ammonium fluoride, and 2 vol% distilled water was used as an electrolyte. The

duration of anodization ranged from a few minutes to several tens of minutes, depending upon the thickness of the Ti layer. To maintain the set temperature during the anodization process, the electrochemical cell was kept in a container with icy water. The samples were removed from the electrolyte after they became optically transparent, and the value of the anodization current dropped to zero. The anodized samples were washed in isopropyl alcohol and distilled water for about 5 minutes and then blowdried with nitrogen. The obtained glass/ITO/TiO₂ structures were finally annealed for 2 hours in the air at 450°C to improve the crystallinity and electrical characteristics of both the external TiO₂ and the internal ITO thin films.

The digital images of the samples presented in Figure 2 show the change in the appearance of the Ti-coated glass/ITO structure after anodizing as well as after subsequent thermal annealing. During the anodization process, the initially opaque Ti film (a) gradually transforms into TiO₂ and becomes transparent (b). Upon subsequent thermal annealing at 450°C, the optical transmission and transparency of the samples decrease as compared to non-annealed. This is because, upon annealing in the air, some additional oxygen vacancies are introduced into the film, on which the light is scattered and the light absorption increases.

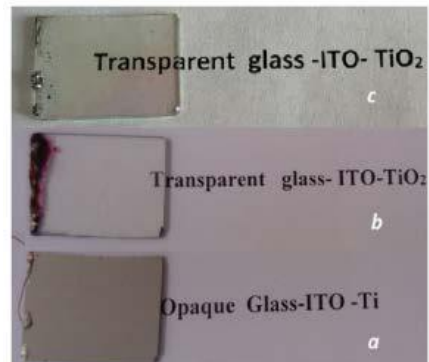


Fig. 2. Optical images of the structure before (a), after oxidation (b), and upon annealing (c)

3. RESULTS AND DISCUSSION

Figure 3 schematically illustrates the cross-section of the proposed power unit. In Figure 3, it can be observed that a transparent glass slide (1) is covered on both sides with a conductive ITO thin film (2), with one side coated with TiO₂ and the other side with an AAO template. The solar cell is positioned on the front side of the glass slide, while the SC component of the device is located on the rear side. The key manufacturing steps for the proposed device are listed below:

- The deposition process involved coating both sides of a glass plate with ITO layers, followed by the deposition of aluminium and titanium layers on each side. Subsequently, anodic oxidation was performed on both sides to synthesize a nanoporous AAO and TiO₂ nanotube structure;

- Ni nanotubes were created through the electrochemical deposition of nickel into AAO nanopores on the capacitor side;
- The entire structure was sintered in air at temperatures ranging from 400 to 500°C to facilitate the formation of NiO₂ nanotubes through the oxidation of nickel;

- The next step involved installing a porous separating layer and a porous carbon negative electrode in the supercapacitor. Following that, an array of NiO nanotubes was filled with a suitable alkaline electrolyte and sealed;

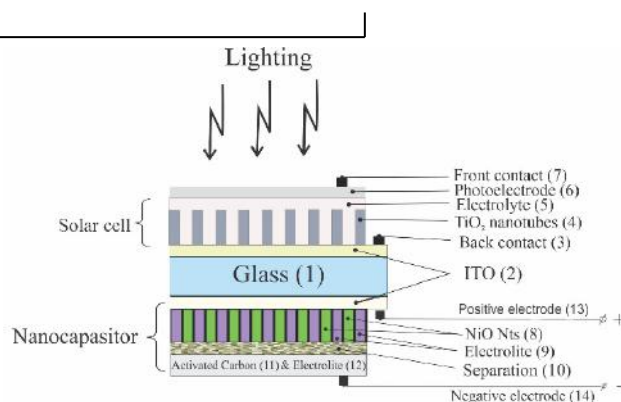


Fig. 3. Cross-section of the integrated power unit

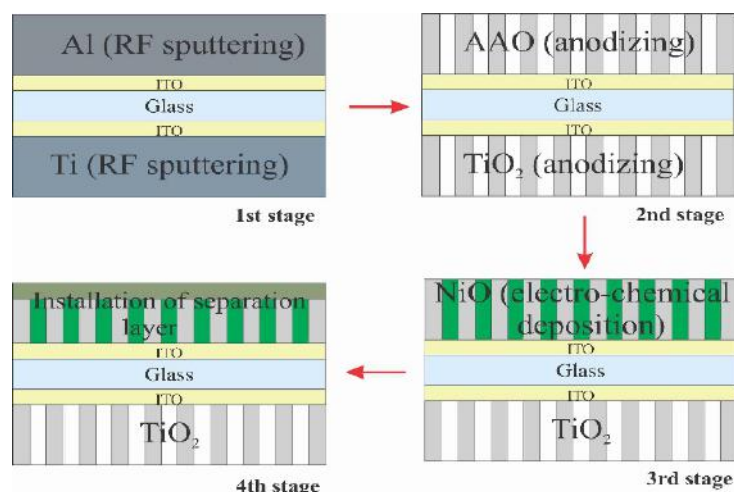


Fig. 4. Flow chart of the 1 to 4 stages of the fabrication process.

The manufacturing steps are described below.

1. The deposition process involved magnetron deposition of ITO, aluminium, and titanium layers. Initially, ITO was deposited on both sides of the glass substrate. Subsequently, aluminium was deposited on one side, while titanium was deposited on the other side.
2. Simultaneous anodic oxidation of the glass/ITO substrate was performed, with one side being aluminium and the other side being titanium, in order to create AAO and TiO₂ templates on the glass/ITO plate.
3. Ni nanotubes were electrochemically deposited within the AAO templates on the rear side.
4. The structure was sintered in air at 400 to 500°C, resulting in the formation of NiO₂ nanotubes through the oxidation of Ni in an air environment.
5. Preparing the supercapacitor side. A flowchart of the initial 1 to 4 stages of the manufacturing process is shown in Figure 4.

As it can be seen from Figure 4, the manufacturing stages numbers 1, 2, 3 and 4 used for the manufacture of solar cell and supercapacitors, are similar and are carried out simultaneously. Therefore, the design features of the device allow combining and simultaneous execution of some similar fabrication operations that would have to be carried out in the case of separate fabrication and manufacture of the constituent elements of the device, thereby significantly reducing the number of production operations. As opposed to constructing each component independently, we believe that using the same production procedures will reduce the amount of materials and energy needed and lower the cost of solar energy collection. In addition, putting the capacitors on the same substrate as the solar cell will make the system more compact. To date, we have carried out experimental studies on the practical implementation of the solar cell part of the device. At present, our efforts are directed toward the practical implementation of the capacitor part of the device.

4. CONCLUSION

To realize the proposed device structure of AAO(NiO)/ITO/Glass/ITO/TiO₂, we employed RF magnetron sputtering to obtain highly ordered TNT and AAO arrays with a high degree of optical transmission. Subsequent anodic oxidation and thermal annealing were also applied. Additionally, we developed a technique for the electrochemical deposition of nickel nanotubes into AAO templates and doping of TNTs with various impurities, which enhanced their photosensitivity from the UV region to the visible spectra. The device design enabled the combining and simultaneous execution of similar fabrication operations. The films were characterized using scanning electron microscopy, XRD, Raman spectroscopy, UV-vis spectrometry, and spectroscopic ellipsometry. The resulting structure, with an outer TiO₂ layer having an extended nanotube surface and an electrically conductive ITO layer, exhibited strong absorption of solar radiation, making it well-suited for solar energy harvesting applications. Thus, the proposed device is a fully integrated device with a

monolithic structure, where the solar cell and energy storage segments share a common substrate in the form of a transparent and conductive glass wafer. This device can be referred to as a photo-supercapacitor or solar capacitor.

Due to its more compact structure, fewer wiring requirements, and shared substrate and electrodes, the proposed device may have higher volumetric and gravimetric energy densities compared to a solar power system composed of separate components. In addition, the fabrication of this device involves the integration of multiple solar cells and SC fabrication technologies, allowing for the combining and simultaneous execution of some similar fabrication operations. This reduces the overall number of operations required compared to the separate manufacture of the constituent elements of the device. The integration of solar cells and supercapacitors into a single hybrid device, in which energy-harvesting and storing units are combined into one system, is expected to meet the rising demand for green energy and the miniaturization of wearable devices.

-
- [1] V. Vega-Garita, L. Ramirez-Elizondo, N. Narayan, et al. Progress in Photovoltaics: Research and Applications. (2018); <https://doi:10.1002/pip.3093>
- [2] S. Eminov, D. Tagiyev, A. Aliyev, et al. Int J. Energy Res. (2022) 46 (15) 22134-22144.
- [3] S. Eminov, S. Abdullayeva, K. Jalilova, et al. Int J. Energy Res. (2022) 46 (15) 21686-21693. doi:10.1002/er.8667.
- [4] M. Gratzel. Inorg. Chemistry, (2005) 44, 20, 6841–6851.

SU(2)_L x SU(2)_R SYMMETRY OF THE FERMIONS AND THE VECTOR BOSONS, THE FERMIONIC ORIGIN OF THE LOCAL GAUGE TRANSFORMATIONS, THE VISIBLE TRACES OF THE FLICKERING NATURE OF THE EARLY STAGES OF THE UNIVERSE'S FORMATION

FIZULI AGAMUSA MAMEDOV

Institute for Physical Problems, Baku State University, Azerbaijan

e-mail: mail.quanta02@gmail.com, phone: (994) 12 510 18 22

The vector boson wave functions are built by combining the fermion wave functions, coupling constants, partial derivatives and the generators of the symmetry groups which these vector bosons are associated with. This representation of the gauge bosons allows one to explain a wide range of the facts relating to the elementary particles in a natural and simple form. The visible traces of the flickering nature of the early stages processes in the universe, usually called Big Bang processes, in the nuclear scale properties of the chemical elements is also discussed..

The possible original SU(2)_L x SU(2)_R symmetry of the fermions allows us to consider the electroweak interaction bosons **W**: and **B**: as the fused states of the fermions [5].

There are two sets of the vector bosons in this model, (**W**:)_L, (**B**:)_L and (**W**:)_R, (**B**:)_R, belonging to the domains of the left - handed fermions and right - handed fermions, respectively. The coupling of the (**B**:)_L to the right - handed fermions breaks the SU(2)_L x SU(2)_R symmetry.

The assumption of the proportionality of the electroweak vector bosons' masses to their corresponding coupling strengths

leads to the customary definition of the Z boson and to the well - known M_W - M_Z mass relation [5].. In this work we build the wave functions of the vector bosons by combining the fermion wave functions (the complex Dirac fields) R(x), the coupling constants, the generators of the corresponding symmetry groups of these vector bosons and the partial derivatives M:, which recover the Lorentz indices of the vector boson wave functions. In the case of the B:, the symmetry group is U(1) which has the unit matrix as its only generator. Therefore the ingredients of the normalized B: wave function will be R(x), the coupling constant gr and M::

$$M_w/M_B = g/g_N \tag{1}$$

$$B:(x) = R^+(x)(i/gr)M:R(x)/(R^+(x)R(x)) \tag{2}$$

The local gauge transformations exp{-i7(x)} of R(x) produce the familiar gauge transformations for the B:(x):

$$B:(x) \rightarrow R^+(x)\exp\{i7(x)\} (i/gr)M:\exp\{-i7(x)\} R(x)/R^+(x)R(x) =$$

$$R^+(x)(i/gr)(M: - i M:(x)) R(x)/(R^+(x)R(x)) = B:(x) + M:(x)/gr$$

$$B:(x) \rightarrow B:(x) + M:(x)/gr \tag{3}$$

The triplet of the vector bosons **W**: can be represented as

$$(W_i): = R^+(x)F_i(2i/g)M:R(x)/(R^+(x)R(x)) \tag{4}$$

Here R(x) is the fermion, spinor doublet and F_i are Pauli matrices.

As we will see in the following discussion the non - Abelian infinitesimal gauge transformations of the fermion doublets

$$R(x) \rightarrow \exp\{-iF_i7_i(x)/2\}R(x) \tag{5}$$

indeed generate the local gauge transformations for the vector bosons **W**:. The phase shift for the R(x), Eq. (5) induces the following transformation for the vector boson field:

$$(W_i): \rightarrow R^+(x)\exp\{iF_i7_i(x)/2\}F_i(2i/g)M:\exp\{-iF_i7_i(x)/2\} R(x)/(R^+(x)R(x)) =$$

$$R^+(x)\exp\{iF_i7_i(x)/2\}F_i[(2i/g)M: + (1/g)F_iM:7_i(x)]\exp\{-iF_i7_i(x)/2\}R(x)/(R^+(x)R(x))$$

The two terms in this equation correspond to the $(W_l): +(7(x)HW:(x))_l$ and $M:7_l(x)/g$ terms of the local gauge transformations of $(W_l):$, respectively. For the former term, because of the infinitesimally small values of $7_l(x)$,

$$F_l \exp\{-iF_l 7_l(x)/2\} = F_l (1 - iF_l 7_l(x)/2) = F_l - i(F_l F_l + 2i g_{lik} F_k) 7_l(x)/2 = (1 - iF_l 7_l(x)) F_l + i g_{lik} 7_l(x) F_k =$$

$$(1 - iF_l 7_l(x)/2) F_l + g_{ikl} 7_l(x) F_k = \exp\{-iF_l 7_l(x)/2\} F_l + (7(x)H F)_l = \exp\{-iF_l 7_l(x)/2\} (F_l + (7(x)H F)_l)$$

In the last line we took into account that these calculations are done up to the first order only in $7_l(x)$. Similarly, because of the infinitesimal nature of the gauge transformations typically considered, in the term with the derivative of the $7_l(x)$, $\exp\{-iF_l 7_l(x)/2\}$ can be readily taken to the left side of F_l up to the first order in $7_l(x)$ calculations and for the product $F_l F_l$ we use the anti commutation property of the Pauli matrices and take into account that both l and i are dummy indices at the scale of Lagrangian or cross section expressions:

$$(1/g) F_l F_l M:7_l(x) \approx (1/(2g))(F_l F_l + F_l F_l) M:7_l(x) = M:7_l(x)/g$$

We can describe this transition procedure more explicitly as follows: $F_l F_l$ is sandwiched between \sim_L and \sim_R structures in the cross section expressions and by using the anticommutation relations for the Pauli matrices we can write

$$\sim_L F_l F_l \sim_R = -\sim_L F_l F_l \sim_R + 2 \sim_L *_l i \sim_R \quad \text{and} \quad \sim_L F_l F_l \sim_R + \sim_L F_l F_l \sim_R = 2 \sim_L *_l i \sim_R$$

The two terms on the left hand of side of the second equation are equal because l and i are dummy indices. Therefore

$$\sim_L F_l F_l \sim_R = \sim_L *_l i \sim_R$$

In summary as a result of the gauge transformation of the second kind the vector field W^l : undergoes the transformation essentially the same as the well familiar transformation of the electroweak vector boson¹

$$W^l: \rightarrow W^l: + (7(x)HW:(x))^l + M:7^l(x)/g \tag{6}$$

If we add a leptonic hypercharge factor $Y = -1$ to the argument of the exponent in the gauge transformation, $\exp\{-iF_l 7_l(x)/2\} \rightarrow \exp\{-iY F_l 7_l(x)/2\}$, we will get the second and the third terms in Eq. (6) for the gauge transformation with minus sign. This is good enough for the field strength W^l : to transform like a vector under the gauge transformations. We can argue that these fused state fermions do not act in the ordinary space - time. Here we are talking about Planck distance scale processes. Z^0 : and A^0 : fields themselves are formed by adding up two fields, multiplied by the coupling constants (Eq.(10) and Eq.(11) in this paper). One can consider the phase factor $7_l(x)$ (its derivative more precisely) inducing the gauge transformations also as some type of field created due to the formation of the ordinary space - time. The ingredients of the electromagnetic field, the electric field E and the magnetic field B are also different forms of derivatives of the electromagnetic four - potential A^0 :

The structure of the B^0 : , Eq.(2) and W^0 : , Eq.(4) fields is close to partial derivative $M:7_l(x)$ of $\ln R(x)$ sandwiched by $R^+(x)$. It is natural to expect that the structure $\ln R(x)$ will reveal smaller experimental fluctuations than the fermion field $R(x)$ itself. So one must expect smaller standard deviation factor in the vector boson related data according to its Eq.(4) structure. One would say that vector bosons are more 'comfortable' (more aware of movement) along the

space - time trajectory than fermions. This more awareness feature of bosons makes them also a good choice as the interaction intermediaries. The Pauli's exclusion principle could well be the consequence of this difference of fermions from bosons. Gauge transformations formula for bosons consist of two parts, quantum mechanical part and essentially classical part, $M:7_l(x)$ Denominators in Eq. (2) and Eq. (4) take off most of the quantum mechanical nature of gauge bosons and this may well lead to the quantum mechanical part plus classical mechanical part type of formula. One could conduct Bohm - Aharonov effect type of experiment to see if the gauge transformations of the gauge bosons lead to the change in the interference pattern. Instead of two electron beams two photon beams should be used here naturally. The challenge here is to make the medium between the slits and the interference patterns detection screen as non - uniform as possible to induce large enough value for $M:7_l(x)$. At CERN photon - photon interactions are often studied via ultraperipheral collisions (UPCs) of heavy ions, such as gold or lead [8]. Part of the interaction effect could well come from the highly non - uniform environment created in these experiments. PVLAS experiments conducted there strongly support the presence of new physics in the domain of these experiments, typically ascribed to the existence of axions.

¹ We wrote the vector field in a contravariant form here for the sake of brevity of notations and for its more customary look

A few words about the Lorentz covariance aspect of the boson field structures in Eq.(2) and Eq.(4) discussed earlier. After the gauge transformation we have gotten two component and three component expressions, Eq.(3) and Eq.(6). Each term in these expressions is Lorentz covariant to the four - dimensional vector. This is most visible in the last component, in the $M:7(x)$ term, in these expressions. This component is the simplest form of four - dimensional vector. Eq.(2) and Eq.(4) forms for gauge bosons could also be a good starting point to bring together quantum mechanics and the theory of relativity. The right - hand side of these equations is built of quantities inducing 'spooky action at a distance' (A. Einstein), but the quantities in the left - hand side, the gauge bosons are unlikely to induce 'spooky action at a distance'. Fractional form of these equations trims part of the quantum mechanics nature of wave functions.

The phase shift factor $7(x)$ of the gauge boson fields defined by the Eq.(2) and Eq.(4) reveals their important space - time related property. It is the presence of this phase shift that gives the four - dimensional vector $M:7(x)$ in the explicit form (Eq.(3) and Eq.(6). So in order for the $B:$ and $(W_i):$ fields defined by Eq.(2) and Eq. (4) to be Lorentz - covariant to the customary four - dimensional boson fields the phase shift has to be present all the time. In other words, the fields with this type of structure always have to move in non - uniform space - time environment, all the gauge boson intermediaries should be in the condition of constant motion. Metaphorically speaking, we cannot get a cup of bosons in the lab which makes them different from the fermions. Therefore to be the interaction intermediaries is their chance to exist. Fermions and gauge bosons can be considered as complementary physical quantities to some extent, fermions shape the the space - time (the universe), through their masses, the masses of the atomic nuclei and electrons mainly. The gauge bosons from the other side create interactions among the elementary particles by traveling through this space - time. This approach to understanding the properties of massive gauge bosons brings them one step closer to photons. Here we have

another question. Are the photons indeed massless? The energy - mass elation formula

$$E = m_0 c^2 / \{1 - v^2/c^2\} \quad (7)$$

does not forbid the existence of massive photons. By squeezing $m_0 \ll 0$ and $v \ll c$ we can still get a finite photon energy. It is true that after the certain value of the photon mass we will encounter the quantum fluctuations aspect of this procedure. We also see the parallelism of energy - mass formula to the boson structure formulas discussed above: we can talk about the photon energy within the realm of the partial derivatives (their ratios) only. Moving from the Heisenberg's uncertainty principle objects, the wave functions $R(x)$ to the structures with the partial derivatives by itself is an indication to the shift to the Lorentz - invariance world, we can have consistent equations with derivatives, with infinitesimally small quantities present, in the Lorentz -covariance, Lorentz - invariance world only.

In the frame of the currently used models for the elementary particles, there is a noticeable disarray of the values for the hypercharge of particles, the particles' coupling intensity indicator to the most fundamental field. It is natural to expect that at the most fundamental level hypercharges of particles are distributed according to the definite type of symmetry. $SU(2)_L$ H $SU(2)_R$ symmetry model of bosons discussed in [5] brings significant clarity to this situation. The scalar doublet introduced in the Standard Model leaves the hypercharges of particles unchanged, the spontaneous symmetry breaking process does not affect quantum numbers of elementary particles. The fermion fusion model approach does not have an explicit Lorentz - invariance violation problem too in the shift in the symmetry process.

We have already told earlier that it is most likely that the fermion - vector boson couplings appear after the shift in the symmetry. In terms of the Lagrangian, this means replacement of the Lie derivative $M:$ by the covariant derivative $D:$. Interestingly, the replacement of $M:$ by $D:$ has no significant effect on the definitions of the $B:$ field:

$$B:(x) = R^+(x)(i/gr)D:R(x)/(R^+(x)R(x)) = R^+(x)(i/gr)(M: + i gr B:(x))R(x)/(R^+(x)R(x)) = -B:(x) + B^o:(x)$$

Or

$$B:(x) = B^o:(x)/2 \quad (8)$$

Here $B^o:(x)$ is the $B:(x)$ field defined through $M:$ only. We can interpret this twice smaller value of the $B:(x)$ field as follows: the emergence of the covariant derivative factor mitigates the shift in the symmetry process. For the vector boson $W:(x)$

$$(W_i): = R^+(x)F_i(2i/g)D:R(x)/(R^+(x)R(x)) = R^+(x)F_i(2i/g)(M: - iF_i/2(W_i):)(x)/(R^+(x)R(x)) = (W_i)^0: + (1/g)R^+(x)F_iF_i/2(W_i):)(x)/(R^+(x)R(x)) \ll (W_i)^0: + (1/2g)R^+(x)(F_iF_i + F_iF_i)(W_i):)(x)/(R^+(x)R(x)) = (W_i)^0: + (1/g)(W_i):$$

$$(1 - 1/g)(W_i): = (W_i)^0: \text{ or } (W_i): = (W_i)^0: / (1 - 1/g) \quad (9)$$

Eq.(10) tells us that in reality the (W_i): field might have a slightly more complex structure than described by Eq.(4) (compare Eq.(9) and Eq.(10)). The replacement of the M: by the D: does not change the field strength B:< for the B: field. For the triplet of vector boson (W_i): this leads to the emergence of the self - coupling term in the F:<:

$$F^i:< = M:(W^i)< - M<(W^i)< - g g^{ijk} (W^j):(W^k)<$$

This essentially familiar difference between these two fields resonates well with the I_W = 0 nature of the B: field. Its interactions with the other particles occurs at the more fundamental level.

The replacement of the derivatives M: by the covariant derivatives D:, the emergence of the interactions among the particles, is the result of the appearance of the 'curvedness' in the space - time after the shift in the symmetry. Different points of the space - time are no longer equal for the wave functions R(x), grYB: and g(W_i):F_i/2 are the measures of this difference of the points of the space - time. Interestingly, the mass terms for the vector bosons, M_B²BⁱBⁱ and M_W²WⁱWⁱ/2 are Lorentz invariants built out of the measure of the 'curvedness' of the space - time, grB: and g(W_i):F_i/2, respectively, up to the coefficient k, discussed in [5] (see also Eq.(1)): during the early stages of the formation of the universe the symmetry priority shifts to the space - time symmetries. The coupling constants g and gr drop out of the fermion - vector interactions Lagrangian completely, if the B: and W: fields are defined by Eq.(2) and Eq.(4), respectively. The perturbation series terms should still decrease from the lower to the higher order: the product of probabilities of two (or more) transitions is always less than or equal to the probability of one of the transitions and the vertices in the Feynman diagrams correspond to the transitions between the spinor fields (fermions). This aspect of the theory also supports the idea that fundamentally g and gr are part of the mass generation mechanism only in the shift in the symmetry process bringing quantum field theory one step closer to the theory of gravity.

The structure of the massive Z: field

$$Z: = (gW^3: - grB:) // \{g^2 + gr^2\} \quad (10)$$

somewhat resembles the structure of the covariant derivative, the full differential minus the 'universal influence'², B: related differential: it consists of the difference of the 'creases in space - time' created by the W: and B: fields. The massless A: field is a different form of manifestation of the fundamental fields, it has a symmetrized or redistributed form of the mass generating factors, g and gr .

$$A: = (grW^3: + gB:) // \{g^2 + gr^2\} \quad (11)$$

We can say that the A: field partially regains the pre Big Bang symmetry of the fields. For the gauge

transformations of the vector boson W and A field alike we have the coupling constant in the denominator. According to Eq.(1) the bigger the coupling constant the bigger the corresponding particle's mass. Bigger particle mass creates bigger creases in space - time around the particle according to the theory of General Relativity, bigger derivative M:7(x) and the coupling constant in the denominator brings balance to this tendency making the contributions of the 7(x) HW and M:7(x)/g terms always comparable to each other. This resonates well with the discussion above of the Z boson and the electromagnetic field A. It is also reasonable to believe that similarity of Eq.(1) to dipole radiation zero condition [9] is not accidental. The tiny deviations of the B: and W: fields from their original positions would not lead to some type of radiation at the early stages of formation of space - time. At the Planck distance scale gauge bosons might well form a dipole due to the gravitational attraction. The process which we usually call as Big Bang must be a process of shift in the symmetry and/or symmetry requirements for producing the certain structures which we could call higher instance products. The zigzag picture of nuclear binding energy of chemical elements tells us complex and certainly not unique nature of this process: different universe, different masses of particles and different values for the binding energy of nuclei. The binding energy, nuclei radii and decay time parameters of nuclei from helium up to uranium fit into one quite interesting picture. The experimental data of the radii of atomic nuclei are available only for several chemical elements currently, at least through the internet search. Because the radius of the Helium nucleus has been measured only recently [10], it looks plausible to work with the readily available experimental data. The premodial, more precisely Big Bang times produced elements, Li⁷ and Be⁷ have visibly small binding energies. Li⁷ has a binding energy per nucleon 5.6 MeV.

The available data for its nuclear radius is 4.5 fm [11], which is significantly bigger than the one calculated by the empirical formula

$$r = r_0 H A^{(1/3)} \quad (12)$$

even when the value r₀ = 1.5 fm is used for the calculations. The stable isotope of berillium, Be⁹ also has a relatively small binding energy per nucleon. The iron Fe⁵⁶ isotope, the isotope with the highest nuclear binding energy per nucleon (together with the Fe⁵⁸ isotope) has a relatively small nuclear radius [12]. The uranium isotopes also reveal these binding energy - nuclear radius - stability tendencies. The nuclear radius of the U²³⁸ isotope is noticeably larger than that of for the U²³⁵ isotope, larger than predicted by Eq.(12), has smaller binding energy and substantially larger half - life time. The following table succinctly exhibits these mentioned features of the nuclei.

² Richard Feynman

nucleus	binding energy, p.n., MeV	radius, fm	half - life time, 10 ⁹ year
Li ⁷	5.6	4.5	stable
Be ⁹	6.30	-	stable
Fe ⁵⁶	8.79	3.74	stable
U ²³⁵	7.59	7.0	0.704
U ²³⁸	7.5	7.4	4.5

These features of nuclei fit well into following picture of early stages of the universe's formation. After the first sudden expansion some compression processes also followed for this particular universe. This must be the reason why the binding energies of nuclei have a zigzag form for the primordial nuclei. Different kinds of atoms experienced differently the impact of Big Bang. Li and Be nuclei felt the shift of symmetry at largest scale. They have low binding energy, that means bigger mass per nucleon and bigger nuclear radius (occupying bigger space). The same feature is true for the iron nucleus. Smaller mass per nucleon and smaller nuclear radius. The question here is can the nuclear forces partially squeeze nucleons back into pre Big Bang state here and there? The available data for the uranium isotopes confirm this scenario of the shift in the symmetry with their additional half-life time data. The U²³⁸ has bigger mass per nucleon, bigger nuclear radius and substantially bigger half-life time. Therefore we can say it had experienced the impact of the Big Bang much more than the U²³⁵ isotope did so.

We can see the same pattern of the nuclear binding energy - nuclear radius relation among the iron isotopes too. The stable iron isotope Fe⁵⁶, which is also the most abundant isotope on Earth, has almost the same nuclear radius (3.738 fm) as another iron isotope, Fe⁵⁴ (3.735 fm) [12], yet it has noticeably higher binding energy per nucleon.

Taking into account the extreme relevance for the daily life, it also looks plausible to discuss the wider range implications of above mentioned features of the nuclear isotopes. Could the life also be another channel of continuation of the Big Bang processes, shift in symmetry processes? The available data on the impact of the lithium and beryllium on human body is consistent with this idea. Lithium, the chemical element with the biggest impact of the shift in the symmetry, is widely used for the healing of the nervous system, the core of the human organism. From the other side the excess of next chemical element with the next biggest impact of the shift in the symmetry processes,

Beryllium often leads to the cancer disease, to the abnormality in DNA, to its hyperactivity. DNA is also the core of the living creatures with a different approach to the matter. So here we see extremely subtle interplay of the nervous system, DNA and after Big Bang, shift in symmetry processes. From what have been said it is tempting to conclude that the

nervous system is more fundamental feature of the living creatures than DNA is (lithium vs beryllium), the former revealing itself at the later stages of evolution only.

CONCLUSIONS

The representation of the gauge bosons as the fused states of the fermions allows us to explain a variety of the facts relating to the elementary particles in a natural and simple form. According to this approach to the elementary particles, the triplet of the vector bosons **W**: and the singlet vector boson **B**: which contributes to the electromagnetic interactions only in the capacity of the electroweak interactions intermediaries, originate from the same source. An assumption of the simple relation between the masses of the electroweak vector bosons and coupling constants Eq.(1) leads to the 1) well - known definitions of the Z boson and photons as the mixed states of the **W**: and **B**:. 2) the correct $M_Z - M_W$ relation, which is among the major results of the SM supported by the current experimental data.

The wave functions of the vector bosons built out of the fermion wave functions $R(x)$, the partial derivatives M :. the coupling constants and the generators of the corresponding groups readily reproduce their gauge transformation properties. This successful results somewhat resemble us ancient Greek philosopher Plato's endeavors to build the model of the universe out of the regular polyhedra and polygons with the difference being in the usage of the contemporary tools and standards in describing nature.

The self - couplings of the vector bosons belonging to the non - Abelian groups appear to be also the consequence of the shift in the nature of symmetry, the mathematical expression of which is the replacement of the partial derivatives M :. by the covariant derivatives D :. The universality of the gauge couplings occurs because after the shift in the symmetry, certainly the same measure of the 'curvedness' of space - time, grB :. (times the hypercharge of the particle) or $g(W_I):F/2$, is added to the partial derivatives M :. Besides, different from the **B**:. due to the $I_w = 1$ value the triplet of the vector bosons **W**: are 'aware' that all the fermions are the members of the electroweak doublets and therefore the fermion - triplet vector boson couplings do not include additional charge factors.

ACKNOWLEDGEMENTS

The author would like to thank Sadiyar Rahimov, director of the Institute for the Physical Problems,

Baku State University, for the several helpful +discussions of the phase transitions processes.

-
- [1] *S.L. Glashow*. Nuclear Physics 22 (1961), 579.
- [2] *S. Weinberg*. Physical Review Letters, 19, 1264.
- [3] *A. Salam, N. Svartholm*. Proceedings of the Eighth Nobel Symposium, Almqvist & Wiksell, Stockholm (1968).
- [4] *V. Barger, R. Philips*. Collider Physics, Addison – Wesley Publishing Company, Inc, (1997).
- [5] *F. Mamedov*, hep-ph/0606255
- [6] *F.Mamedov*. hep-ph/0607010
- [7] *S. Eidelman et al.*, *Phys. Lett. B* 592, 1 (2004)
- [8] Collaboration, CMS (2019). "Evidence for light-by-light scattering and searches for axion-like particles in ultraperipheral PbPb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV".
- [9] *Phys. Lett. B.* 797: 134826. arXiv:1810.04602. doi:10.1016/j.physletb.2019.134826. S2CID 201698459
- [10] *R.W. Brown, K. L. Kowalski, and S.J. Brodsky*. *Phys. Rev. D*, 28:624, 1983.
- [11] <https://www.admin.ch/gov/en/start/document/medias-releases.msg-id-82143.html>
- [12] <http://fafnir.phyast.pitt.edu/particles/sizes-3.html>
- [13] <http://nscl.msu.edu/news/news - 25.html>

MÜNDƏRİCAT

1.	Polimer materialların səthindən emissiya proseslərinin təhlili A.M. Həşimov, L.Ç. Süleymanova, K.B. Qurbanov, Z.A. Tağıyeva, S.A. Hüseynova, V.M. Hacıyeva, S.S. Əhədova	3
2.	SnSe-Ce ₂ Se ₃ sistem bərk məhlullarının bəzi fiziki xassələrinin tədqiqi Vəfa Ələfsər qızı Abdurahmanova	8
3.	Nadir torpaq metallarının GeSe laylı monokristalının fotoelektrik və optik xassələrinə təsiri A.O. Daşdəmirov, A.S. Ələkbərov	11
4.	HgCdTe epitaksial layları əsaslı İQ şüaların soyudulmayan fotoelektromaqnit detektoru Əliövsəd Ə. Əliyev	14
5.	Plazmada Qabor linzası vasitəsilə ion dəstələrinin fokuslandırılması S.A. Əliyev, G.H. Məmmədova, X.D. Cəlilova, E.A. İbrahimova, H.S. Seyidli, A.Y. İmanova	21
6.	Maye metal ion mənbəyi vasitəsilə InSb nazik təbəqələrinin müxtəlif səthlər üzərində alınması Ş.O. Eminov, S.A. Əliyev, F.E. Məmmədov, İ.İ. Qurbanov, E.M. Əkbərov, C.A. Quliyev, A.Ə. Bədəlov, A.H. Hüseynova	24
7.	Şüşəvari və kristallik SiO ₂ -PbO-B ₂ O ₃ -K ₂ O-Na ₂ O sistemlərinin aşağı temperaturlarda istilik tutumunun anomaliyası Nüsrəddin Nadir oğlu Əliyev	28
8.	FeGa _{0,4} In _{1,6} Se ₄ kristalının dielektrik nüfuzluğunun dəyişən elektrik cərəyanının tezliyindən və temperaturdan asılılığı N.N. Niftiyev, F.M. Məmmədov, M.B. Muradov	30
9.	Maqnit materialların təsnifatı və inkişaf perspektivləri V.İ. Hüseynov, S.Ş. Qurbanov	33

CONTENTS

1. Optical absorption and photoconductivity of TlGaS₂ crystals under the action of laser radiation
V.M. Salmanov, A.G. Guseinov, G.B. Ibragimov, M.B. Jafarov, R.M. Mamedov, F.Sh. Ahmedova 3
2. Electronic processes in the Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te<Pb> solid solution and in the metal-semiconductor structure based on it
T.D. Aliyeva, G.Z. Bagiyeva, G.D. Abdinova, N.M. Akhundova 7
3. Excitation of unstable thermomagnetic waves in impurity semiconductors with two types of charge carriers
E.R. Hasanov, Sh.G. Khalilova, R.K. Mustafayeva 11
4. General control characteristics of anti-emergency systems
K.S. Eyyubova 16
5. Study of agarose gel structure by dynamic light scattering method
A.R. Imamaliyev, A.H. Asadova, R.Sh. Rahimov 19
6. Magnetoelectric properties of anisotropic thermoelectrics based on extruded samples of solid solution Bi_{0.85}Sb_{0.15} doped with tellurium
M.M. Tagiyev, G.D. Abdinova, I.A. Abdullayeva, T.I. Piriyeva, Kh.F. Aliyeva, S.G. Dzhafarova, E.K. Qasimova 24
7. Longitudinal conductance in a quantum dot superlattice structure with Rashba spin-orbit interaction
A. M. Babanli 28
8. A solar cell based on TiO₂ nanotubes combined with an electrochemical capacitor based on nanoporous Al₂O₃
Sh.O. Eminov, A.Kh. Karimova, S.H. Abdullayeva, J.A. Guliyev, E.M. Akbarov, I.I. Gurbanov, S.A. Aliyeva 32
9. SU(2)_L x SU(2)_R symmetry of the fermions and the vector bosons, the fermionic origin of the local gauge transformations, the visible traces of the flickering nature of the early stages of the universe's formation
Fizuli Agamusa Mamedov 36



www.physics.gov.az