

AZƏRBAYCAN MİLLİ ELMLƏR AKADEMİYASININ
XƏBƏRLƏRİ

FİZİKA VƏ ASTRONOMİYA

TRANSACTIONS

**OF
AZERBAIJAN NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES
PHYSICS AND ASTRONOMY**

**FİZİKA - TEXNİKA VƏ RİYAZİYYAT ELMLƏRİ SERİYASI
SERIES OF PHYSICAL-TECHNICAL AND MATHEMATICAL SCIENCES**

CİLD

XXXIV

№2

VOLUME

<<ELM>> NƏŞRİYYATI

<<ELM>>PUBLISHERS

BAKİ – 2014 - BAKU

REDAKSİYA HEYƏTİ

A.C.Hacıyev – baş redaktor, Ə.M.Abbasov, C.Allahverdiev, Ç.O.Qaçar, N.A.Quliyev, M.İ.Əliyev, T.A.Əliyev, F.A.Əliyev, İ.İbrahimov, M.Kərimov, A.Ş.Mehdiyev, A.M.Paşayev, K.N.Ramazanov, F.M.Həşimzadə, E.Y.Salayev.

BURAXILIŞIN REDAKSİYA HEYƏTİ

M.İ.Əliyev – Fizika İnstitutu, baş redaktor, S.İ.Mehdiyeva – Fizika İnstitutu, baş redaktorun müavini, C.Ş.Abdinov – Fizika İnstitutu, Ə.Ş.Quliyev – Şamaxı Astrofizika Rəsədxanası, H.X.Əjdərov – Fizika İnstitutu, B.M.Əsgərov – Bakı Dövlət Universiteti, E.K.Hüseynov – Fizika İnstitutu, Ş.M.Nağıyev – Fizika İnstitutu, A.A.Qəribov – Radiasiya Problemləri İnstitutu, A.Ə.Xəlilova – Fizika İnstitutu, məsul katib, İ.A.Məmmədyarova – Radiasiya Problemləri İnstitutu, baş texniki redaktor.

MÜƏLLİFLƏRİN NƏZƏRİNƏ

Jurnal fizika və astronomiyanın müxtəlif sahələrinə həsr olunmuş orijinal və qısa məlumatları qəbul edir. Məqalələr bütün dünya tədqiqatçılarından qəbul olunur.

Əlyazmalar azərbaycan, rus və ingilis dillərində təqdim oluna bilər. Hər bir məqalənin əvvəlində məqalə yazılan dildə qısa xülasə çap edilir. Xülasənin həcmi 70 sözdən artıq olmamalıdır. Nəşr olunmaq üçün göndərilən məqalə Microsoft Word™ (şrift – Times New Roman) formatında yazılaraq 210x297mm ölçülü ağ kağızın bir üzündə, 1 intervalla, lazımi sahə saxlanmaqla (yuxarıdan – 30mm, soldan – 22,5mm, aşağıdan – 30mm, sağdan – 22,5mm), məqalənin adı qalın -12, müəlliflər – qalın -12, müəssisə, poçt ünvanları, telefon, e-mail, faks – normal 12, iki interval buraxmaqla mətn - normal, düzünə 12, çap edilir. Məqalələr 2 nüsxədə və CD kompakt diskdə işin yerinə yetirildiyi təşkilatın məktubu ilə redaksiyaya təqdim olunur. Çapa qəbul olunmayan məqalələr geri qaytarılır.

1. TİTUL VƏRƏQİ.

Məqalənin titul vərəqində UOT göstərməli, 1 sətir buraxmaqla: məqalənin adı (böyük hərflərlə); müəlliflərin adı, atasının adı, soyadı, (böyük hərflərlə); tədqiqatçıların iş yeri, müəssisənin poçt indeksi, ünvanı və e-mail; məqalə yazılan dildə xülasə; açar sözlər çap edilir.

2. ƏDƏBİYYAT.

Ədəbiyyat siyahısı məqalədə qeyd olunan ardıcılıqla və aşağıdakı qaydada yazılır:

- jurnal məqaləsi üçün: müəlliflərin adı, atasının adı və soyadı (nümunə: Ə.Ə.Əliyev), məqalənin adı, jurnalın adı, cild (seriya), nömrə, nəşr ili, səhifə (başlanğıc və son);
- kitab və tezislər üçün: müəlliflərin adı, atasının adı və soyadı, kitabın, tezisnin və konfransın tam adı, nəşr olunan yer və il, səhifə (başlanğıc və son).

3. XÜLASƏ.

Xülasə ayrı vərəqdə digər 2 dildə çap edilir.

4. ŞƏKİLLƏR.

Şəkillər (60x80mm-dən böyük və ya 125x160mm-dən kiçik formatda) ağ kağızda və CD kompakt diskdə JPG formatında verilməli, şəkilaltı yazılar ayrı vərəqdə çap olunmalıdır. Şəkillərdə aydınlaşdırıcı mətn və şəkilaltı ifadələr olmamalıdır. Qrafiklərin koordinat oxlarında kifayət qədər az sayda rəqəm olmalı, oxların adı iri və aydın ingilis dilində göstərməlidir. Qrafikdə bir neçə əyri verildikdə onları nömrələməli və nömrələrin izahı şəkilaltı yazılarda verilməlidir. Şəkillərin sayı 5-dən çox olmamalıdır.

5. CƏDVƏLLƏR.

Cədvəllər nömrələnib, adlandırılıb ayrıca vərəqdə təqdim olunur. Cədvəllərin ölçüləri 125x160mm və sayı 5-dən artıq olmamalıdır.

6. ÜNVAN.

Azərbaycan, AZ 1143, Bakı, Hüseyn Cavid prospekti, 131, AMEA Fizika İnstitutu.
Tel: (99412) 539-33-15, E-mail: jtransactions@physics.ab.az; www.physics.gov.az

AKADEMİK ARIF PAŞAYEV - 80



Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyasının həqiqi üzvü Arif Mir Cəlal oğlu Paşayev Azərbaycanı dünyada tanıtdıran alimlərimizdən biridir. O, 15 fevral 1934-cü ildə anadan olmuşdur. Odessa Elektrotexnika Rabitə İnstitutunu radiofizika ixtisası üzrə bitirdikdən sonra o, Bakıya qayıtmış və Azərbaycan Dövlət Universitetində, Şamaxı Astrofizika Rəsədxanasında, Fizika İnstitutunda çalışmışdır.

1960-1964-cü illərdə A.Paşayev Moskvada Dövlət Nadir Metallar İnstitutunun (QİREDMET) Aspiranturasına daxil olmuşdur. Bu institutun elmi-tədqiqat işlərinin nəticəsi bilavasitə praktikada tətbiq edilirdi. Arif müəllim bu yolda formalaşmış şəxsiyyətdir.

1966-cı ildə namizədlik dissertasiyasını müdafiə etdikdən sonra Arif müəllim Bakıya qayıdaraq elmin perspektivli sahələrində işləməyə başlamışdır. Onun əsas elmi istiqaməti yarımkeçiricilər fizikası və texnikasıdır. O, Fizika İnstitutunda işlədiyi dövrdə ilk dəfə olaraq yarımkeçirici materialların elektrofiziki parametrlərinin kontaktsız ölçmə üsullarının elmi əsaslarını işləmiş, bu üsulları reallaşdıran cihazlar, yüksək həssaslığa malik Qann effekti tədqiq edən qurğu yaratmışdır. Onun rəhbərliyi altında yüksək temperaturlu ifratkeçirici Y-Ba-Cu-O sistemlərinin infraqırmızı əksətdirmə spektrləri, onların radiasiyaya davamlılığı və s. öyrənilmiş, orijinal, proqram təminatlı qurğu, yeni növ temperatur, təzyiq, güc və vibrasiya vericiləri yaradılmışdır. Bu cihazlar neft maşınqayırma-

sında, müdafiə sənayesində, tibbdə və digər sahələrdə geniş tətbiq olunan çevik nəzarət sistemlərinin yaradılmasında istifadə olunur və Arif müəllimin hazırda işlədiyi Aviasiya Akademiyasında da geniş tətbiqini tapmışdır.

Akademik A.M.Paşayev 1996-cı ildən “Azərbaycan Hava Yolları” Dövlət Konserni Milli Aviasiya Akademiyasının rektoru vəzifəsində çalışır. Onun təşəbbüsü ilə MAA-da yeni fakültələr, kafedralar açılmış, yüksək ixtisaslı mütəxəssislər cəlb olunmuş, Aviasiya Muzeyi yaradılmışdır.

İlk dəfə olaraq Arif müəllim elmi, təhsili və istehsalatı vəhdətdə inkişaf etdirərək müasir dünya standartlarına uyğun ali təhsil ocağı yaratmağa müvəffəq olmuşdur. Onun rəhbərlik etdiyi MAA-nın kollektivi “Azərbaycan Hava Yolları” Dövlət Konserni müəssisələrinin cihaz və avadanlıq tələbatını təmin edir.

Arif müəllimin rəhbərliyi altında Azərbaycanda ilk dəfə olaraq radio idarəolunan, vertolyotun aparıcı vintinin vəziyyətinə nəzarət edən elektron qurğu, pilotsuz uçuş aparatı, minaların axtarılması üçün radio idarəolunan robot yaradılmışdır.

A.M.Paşayev 400 elmi əsərin, 35 monoqrafiyanın və 40-dan artıq ixtiranın müəlifidir. Onun elmi əsərləri mühüm praktiki əhəmiyyət kəsb etməklə yanaşı, gənc alimlər üçün çox dəyərlidir.

O, fizika sahəsindəki yüksək nailiyyətlərinə görə “SSRİ-nin İxtiraçısı” medalına, Y.Məmmədəliyev adına medala, İngiltərə Beynəlxalq Bioqrafiya Mərkəzinin qızıl medalına və aviasiya mütəxəssislərinin hazırlanmasında və tədris prosesinin təşkili sahəsində xüsusi xidmətlərinə görə Dövlətlərarası Aviasiya Komitəsinin (MAK) qızıl medalına layiq görülmüşdür.

Azərbaycanda elmin inkişafındakı xidmətlərinə görə A.M.Paşayev Azərbaycan Respublikası Prezidentinin fərmanı ilə “ŞÖHRƏT” və “İSTİQLAL” ordenləri ilə təltif olunmuşdur.

Beynəlxalq Mühəndislər Akademiyasının, Beynəlxalq Ekoenergetika Akademiyasının və Beynəlxalq İnformasiya Yayımı Akademiyalarının akademiki, müdrik insan, böyük elm və təhsil təşkilatçısı Arif müəllimi yubileyi münasibəti ilə təbrik edir, yaradıcılıq uğurları, möhkəm can sağlığı arzulayırıq.

REDAKSİYA HEYƏTİ

AKADEMİK ELDAR SALAYEV- 80



Yarımkeçiricilər fizikası və elektronika sahəsində görkəmli nailiyyətləri və yenilikləri ilə tanınmış akademik Eldar Yunis oğlu Salayev 31 dekabr 1933-cü ildə anadan olmuşdur. 1956-cı ildə Bakı Dövlət Universitetini fərqlənmə diplomu ilə bitirib, Fizika İnstitutunda elmi fəaliyyətə başlayan E.Salayev ilk gündən bərk cisimlərin optik xassələri və enerji spektrinin tədqiqi ilə məşğul olmuşdur. Onun tədqiqatları geniş spektr oblastında işləyən fotoqəbuledicilər, işıq diodları, lazerlər və başqa sahələrin istiqamətlərinin inkişafına təkan vermiş və ilk elmi-istehsal komplekslərinin yaranmasına səbəb olmuşdur.

E.Salayev yeni mürəkkəb yarımkeçiricilərin alınması, tədqiqi, onlar əsasında yeni cihazların yaradılması və xalq təsərrüfatına tətbiqi ilə məşğul olur.

Nobel mükafatı laureatları akademiklər N.Q.Basov və A.M.Proxorov alimin qallium selenid birləşməsində stimullaşmış şüalanmaya aid ilk tədqiqatlarını yüksək qiymətləndirmişlər. İlk dəfə olaraq o, temperaturun dəyişməsi ilə qadağan olunmuş zolağın eninin barik əmsalının işarəsinin dəyişməsi effektini aşkar edib, izahını vermişdir. Akademik L.Lifşis tərəfindən laylı kristallarda nəzəri baxımdan verilmiş “membran effekti” adlanan hadisə ilk dəfə təcrübi olaraq Eldar müəllim tərəfindən aşkar edilmişdir.

Akademik E.Salayevin rəhbərliyi altında 1972-ci ildə Bakıda xüsusi təyinatlı cihazlar layihələşdirən, onların sınağını və sənaye miqyasında tətbiqini həyata keçirə bilən Fotoelektronika İnstitutu yaradıldı. Qısa

müddətdə dünya standartları səviyyəsində yeni fotoqəbuledicilər, elektronoptik çeviricilər, elektron mikrosoyuducuları, metrologiya və ölçmə texnikası sahəsində cihazlar yaradıldı, institutun təcrübə zavodunda istehsalı təşkil edildi və keçmiş İttifaqın zavodlarında tətbiq olundu. Bunlardan yerin təbii sərvətlərini tədqiq edən “Kosmos”, “Resurs-01”, “Resurs-09” kosmik aparatları, Mars planeti və onun Fobos peykini tədqiq edən “Fobos” avtomatik stansiyası, pilotsuz uçuş sistemləri və s. istifadə olunmuşdur. İnstitutun texnologiyası və iştirakı ilə ilk dəfə olaraq kosmik aparatda çəkisizlik şəraitində müxtəlif yarımkeçiricilərin kristalları alınmışdır.

Akademik E.Salayev talantlı elm təşkilatçısıdır. O, Fizika İnstitutunda bir neçə müasir tədqiqat laboratoriyasının yaradıcısı, şöbə müdiri, elmi işlər üzrə direktor müavini, Fotoelektronika İnstitutunun yaradıcısı və uzun müddət rəhbəri olmuşdur.

Akademik E.Salayev 1983-1997-ci illərdə Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyasının Prezidenti vəzifəsində çalışmışdır. Onun Akademiyaya rəhbərlik etdiyi dövrdə Respublikada fundamental tədqiqatların genişlənməsi, yeni texnika və texnologiyaların yaradılması sahələrində mühüm nəticələr alınmışdır. Bu illərdə Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyası Elmlər Akademiyalarının Beynəlxalq Assosiasiyasına daxil olmuş və Beynəlxalq İslam Elmlər Akademiyasına üzv seçilmişdir.

Akademik E.Salayev Azərbaycan Respublikasının Dövlət Mükafatına, N.Nərimanov və H.Z.Tağıyev adına mükafatlara, Azərbaycan Respublikasının Əməkdar Elm xadimi fəxri adına layiq görülmüşdür. O, Beynəlxalq İslam Akademiyasının, Beynəlxalq Şərq Neft Akademiyasının, Beynəlxalq Elektronika Akademiyasının, akademik A.M.Proxorov adına Rusiya Mühəndislər Akademiyasının, Nyü-York Akademiyasının, Böyük Britaniya Texnoloqiya cəmiyyətinin üzvü, “Orion” Elmi İstehsalat Birliyinin fəxri doktorudur.

E.Salayev 50-dən artıq elmlər namizədi və doktoru hazırlamışdır. O, bir neçə monoqrafiya, 300-dən artıq elmi məqalə, istehsalata tətbiq olunmuş yüzə yaxın ixtiranın müəllifidir.

İstedadlı alim və elm təşkilatçısı, həssas və diqqətli insan E.Y.Salayev elmi ictimaiyyətin haqlı hörmətini qazanmışdır, ona möhkəm cansağlığı, uzun və sağlam ömür, yeni uğurlar arzulayırıq.

NAZİM MƏMMƏDOV – 60



Tanınmış fizik, fizika-riyaziyyat elmləri doktoru, Azərbaycan MEA Fizika İnstitutunun direktoru, Nazim Timur oğlu Məmmədov 5 noyabr 1953-cü ildə Bakı şəhərində anadan olmuşdur. 1975-ci ildə Moskva şəhərində “Polad və Xəlitələr” İnstitutunu bitirib 1976-cı ildə Azərbaycan EA Fizika İnstitutunun aspiranturasına daxil olan gənc mütəxəssis sonrakı elmi fəaliyyətini bu institutla bağlamış, burada institutun direktoru vəzifəsinə qədər bir yol keçmişdir. Onun apardığı tədqiqat işləri və qazandığı elmi nailiyyətlər Respublikamızda çox müasir bir elmi istiqamətin yaranıb inkişaf etməsinə gətirmişdir

N.Məmmədovun elmi fəaliyyət dövrləri iki mərhələyə bölünə bilər. Birinci mərhələ 1975-ci ildən başlayaraq 1990-cı ildə fizika üzrə doktorluq dissertasiyası müdafiə edənə qədər, əsasən Azərbaycan MEA Fizika İnstitutunda, keçmiş SSRİ məkanında yerləşmiş A.F.İoffe adına Fizika-Texnika İnstitutunda (Sankt-Peterburq ş.) və SSRİ EA Sibir filialının Qeyri-Üzvi Kimya İnstitutunda (Novosibirsk ş.) işlədiyi dövrləri əhatə edir.

O, keçmiş SSRİ-də ilk dəfə təcrübə və nəzəri olaraq işıq şüalanmasına bərk cismin elektron sisteminin dielektrik cavabının öyrənilməsinə spektroellipsometrik yanaşmanı tətbiq etmişdir. Aşağıölçülü bərk cismin nüvə altsisteminin radiotezlikli şüalanmaya reaksiyası onun elmi fəaliyyətinin digər bir sahəsi olmuşdur.

N.Məmmədov qeyd olunan işləri sayəsində P.N.Lebedev adına Fizika İnstitutunda (Moskva ş.) Optika və Lüminessensiya

üzrə problem komitəsinin heyətinə daxil edilmiş və 1990-cı ilə qədər Proqram Komitəsi üzvü kimi çoxlu sayda Ümumittifaq konfransların işinin istiqamətləndirilməsində mühüm xidmət göstərmişdir.

N.Məmmədovun elmi fəaliyyətinin ikinci mərhələsi Yaponiya ilə bağlıdır. 1994-cü ildə o, Naqaoka Texnoloji Universitetinə professor kimi dəvət olunmuşdur. 1997-ci ildə Yapon Elmi İrəlilətmə Cəmiyyətinin (Japan Society for the Promotion of Science) professor qrantına layiq görülmüşdür. O, 1998-ci ildə Osaka Universitetinin Fizika və Elektronika fakültəsində professor vəzifəsində davamlı olaraq 2005-ci ilə qədər işləmiş və dərs demişdir. 2005-ci ilin yanvarında o, Fizika İnstitutunda (Bakı ş.) Azərbaycan-Yaponiya birgə layihəsi əsasında yeni “Ellipsometriya” laboratoriyası təşkil etmişdir və laboratoriya Yaponiya, Almaniya, Fransa və digər ölkələrdə Beynəlxalq tədqiqatların analitik mərkəzinə çevrilmişdir.

Bu gün geniş istifadə olunan titan-sapfir lazerlərini əvəz edə biləcək nadir torpaq elementləri ilə aşqarlanmış geniş zolaqlı tioqallat materiallar əsasında hazırlanmış, Yaponiya patenti almış bərkcisimli, köklənəbilən lazerlər də N.Məmmədovun adı ilə bağlı işlər sırasına daxildir.

Axırıncı illərdə N.Məmmədovun şəxsi fəaliyyəti nəticəsində 10-dan artıq Yaponiya, STCU, AMEA-Belorusiya, AMEA-CNRS (Fransa), Elmin İnkişafı Fondu və Avropa Komissiyasından qrantlar alınmışdır. Böyük həcmli pilot layihəsi Fizika İnstitutunun cəmi iki il müddətində innovasiya yönü inkişaf yoluna qədəm qoymasına gətirib çıxarmışdır.

N.Məmmədov 250-dən çox elmi əsərin, bir neçə patentin (o cümlədən 2 Yaponiya patentinin) müəllifidir. Onun elmi rəhbərliyi altında bir neçə elmlər doktoru və fəlsəfə doktoru, həmçinin Yaponiyada bir fəlsəfə doktoru (Ph.D) yetişmişdir.

Nazim müəllim 2010-cu ildən Fizika İnstitutunda xarici əlaqələr və innovasiya üzrə direktor müavini, 2013-cü ilin yanvar ayından isə institutun direktorudur. O, Respublikanın və AMEA-nın keçirdiyi bir sıra yüksək səviyyəli tədbirlərdə fəal iştirak edir.

Nazim müəllim indi ömrünün ən fəal, məhsuldar və səmərəli dövrünü yaşayır. Onu yubileyi münasibəti ilə təbrik edir, cansağlığı, elmi və təşkilatçılıq işlərində yeni uğurlar arzulayırıq.

REDAKSİYA HEYƏTİ

УДК 539.21

ХИМИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ ДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА В КВАНТОВОЙ ЯМЕ СЛОЖНОЙ ФОРМЫ

Б.М.АСКЕРОВ, С.Р.ФИГАРОВА, Г.Н.ХАСИЕВА

*Бакинский Государственный Университет
AZ 1148, Баку, ул. 3. Халилова, 23
figarov@bsu.az*

Поступила: 24.01.2014
Принята к печати: 10.02.2014

РЕФЕРАТ

В работе вычислен химический потенциал двумерного электронного газа в квантовой яме сложной формы. Определена концентрационная и температурная зависимости химического потенциала двумерного электронного газа. Показано, что с увеличением концентрации носителей тока зависимость химического потенциала от концентрации носит немонотонный характер. Химический потенциал вырожденного электронного газа с ростом квантового числа растет. Уровень Ферми осциллирует с толщиной пленки. Получено, что химический потенциал невырожденного двумерного электронного газа уменьшается с увеличением температуры.

Ключевые слова: двумерный электронный газ, квантовая яма, химический потенциал.

ВВЕДЕНИЕ

Когда толщина образца становится порядка длины волны де Бройля, возникают квантовые размерные эффекты. Круг квантовых размерных эффектов не ограничивается специфической зависимостью кинетических и термодинамических характеристик от толщины пленки. Поведение этих эффектов существенно зависит от вида квантовой ямы. Свойства двумерного электронного газа в прямоугольной [1-3] и параболической [4,5] квантовой яме изучены довольно подробно. В данной работе исследуются свойства двумерного электронного газа в квантовой яме сложной формы, которая при определенных условиях переходит в прямоугольную и параболическую квантовые ямы.

Квантование движения носителей тока должно приводить к изменению температурной и концентрационной зависимости характеристик пленки, к новой зависимости этих характеристик от толщины пленки, величины и направления магнитного поля [6-8]. Так как химический потенциал существенно влияет на кинетические коэффициенты и определяет их поведение [8], то мы будем изучать, именно, химический потенциал двумерного электронного газа в квантовой яме сложной формы.

В данной работе изучен химический потенциал двумерного как вырожденного, так и невырожденного электронного газа. Получены общие выражения для зависимости химического потенциала от концентрации и температуры в сложной квантовой яме, которые в предельных случаях переходят в известные выражения как для прямоугольной, так и для параболической потенциальной ямы. Показано, что с увеличением концентрации носителей тока зависимость химического потенциала от концентрации носит немонотонный характер. Отмечено, что для вырожденного электронного газа с ростом квантового числа химический потенциал растет. Также получено, что химический потенциал невырожденного двумерного электронного газа уменьшается с увеличением температуры.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА В КВАНТОВОЙ ЯМЕ СЛОЖНОЙ ФОРМЫ

В данной работе рассматривается энергетический спектр двумерного электронного газа в квантовой яме с потенциальной энергией $U = U_0 / \cos^2(z/a)$, которая имеет вид [9]

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

здесь $\varepsilon_0 = \frac{\hbar^2 \pi^2}{8ma^2}$ при $n=0$ и $U_0=0$, a - полуширина квантовой ямы, U_0 - минимум потенциальной энергии, n - квантовое число.

В пределе больших квантовых чисел выражения (1) совпадает со спектром бесконечно глубокой прямоугольной потенциальной ямы

$$\varepsilon_n = \frac{\hbar^2 n^2 \pi^2}{2ma^2}.$$

В противоположном предельном случае – для малых квантовых чисел - этот спектр совпадает со спектром гармонического осциллятора - параболическая квантовая яма

$$\varepsilon_n = U_0 + \hbar \omega_0 (n + 1/2),$$

где $\omega_0 = \sqrt{2\pi^2 U_0 / ma^2}$ - частота гармонического осциллятора.

Таким образом, две модельные задачи, часто используемые в квантовой механике, - спектр энергии частицы в прямоугольном потенциальном ящике и спектр энергии гармонического осциллятора - являются частными случаями спектра (1).

Можно показать, что для энергетического спектра (1), функция плотности состояний двумерного электронного газа имеет вид [10]

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

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

ХИМИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ ДВУМЕРНОГО ВЫРОЖДЕННОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА

Знание функции плотности состояний двумерного электронного газа позволяет изучать статистические свойства электронной системы. Здесь мы рассмотрим связь между концентрацией носителей заряда и химическим потенциалом.

Концентрация двумерного электронного газа N определяется формулой:

$$N = \frac{m}{\pi \hbar^2 a} \sum_n \int_{\varepsilon_n}^{\infty} f(\varepsilon) \Theta(\varepsilon - \varepsilon_n) d\varepsilon, \quad (2)$$

где $f(\varepsilon)$ - функция распределения Ферми-Дирака. Вычисляя интеграл в (2) с помощью свойств ступенчатой функции Хевисайда, получаем

$$N = \frac{mk_0T}{\pi\hbar^2 a} \sum_n \ln \left(1 + \exp \frac{\mu - \varepsilon_n}{k_0T} \right). \quad (3)$$

Формула (3) справедлива при любой степени вырождения электронного газа.

В случае вырожденного электронного газа из (3) в первом приближении по вырождению имеем равенство:

$$N = \frac{m}{\pi\hbar^2} \sum_{n=0}^{\infty} (\mu - \varepsilon_n). \quad (4)$$

Для приведенного выше энергетического спектра (1) формула (4) примет вид

$$N = \frac{m}{\pi\hbar^2 a} \cdot n \left[\mu - U_0 - 2\sqrt{\varepsilon_0^2 + \varepsilon_0 U_0} (n+2) - \frac{4}{3} \varepsilon_0 (n^2 + 3n + 2) \right]. \quad (5)$$

Используя выражение (5), получим формулу для химического потенциала вырожденного электронного газа на уровне Ферми:

$$\mu_F = \frac{N\pi\hbar^2 a}{mn} + U_0 + 2\sqrt{\varepsilon_0^2 + \varepsilon_0 U_0} (n+2) + \frac{4}{3} \varepsilon_0 (n^2 + 3n + 2). \quad (6)$$

На основе формулы (6) была построена зависимость химического потенциала от параметра ямы $x = U_0/\varepsilon_0$ и квантового числа n (Рис.1). При этом использовались следующие параметра для *GaAs* $n = 10^{25} \text{ м}^{-3}$, $m_* = 0.067m$, $\varepsilon_0 = 60 \text{ meV}$.

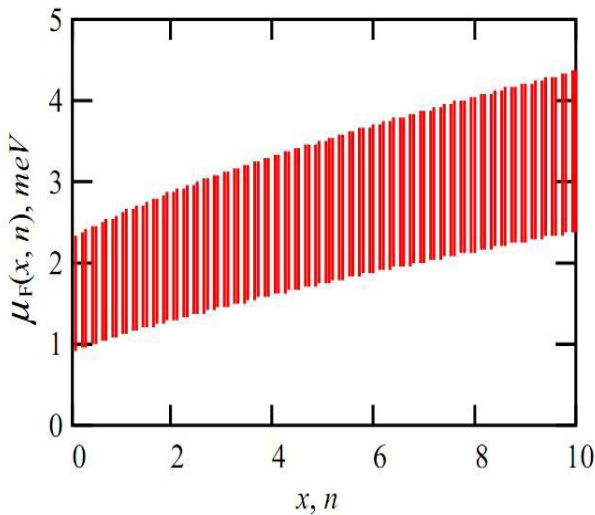


Рис 1.

Зависимость химического потенциала вырожденного электронного газа от параметра ямы $x = U_0/\varepsilon_0$ и квантового числа n .

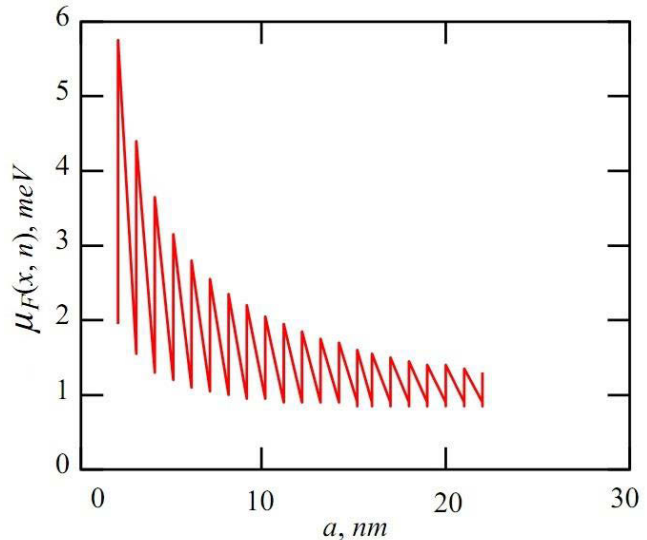


Рис 2.

Зависимость уровня Ферми от толщины размерно-квантованной пленки.

Из Рис.1 видно, что химический потенциал растет с увеличением квантового числа, т.е. при переходе от параболической квантовой ямы к бесконечной глубокой потенциальной яме.

На основе выражения (6) была построена зависимость химического потенциала и от ширины потенциальной ямы – толщины пленки (Рис.2), из которой следует, что уровень Ферми обратно пропорционален толщине пленки. Уровень Ферми осциллирует с толщиной пленки. Минимумы на кривой связаны с уменьшением энергии первого пленочного уровня (пропорционально a^{-2}) и

плотности состояний (пропорционально a^{-1}). Максимумы определяются толщинами, при которых граница Ферми совпадает с дном очередной подзоны. На немонотонное поведение уровня Ферми от толщины пленки указано в работе [11], где при толщине пленки 18nm уровень Ферми принимает значение 75meV, что находится в хорошем согласии с нашими теоретическими данными при больших квантовых числах.

ХИМИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ ДВУМЕРНОГО НЕВЫРОЖДЕННОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА

Если $\exp \frac{\mu}{k_0 T} \ll 1$, то двумерный электронный газ является невырожденным. Для энергетического спектра (1) критерий вырожденности имеет вид

$$\ln \frac{N \pi \hbar^2 a}{m k_0 T} \gg 1.$$

При больших концентрациях и малых температурах, а также малых эффективных массах двумерный электронный газ становится вырожденным, в то время как при больших температур и больших эффективных массах - невырожденным.

Разлагая логарифма в формуле (3) в ряд и удерживая только члены первого порядка малости, получаем

$$N = \frac{m k_0 T}{\pi \hbar^2 a} \exp \frac{\mu - U_0 - \varepsilon_0}{k_0 T} Z, \quad (7)$$

здесь $Z = \sum_{n=0}^{n_0} \exp \frac{-\varepsilon_0(1+2n)^2 - 2\sqrt{U_0 \varepsilon_0 + \varepsilon_0^2}(1+2n)}{k_0 T}.$

Из выражения (7) для химического потенциала невырожденного электронного газа окончательно получаем

$$\mu = U_0 + \varepsilon_0 + k_0 T \ln \frac{N \pi \hbar^2 a}{m k_0 T Z}. \quad (8)$$

Зависимость химического потенциала от параметра ямы $x = U_0 / \varepsilon_0$ в случае невырожденного электронного газа представлена на Рис.3.

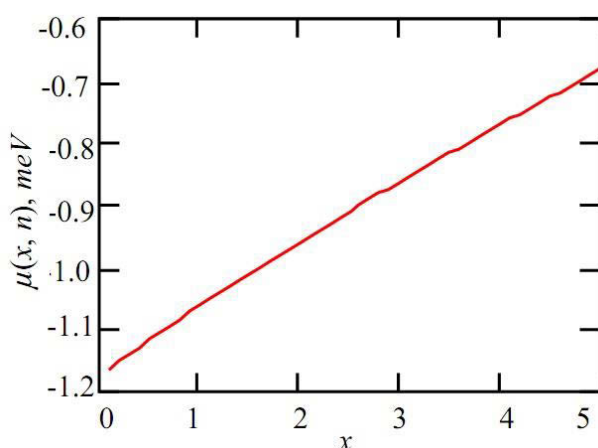


Рис.3.

Зависимость химического потенциала от параметра ямы $x = U_0 / \varepsilon_0$ для невырожденного электронного газа.

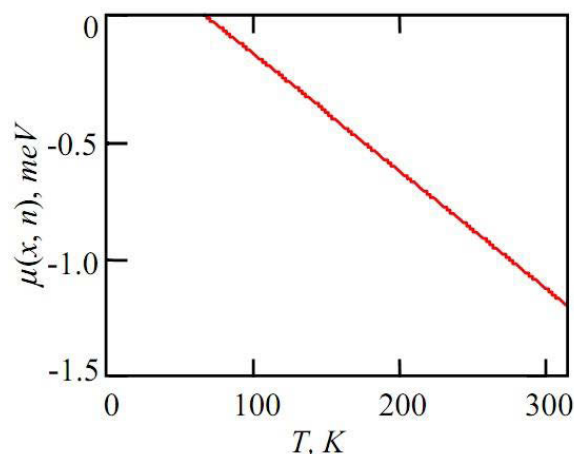


Рис. 4.

Зависимость химического потенциала невырожденного электронного газа от температуры.

Из Рис.3 видно, что в случае невырожденного электронного газа химический потенциал также, как и в случае вырожденного, растет с увеличением параметра квантовой потенциальной ямы.

Из зависимости химического потенциала от температуры (Рис.4) следует, что химический потенциал невырожденного электронного газа уменьшается с увеличением температуры, что согласуется с результатами работы [11].

ЗАВИСИМОСТЬ ХИМИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА ОТ КОНЦЕНТРАЦИИ

В работе построена зависимость химического потенциала от концентрации электронного газа для двух значений температуры $T=300$ К (а) и $T=77$ К (б) (Рис.5).

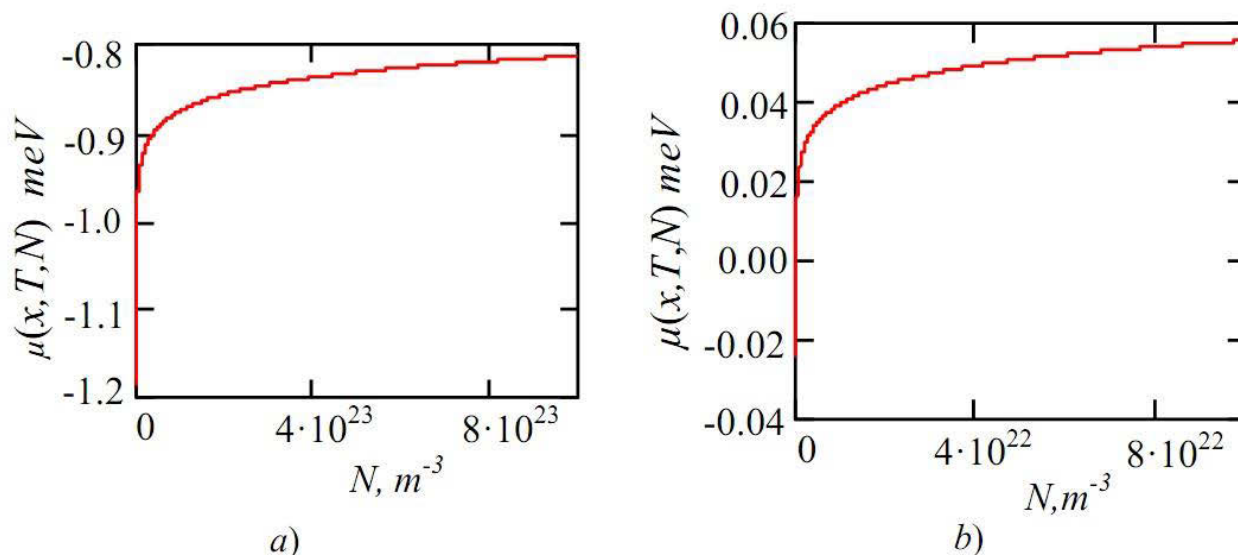


Рис 5.

Зависимость химического потенциала от концентрации электронного газа при температурах $T=300$ К(а), $T=77$ К(б).

Из Рис.5 видно, что зависимость химического потенциала от концентрации немонотонная, при малых концентрациях химический потенциал растет, а затем выходит на насыщение. Таким образом, исследуя зависимость химического потенциала от температуры и концентрации, можно сделать ряд заключений о форме квантовой ямы двумерного электронного газа.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе изучен химический потенциал двумерного как вырожденного, так и невырожденного электронного газа. Получены общие выражения для химического потенциала в зависимости от концентрации, температуры, вида квантовой ямы и толщины размерно-квантованной пленки. Показано, что форма квантовой ямы существенно влияет на концентрационную и температурную зависимости химического потенциала. Установлено, что зависимость химического потенциала от концентрации носит немонотонный характер. Отмечено, что уровень Ферми растет с ростом квантового числа и уменьшается с ростом толщины пленки. Также показано, что химический потенциал двумерного электронного газа уменьшается с увеличением температуры.

1. Б.А.Тагвер, В.Я.Демиховский, *Квантовые размерные эффекты в полупроводниковых и полуметаллических пленках. Успехи физических наук*, 96 (1968) 61-86.
2. В.М.Гохфельд, *О термодинамике квазидвумерного электронного газа, Физика низких температур*, 31 (2005) 769-773.
3. И.М.Лифшиц, Ф.М.Косеевич, Об осцилляциях термодинамических величин вырожденного Ферми-газа при низких температурах, *Известие АН СССР, серия физике*, 19 (1955) 395-405.
4. Ф.М.Гашимзаде, А.М.Бабаев, Х.А.Гасанов, *Термоэдс полупроводниковой пленки с параболическим потенциалом в сильном магнитном поле, ФТТ*, 41 (2001) 1776-1778.
5. F.M.Gashimzade, A.M.Babaev, Kh.A.Gasanov, Thermodynamics of semiconductive film with a parabolic in a strong magnetic field, *Fizika*, VIII (2002) 28-32.
6. W.Zawadzki, *Thermodynamics of two-dimensional electron gas in a magnetic field. Springer series in solid-state sciences*, 53 (1984) 79-85.
7. D.Weiss, C.Zhang, R.R.Gerhardts, K.V.Klitzing, *Density of states in a two-dimensional electron gas in the presence of a one-dimensional superlattice potential, Phys. Rev. B* 39, (1989) 39-42.
8. D.Vagner, *Thermodynamics of two-dimensional electron on Landau levels, HIT Journal of Science and Engineering A*, 3 (2006) 102-152.
9. А.Б.Щварцбург, *Дисперсия электромагнитных волн в слоистых и неустационарных средах, Успехи физических наук*, 170 (200) 1297-1324.
10. В.М.Əsgərov, S.R.Fiqarova, G.N.Orucova, *Kvant çuxurunda elektronların hal sıxlığı funksiyası BDU, XXXII № 4* (2012) 101-105.
11. A.C.A.Ramos, G.A.Farias, N.S.Almeida, *Thermodynamics of a quasi-two dimensional electron gas: Effects of magnetic fields, temperature and finite width. Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 43 (2011) 1878-1881.

**MÜRƏKKƏB FORMALI KVANT ÇUXURUNDA İKİÖLÇÜLÜ ELEKTRON QAZININ
KİMYƏVİ POTENSİYALI**

B.M.ƏSGƏROV, S.R.FİQAROVA, G.N.XASIYEVA

Bu işdə mürəkkəb formalı kvant çuxurunda ikiölçülü elektron qazının kimyəvi potensialı hesablanmışdır. İkiölçülü elektron qazının kimyəvi potensialının konsentrasiya və temperaturdan asılılıqları təyin edilmişdir. Göstərilmişdir ki, cərəyan daşıyıcılarının konsentrasiyasının artması ilə kimyəvi potensialın konsentrasiyadan asılılığı qeyri-monoton xarakter daşıyır. Cırılmış elektron qazının kimyəvi potensialı kvant ədədlərinin artması ilə artır. Həmçinin alınmışdır ki, cırılmamış ikiölçülü elektron qazının kimyəvi potensialı temperaturun artması ilə azalır.

**CHEMICAL POTENTIAL OF TWO-DIMENSIONAL ELECTRON GAS IN A QUANTUM WELL
OF THE COMPLICATED FORM**

B.M.ASKEROV, S.R.FIGAROVA, G.N.KHASIYEVA

In this work the chemical potential of the two-dimensional gas in a quantum well of the complicated form has been calculated. Concentration and temperature dependences of the chemical potential of two-dimensional gas have been defined. It has been shown that concentration dependence of chemical potential has been non-monotonic. Besides, it has been received that the chemical potential of the nondegenerate two-dimensional electron gas decreased with the temperature increases.

PACS: 73.63.-b, 73.63.Nm, 72.15.Gd

NON-STATIONARY CONDUCTIVITY OF THE QUANTUM WIRE

R.G.AGHAYEVA

*Institute of Physics, Azerbaijan National Academy of Sciences
AZ1143, Baku, H. Javid ave., 131
a.rana@physics.ab.az*

received: 03.12.2013
accepted: 24.01.2014

ABSTRACT

Keywords: coherent state, quantum wire, conductivity tensor, non-stationary electric field.

In the coherent states basis the components of the conductivity tensor are calculated for the parabolic quantum wire, which directed along the quantizing magnetic field and transversely to the confinement and non-stationary electric field.

Non-stationary conductivity of the non-degenerate electron gas in uniform stationary quantizing magnetic field and weak non-stationary electric field was calculated by author [1]. In present paper the same problem is solved for the parabolic quantum wire (QW) aligned with the magnetic field. All the calculations in this paper are made in the basis of coherent states (CS) [2].

Let us consider a QW in uniform stationary quantizing magnetic and non-stationary electric fields. We choose the vector potential in the form $A = [-(H/2)y, (H/2)x, 0]$ which corresponds to the magnetic field H , parallel to the z axis. The electric field E is directed along the y axis. The QW is directed along the z axis and is characterized by parabolic confinements in the plane (x, y) . The Hamiltonian of the problem under consideration is

$$\hat{H} = \frac{1}{2m} \left[\left(\hat{p}_x - \frac{m\omega_c \hat{y}}{2} \right)^2 + \left(\hat{p}_y + \frac{m\omega_c \hat{x}}{2} \right)^2 + \hat{p}_z^2 + m^2 \omega_0^2 (\hat{x}^2 + \hat{y}^2) \right] + eE\hat{y}, \quad (1)$$

where x is the usual canonical coordinate, $\hat{p}_x$ is its conjugate momentum, $\omega_c = eH/mc$ is the cyclotron frequency, c is the velocity of light in vacuum, m is electron mass, e is the absolute value of its charge and ω_0 characterizes the parabolic potential of the QW for electron in conduction band. In (1) we set $E = E \exp(-iWt)$ and suppose that this non-stationary electric field with the frequency W is weak, and $E = \text{const}$.

We calculate the non-diagonal $\sigma_{xy}(W)$ and the diagonal $\sigma_{yy}(W)$ components of the conductivity tensor basing on the Kubo formula for the conductivity, written Fujita in terms of one-particle operators [3]. For the Maxwell-Boltzmann statistics it has the form (in our notation)

$$\sigma_{\mu\nu}(W) = e^2 e^{\gamma\xi} \int_0^\infty dt e^{-iWt} \lim V^{-1} \int_0^\gamma d\gamma' \text{Tr} e^{-\gamma'\hat{H}_0} e^{\gamma'\hat{H}_0} \hat{v}_\nu e^{-\gamma'\hat{H}_0} e^{i\hat{H}_0 t/\hbar} \hat{v}_\mu e^{-i\hat{H}_0 t/\hbar}, \quad (2)$$

where $\lim$ is the thermodynamic limit, ξ is the chemical potential, μ, ν take the values x or y , V is the volume occupied by the system,

$$\hat{v}_\mu = \frac{i}{\hbar} [\hat{H}_0, \mu], \quad \gamma = (kT)^{-1},$$

T is the temperature, k is the Boltzmann constant. Henceforth the subscript 0 shows that the corresponding quantities are taken at $E = 0$.

The operator $\hat{v}_y$ is calculated in a way similar to that used to calculate $\hat{v}_x$ in [4] but with Hamiltonian $\hat{H}_0$:

$$\hat{v}_x = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega}} (\omega_+ e^{-i\omega_+ t} \hat{A}_{\alpha 0}^- - i\omega_- e^{-i\omega_- t} \hat{A}_{\beta 0}^-) + c. c., \quad (3)$$

$$\hat{v}_y = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega}} (i\omega_+ e^{-i\omega_+ t} \hat{A}_{\alpha 0}^- - \omega_- e^{-i\omega_- t} \hat{A}_{\beta 0}^-) + c.c., \quad (4)$$

$$\omega_{\pm} = \frac{\omega \pm \omega_c}{2}, \quad \omega^2 = \omega_c^2 + 4\omega_0^2, \quad (5)$$

Here $\hat{A}_{\alpha 0}^-$ and $\hat{A}_{\beta 0}^-$ are the boson annihilation operators and the integrals of motion for the quantum system with Hamiltonian $\hat{H}_0$. The wave function of this problem is $\psi = |\alpha\rangle_0 |\beta\rangle_0 |k_z\rangle$ in the basis of CS, where α and β are arbitrary complex numbers, the functions $|\alpha\rangle_0$ and $|\beta\rangle_0$ obey the normalisation condition, $\hat{A}_{\alpha 0}^- |\alpha\rangle_0 = \alpha |\alpha\rangle_0$, $\hat{A}_{\beta 0}^- |\beta\rangle_0 = \beta |\beta\rangle_0$, $|k_z\rangle = \exp(ik_z z)$, $\hbar k_z = p_z$ [4].

Substitute expressions (3) and (4) for the velocity into (2), omit terms proportional to $\hat{A}_{\alpha 0}^{\pm} \hat{A}_{\beta 0}^{\pm}$, $\hat{A}_{\alpha 0}^- \hat{A}_{\alpha 0}^-$, $\hat{A}_{\alpha 0}^+ \hat{A}_{\alpha 0}^+$, $\hat{A}_{\beta 0}^- \hat{A}_{\beta 0}^-$, $\hat{A}_{\beta 0}^+ \hat{A}_{\beta 0}^+$ as they reduce to zero when integrated over α and β (see (25) [1]) and arrange the remaining terms using the identity (30) from [1].

Then calculate the integral over γ' :

$$\begin{aligned} \sigma_{yy}(W) &= \int_0^{\infty} [A \cos \omega_+ t + B \cos \omega_- t] dt, \quad \sigma_{xy}(W) = \int_0^{\infty} [A \sin \omega_+ t - B \sin \omega_- t] dt, \quad (6) \\ A &= \frac{e^2}{\hbar m \omega} e^{\gamma \xi} e^{-iWt} \lim V^{-1} \hbar \omega_+ (1 - e^{-\gamma \hbar \omega_+}) \text{Tr} \hat{A}_{\alpha 0}^+ e^{-\gamma \hat{H}_0} \hat{A}_{\alpha 0}^- \\ B &= \frac{e^2}{\hbar m \omega} e^{\gamma \xi} e^{-iWt} \lim V^{-1} \hbar \omega_- (1 - e^{-\gamma \hbar \omega_-}) \text{Tr} \hat{A}_{\beta 0}^+ e^{-\gamma \hat{H}_0} \hat{A}_{\beta 0}^-. \end{aligned}$$

Now, we write the trace using (22) [1], calculate the integrals over k_z, α, β , using (23)-(25) [1], and

$$\exp(-\xi \gamma) = Z_0 N^{-1}. \quad (7)$$

The expression (7) is valid for Maxwell-Boltzmann statistics [1]. Here Z_0 is the one-particle grand partition function, N is the number of electrons in the system. As result we obtain:

$$\sigma_{xy}(W) = \frac{e^2 n}{\hbar m \omega} \int_0^{\infty} dt e^{-iWt} (\omega_+ \sin \omega_+ t - \omega_- \sin \omega_- t), \quad (8)$$

$$\sigma_{yy}(W) = \frac{e^2 n}{\hbar m \omega} \int_0^{\infty} dt e^{-iWt} (\omega_+ \cos \omega_+ t + \omega_- \cos \omega_- t). \quad (9)$$

Performing the time integration of $\text{Re} \sigma_{yy}$ we use the table integral

$$\int_0^{\infty} dt \cos \theta t \cos \tau t = \pi \tau \delta(\tau^2 - \theta^2). \quad (10)$$

$\text{Im} \sigma_{yy}$ and σ_{xy} can be easily calculated with the Laplace transform of sine:

$$L(\sin t) \equiv \int_0^t e^{-pt} \sin t dt = (p^2 + 1)^{-1}. \quad (11)$$

Finally, we obtain

$$\sigma_{xy}(W) = \frac{e^2 n}{m \omega} \left(\frac{\omega_+^2}{\omega_+^2 - W^2} - \frac{\omega_-^2}{\omega_-^2 - W^2} \right), \quad (12)$$

$$\sigma_{yy}(W) = \frac{ne^2}{m} \frac{W}{\omega} \left[\pi \omega_+ \delta(W^2 - \omega_+^2) + \pi \omega_- \delta(W^2 - \omega_-^2) - \frac{i\omega_+}{W^2 - \omega_+^2} - \frac{i\omega_-}{W^2 - \omega_-^2} \right] \quad (13)$$

Consider three specific cases of the expressions (12) and (13):

1. a bulk sample ($\omega_0 = 0$) in non-stationary electric field ($W \neq 0$).

This case was considered in [1]. For $\omega_0 = 0$ the expressions (12) and (13) take the form

$$\sigma_{xy}(W) = \frac{e^2 n}{m} \left(\frac{\omega_c}{\omega_c^2 - W^2} \right), \quad \sigma_{yy}(W) = \frac{ne^2}{m} \left[\pi W \delta(W^2 - \omega_c^2) - \frac{iW}{W^2 - \omega_c^2} \right], \quad (14)$$

that exactly coincides with the result from [1].

2. a bulk sample ($\omega_0 = 0$) in stationary electric field ($W = 0$). Substituting $W = 0$ into (14) we obtain well known results: $\sigma_{yy} = 0$ and the Obraztsov's formula

$$\sigma_{xy}(W) = \frac{enc}{H}$$

3. QW ($\omega_0 \neq 0$) in stationary electric field ($W = 0$)

For $W = 0$ the expressions (12) and (13) are equal to zero which is in full accord with the results obtained previously [4]. Attention should be focused on one essential point related to the magnitude of σ_{xy} in stationary electric field: for QW $\sigma_{xy} = 0$ as distinct from a bulk sample where $\sigma_{xy} \neq 0$.

I wish to express my deep appreciation to Prof. F.M. Hashimzade for helpful discussions.

1. *Proceeding of Third International Seminar "Group Theoretical Methods in Physics, vol.2* R.G.Aghayeva, London: Gordon and Breach (1984) 213-222.
2. *Динамические симметрии и когерентные состояния квантовых систем.* И.А.Малкин, В.И.Манько, Москва: Наука (1979) 320.
3. *Introduction to Non-equilibrium Quantum Statistical Mechanics*, S.Fujita, Philadelphia- London: W.B.Saunders Company (1966) 165.
4. Р.Г.Агаева, *Проводимость квантовой проволоки в базисе когерентных состояний*, Transactions of Azerbaijan National Academy of Sciences, Series of Physical-Mathematical and Technical Sciences, Physics and Astronomy, XXVII №5 (2007) 29-32.

KVANT MƏFTİLİN QEYRİ-STASİONAR ELEKTRİKKEÇİRMƏSİ

R.Q. AĞAYEVA

Koherent hallar bazisində istiqaməti kvantlayıcı maqnit sahəsinə paralel, konfaynmentə və qeyri-stasionar elektrik sahəsinə perpendikulyar olan kvant məftili üçün elektrikkeçirmə tenzorunun komponentləri hesablanmışdır.

НЕСТАЦИОНАРНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ КВАНТОВОЙ ПРОВОЛОКИ

Р.Г. АГАЕВА

В базисе когерентных состояний вычислены компоненты тензора проводимости параболической квантовой проволоки, направленной вдоль квантующего магнитного поля и перпендикулярно к конфайнменту и нестационарному электрическому полю.

Редактор: акад. Б.М.Аскеров

PACS 81.05 Rm; 82.47 Nj

MICROPOROUS SILICON-BASED ETHANOL-FED FUEL CELLS

T.D.DZHAFAROV, S.H.RAGIMOV, A.F.NABIYEVA, S.AYDIN YUKSEL*

Institute of Physics, Azerbaijan National Academy of Sciences

AZ 1143, Baku, H. Javid ave., 131

*Department of Physics, Yildiz Technical University**

34210, Esenler/Istanbul, Turkey

caferov@physics.ab.az

Daxil olub: 26.12.2013
Çapa verilib: 16.01.2014

ABSTRACT

The fabrication and properties of the free-standing porous silicon (PS) layers and Ag/PS/Si cells with microporous silicon membrane and silver catalyst under ethanol exposition have been presented. Porous silicon layers have been fabricated by electrochemical modification on silicon substrates. Morphological, optical and electrical characteristics of the free-standing PS layers and Ag/PS/Si layers have been investigated. The broadening of band gap energy of free-standing PS has been discovered. The open-circuit voltage generated at room temperature in ethanol-bed Ag/PS/Si cells increases with increase of both ethanol concentration (up to 760mV) and porosity of PS membrane. Mechanisms of electricity generation in Ag/PS/Si cells under ethanol influence have been considered. Advantage of considered type of microporous silicon-based mini ethanol fuel cells consists in their operation at room temperature.

Keywords: microporous silicon, silver electrode, mini fuel cell, ethanol electrolyte, open circuit voltage

INTRODUCTION

Fuel cells have been identified as one of promising sources of the clean energy. Fuel cell is an electrochemical device which directly converts the chemical energy of a fuel into electricity. This process does not follow Carnot's theorem and therefore upper limit for conversion efficiency existing for internal combustion engine for fuel cell absents [1]. Among existing of two types proton exchange membrane fuel cells (PEMFC) – hydrogen fuel cell and direct methanol or ethanol fuel cell (DMFC or DEFC respectively) - the former meets challenges related with reforming, transportation, storing and handling of gaseous hydrogen. DMFC and DEFC directly convert liquid methanol or ethanol into electricity without reforming and therefore they have not above lacks. Both DMFC and DEFC have been projected to be strong candidates for application in portable electronics. Ethanol has a higher energy density (8.0kWh/kg) compared to methanol (5.5kWh/kg) fuel. Ethanol is nontoxic and easily can be produced from renewable biomass resources.

Most of previous studies have been devoted to direct methanol fuel cells with organic polymer membrane (Nafion type). Methanol crossover through the polymer membrane is one of the major causes restricting wider application of DMFC [2]. The fuel crossover through polymer membrane in direct alcohol (methanol, ethanol and 1-propanol) fuel cells increases at the temperatures ranging from temperature to 100°C [3]. Review of investigations on direct ethanol fuel cells with polymer membrane with the upper operation temperature limit at about 110°C is made in [4].

To best of our knowledge, data on direct ethanol fuel cells with geometric stable solid membrane lack in literature. Aravamudhan et al [5] used a structure consisting of porous silicon (PS) anode and porous silicon cathode sandwiching a Nafion membrane and the open circuit voltage of 260mV and maximum power density of 8.1mW/cm² with a fuel supply of 8.5M ethanol solution. Data on properties of fuel cells with porous

silicon membrane directly fed with different hydrogen-containing solutions have been earlier published [6-8].

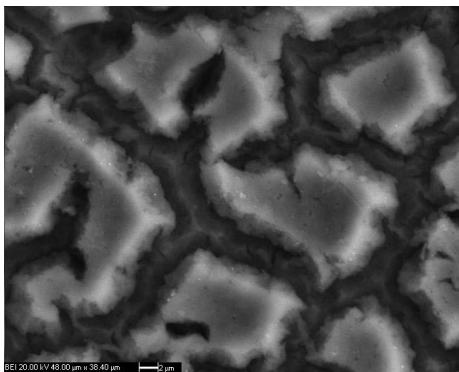
Present study demonstrates that Ag/PS/Si fuel cell with microporous silicon as proton conducting membrane and silver catalyst directly fed to ethanol solution is interesting for micro power generation.

EXPERIMENTAL

Antimony-doped n-type (111) silicon wafers with $0.45 \Omega \text{ cm}$ resistivity were used as a starting material. Porous silicon layers of $20 \div 80 \mu\text{m}$ thickness and porosities ranging from 25 to 72% were formed by anodization in $\text{HF}:\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}:\text{H}_2\text{O}=1:1:1$ solution at current density of $30 \div 50 \text{ mA/cm}^2$. The free-standing PS layers were detached from Si substrate by electro-polishing. The PS layers on Si substrates and free-standing layers were characterized by porosity, thickness, resistivity, scanning microscopy (SEM), transmittance and reflectance measurements [9]. Porosity has been measured by means of a gravimetric method. The surface morphology of porous silicon has been analyzed using Scanning Electron Microscopy (JSM-5410 LV). The optical transmittance and integrated reflectance of porous silicon layers were studied at room temperature by UV-VIS spectrometer, in the wavelength range $300 \div 1100 \text{ nm}$. Porous silicon layers with resistivity of $3 \cdot 10^3 \Omega \text{ cm}$ were analyzed in this work.

The Ag/PS/Si structures have been obtained by evaporation of a thin silver film of thickness $50 \div 220 \text{ nm}$ onto porous silicon. The thickness of deposited Ag film was obtained by measurements during evaporation with the aid of a Deposition Controller (Inficon, Leybold). The PS layer on silicon substrate before silver deposition was immersed in HCl solution to partially oxidize the pore surfaces. The current-voltage characteristics (I-V), the open-circuit voltage (V_{oc}) and the short-circuit current density (J_{sc}) for Ag/PS/Si structures were measured at room ambient (300K, 55% RH) as well as in ethanol solutions ($\text{C}_2\text{H}_5\text{OH} : \text{H}_2\text{O}$) of different concentrations. Only the Ag-surface of Ag/PS/Si structure was immersed in ethanol solution in these measurements, whereas back Si-surface was stayed in air. The ethanol-stimulated generation of the open-circuit voltage between contacts to Ag film and Si substrate was measured directly by digital multimeter. Ag/PS/Si structures exhibited weak photosensitivity (the open circuit photo-voltage at daylight illumination is about $3 \div 5 \text{ mV}$) and therefore all measurements of electrical characteristics of investigated structures were performed under daylight conditions.

RESULTS AND DISCUSSION



A typical SEM micrograph of porous silicon surface is shown in Fig. 1. Porous silicon is sponge-like with a porosity of 58% and typical pore dimension in the range $2 \div 4 \mu\text{m}$ as result of anodization at constant current with a current density of 30 mA/cm^2 .

Fig. 1.

SEM micrograph of porous silicon surface.

Fig. 2 illustrates the absorption coefficient (α) as a function of incident photon energy ($h\nu$) for free-standing PS film with porosity of $P=72\%$. The absorption coefficient was determined from transmittance (T) and reflectance (R) spectra at room temperature using the relation

$$T = (1 - R)^2 \exp(-\alpha d_{ps}). \quad (1)$$

The average value of the band gap of the porous silicon layer with porosity of P=72% obtained from $(\alpha h\nu)^2 - h\nu$ curve is about 1.24eV. The broadening of band gap energy of microporous porous silicon layer can be attributed to quantum size effect [10,11].

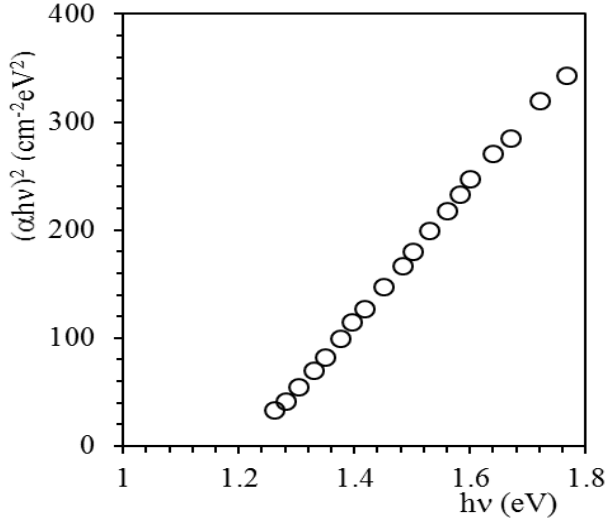


Fig. 2.

Optical absorption spectrum of free-standing porous silicon layer.

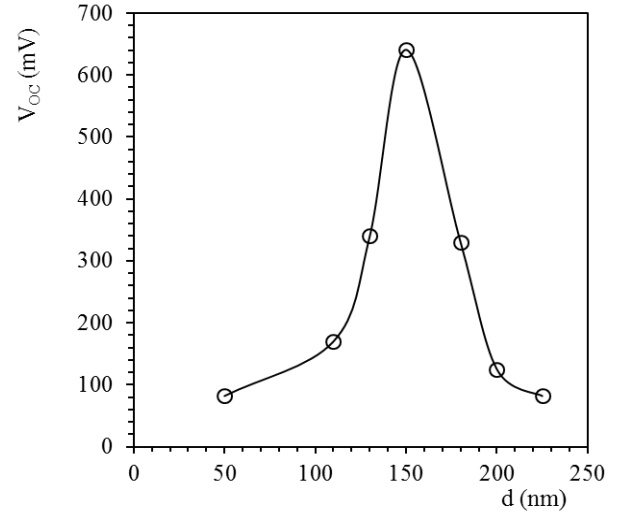


Fig. 3.

Current-voltage characteristics of Ag/PS/Si structure (a) in air ambient and (b) under ethanol exposition.

The current-voltage characteristics of Ag/PS/Si structure in room ambient (300K and 55% RH) and under ethanol solution of 20%-concentration exposition were presented in Fig. 3. It is seen that I-V characteristic of Ag/PS/Si structure (P=72%) shows generation of the open-circuit voltage about $V_{oc} = 610$ mV and short-circuit current density of $4\text{mA}/\text{cm}^2$. It should be noted that values of the short-circuit current density generated in Ag/PS/Si cells under ethanol exposition were small (about $3\div 5\text{mA}/\text{cm}^2$).

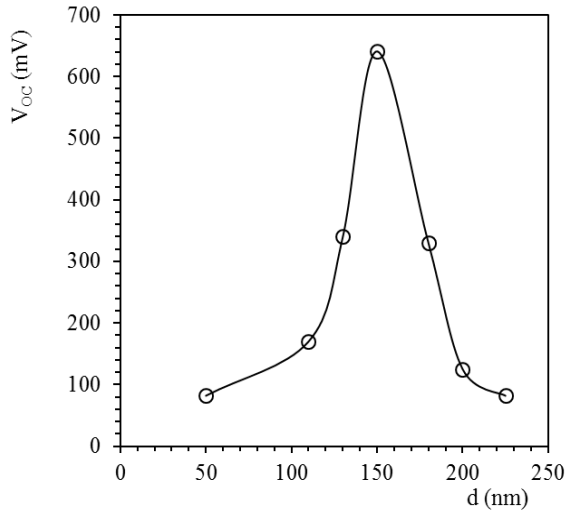


Fig. 4.

Dependence of the open-circuit voltage for Ag/PS/Si cell on thickness of Ag film.

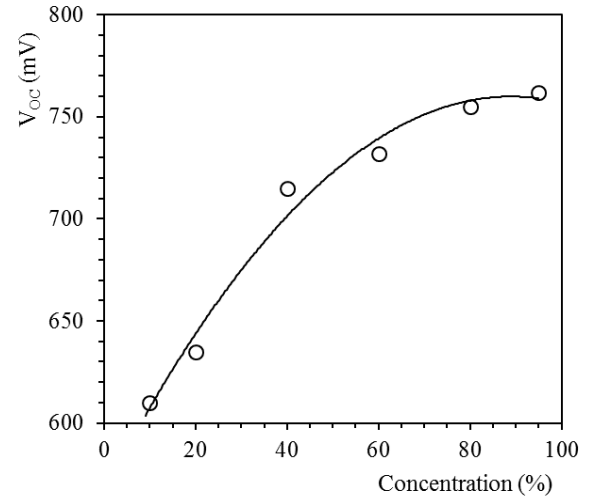
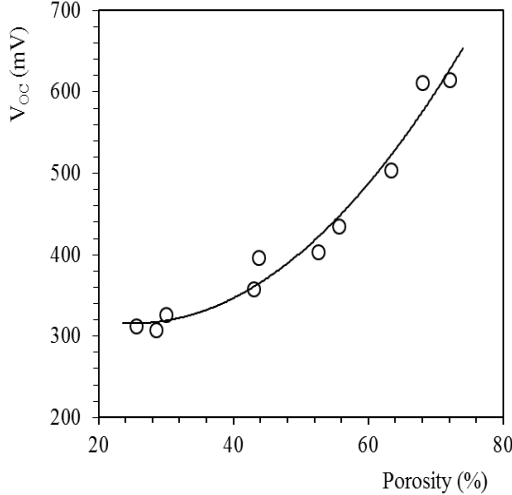


Fig. 5.

Dependence of the open-circuit voltage for Ag/PS/Si cell on ethanol concentration.

The open-circuit voltage formed in Ag/PS/Si cells for given ethanol concentration depends on the thickness of Ag film (d). The typical $V_{oc} - d$ dependence is presented in Fig. 4. The maximum of the open-circuit voltage (about 650mV) was observed for Ag/PS/Si cell ($P=72\%$) with Ag-thickness of 150nm (for 20%-ethanol concentration).

Fig. 5 shows the open-circuit voltage depending on ethanol concentration arising in Ag/PS/Si cell (for given porosity of 72%). The non-linear increase of V_{oc} (up to 760mV) with increase of ethanol concentration is observed. The following should be



mentioned that this type of cell produced the open circuit-voltage (of 350mV) also under direct pure water exposition.

The porosity of PS layer in Ag/PS/Si cell influences on the open-circuit voltage formed under direct ethanol exposition. As is seen from Fig. 6 increase of porosity from 25% to 72% (for given 20%-ethanol concentration) is accompanied by increase of the open-circuit voltage from 300 to 600mV.

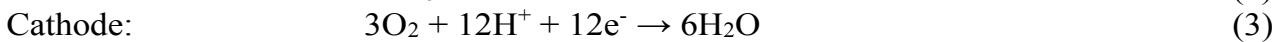
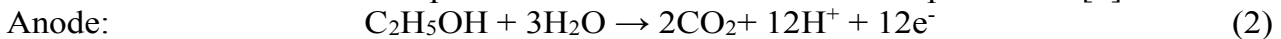
Fig. 6.

Dependence of the open-circuit voltage for Ag/PS/Si cell on porosity of PS layer.

The following experimental results were obtained on investigating of the electrical characteristics of Ag/PS/Si cells:

1. The Ag/PS/Si structures with microporous silicon membrane and silver catalyst discovered properties of direct ethanol fuel cells working at room temperature. The open-circuit voltage increases with increase of both ethanol concentration (up to 760mV) and porosity of PS layer.
2. The open-circuit voltage for given ethanol concentration depends on the thickness of Ag film on PS layer reaching the maximum for Ag thickness about $d=150\text{nm}$.
3. The average value of band gap of free-standing porous silicon layer (of 72%-porosity) at room conditions (300 K, 55% RH) reaches up to 1.24eV.

Formation of electricity in Ag/PS/Si cell under direct influence of ethanol solution can be explained by the mechanism considered in [6-8]. For Ag/PS/Si cell similar to proton exchange membrane fuel cell (PEMFC) [12], PS layer and Ag film play the role of proton-conducting membrane and the catalytic anode respectively. The PS/Si interface which is very imperfect and stressed plays the role of the cathode. Electrochemical reactions of electro-oxidation of ethanol at the anode and the electro-reduction of oxygen at the cathode for DEFC with porous silicon membrane can be expressed as [1]



Electrons liberated at the silver anode pass through the external circuit producing electricity and arrive at the cathode (PS/Si interface region). Protons arrive at the cathode by migration along the pores of PS membrane inside the cell.

Traditionally expensive platinum group metals (Pt, Pt-Ru, Pt-Ir alloys, RuO_2 , Pd etc.) have been employed as the most effective catalysts in DEFC and DMFC with polymer membrane [1,2,4,9]. We suppose that the structure of Ag film deposited directly on porous silicon reproduces its microporous surface structure. Therefore the catalytic activity of microporous Ag film on PS for oxidation of ethanol is significantly improved. Use of nanoporous gold as effective catalyst for ammonia borane oxidation reaction early

have been considered in [13]. The open-circuit voltage produced in ethanol-fed Ag/PS/Si fuel cells operating at room temperature obtained in this work is sufficiently large ($V_{oc}=0.78V$; the theoretical Gibbs free energy of 1.1 eV [1]) whereas value of short-circuit current density is lower than that for DEFC with Nafion membrane working at 90-120°C [4,5]. This may be caused by the lower proton-conductivity of porous silicon membrane and possible lateral ethanol diffusion through membrane. Our estimation of the proton conductivity PS layer using the data on diffusion coefficient of hydrogen in porous silicon at room temperature [14] gave about 12÷15mS/cm. This value is lower than proton conductivity of Nafion membrane (about 40mS/cm) in DMFC [15]. The increase of proton conductivity of porous silicon membrane and decrease ethanol crossover through the membrane and thereby improvement of performance of DAFC can be reached by using of PS membrane of different morphology, porosity and thickness [2] and also using the PS filled with other acidic solutions (H_2SO_4). Presently these questions are searched.

The advantages of porous silicon-based direct ethanol fuel cell are working at room temperature, compatibility its technology with silicon microelectronic technology and low cost.

CONCLUSION

Fabrication and characterization the Ag/PS/Si structures with microporous silicon membrane and silver catalyst under direct ethanol exposition has been presented in this report. The open-circuit voltage of ethanol-fed Ag/PS/Si cells generated at room temperature increases with both Ag-solution concentration (up to 0.76V) and the porosity of PS membrane. Advantages of microporous silicon-basis mini ethanol fuel cells in compared with of the other types of such devices consist in their working room temperature and in simplicity fabrication technology. Further improvement of performance of porous silicon- based mini ethanol fuel cells is still needed for portable application.

1. C.Lamy, C.Coutanceau, J.Leger, *The direct fuel cell: a challenge to convert bioethanol cleanly into electric energy*, in: *Catalysis for Sustainable Energy Production*, (Eds. P. Barbaro and C. Bianchini) Wiley-VCH Verlag, Weinheim, (2009).
2. M.Ahmed, I.Dincer, *A review on methanol crossover in direct methanol fuel cells: challenges and achievements*, *International Journal of Energy Research*, **35** (2011) 1213-1228.
3. Y.H.Chu, Y.G.Shul, *Alcohol crossover behavior in direct alcohol fuel cells (DAFCs) system*, *Fuel Cells*, **12** (2012) 109-115.
4. A.Brouzgou, A.Podias, P.Tsiakaras, *PEMFCs and AEMFCs directly fed with ethanol: a current status comparative review*, *J. Appl. Electrochem*, **43** (2013) 119-136.
5. S.Aravamudhan, A.R.Rahman, S.Bhansadi, *Porous silicon based orientation independent, self-priming micro direct ethanol fuel cell*, *Sensors and Actuators*, **A 123-124** (2005) 497-504.
6. T.D.Dzhafarov, C.Oruc Lus, S.Aydin Yuksel, M.Caliskan, S.S.Yesilkaya, *Au/Porous silicon-based sodium borohydride fuel cells*, *Intern. J. Energy Research*, **34** (2010) 1386-1392.
7. T.D.Dzhafarov, S.Aydin Yuksel, *Porous silicon-based direct sulphide fuel cells*, *Journal of Nanoscience and Nanotechnology*, **11** (2011) 9012-9015.

8. T.D.Dzhafarov, S.Aydin Yuksel, *Nanoporous silicon-based direct hydrochloric acid fuel cells*, *Journal of Technology Innovations in Renewable Energy*, **2** (2013) 115-118.
9. T.D.Dzhafarov, S.Aydin Yuksel, *Nano-porous silicon-based mini hydrogen fuel cells*, In: *Alternative Fuel* (Ed. M. Manzanera), Intech, Rijeka, Croatia (2011) 309-335.
10. V.Lehmann, U.Gosele, *Porous silicon formation: a quantum wire effect*, *Appl. Phys. Lett.*, **58** (1991) 856-859.
11. M.Khardani, M.Bouaicha, W.Dimassi, M.Zribi, S.Aouida, B.Bessais, *Electrical conductivity of free-standing mesoporous silicon thin films*, *Thin Solid Films*, **495** (2006) 243-245.
12. K.Kordesch, G.Simader, *Fuel cells and their applications*, VCH Verlag, Weinheim (1996).
13. L.C.Nagle, J.F.Rohan, *Nanoporous gold catalyst for direct ammonia borane fuel cells*, *J. Electrochemical Society*, **158** (2011) B772-B778.
14. T.D.Dzhafarov, B.Can, *The diffusion redistribution of hydrogen and oxygen in porous silicon films*, *J. Mater. Sci. Lett.*, **19** (2000) 287-289.
15. K.Chu, M.A.Shanon, R.I.Masel, *Porous silicon fuel cells for micropower generation*, *J. Micromech. Microeng.*, **17** (2007) S243-S 248.

MİKROMƏSAMƏLİ SILİSIYUM ƏSASLI ETANOL YANACAQ ELEMENTLƏRİ

T.C.CƏFƏROV, Ş.X.RAHİMOV, A.F.NABİYEVA, S.AYDIN YÜKSEL

İşin məqsədi, gümüş/mikroməsəmli silisiyum/ silisiyum (Ag/MS/Si) strukturlarının hazırlanması və onların etanol təsiri ilə hidrogen elementi kimi xarakteristiklərinin araşdırılmasıdır. Bu tip Ag/MS/Si strukturlarda etanolun təsiri ilə otağ temperaturasında təxminən 760mV qədər gərginliyin yaradılması göstərilmişdir. Ag/MS/Si elementlərində etanolun birbaşa təsiri ilə elektrik gərginliyinin yaradılma mexanizması müzakirə edilmişdir.

ЭТАНОЛЬНЫЕ ТОПЛИВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ, ОСНОВАННЫЕ НА МИКРОПОРИСТОМ КРЕМНИИ

Т.Д.ДЖАФАРОВ, Ш.Х.РАГИМОВ, А.Ф.НАБИЕВА, С. АЙДЫН ЮКСЕЛ

Целью настоящей работы является создание и исследование характеристик серебро/микропористый кремний/кремний (Ag/MK/Si) структур, пригодных для использования в качестве прямых этанольных топливных элементов. Показано, что Ag/MK/Si элементы под воздействием жидкого этанола при комнатной температуре вырабатывают электрическое напряжение до 760мВ. Обсуждены механизмы возникновения электричества в Ag/MK/Si элементах под воздействием этанола.

Редактор: акад. М.И.Алиев

УДК: 621.315.592

**ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРА НИЗКОЧАСТОТНОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА В
ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ СТЕКЛООБРАЗНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ As-Se-S и As-
Se-Te, ЛЕГИРОВАННЫХ САМАРИЕМ**

Г.А.ИСАЕВА, Р.И.АЛЕКБЕРОВ, С.И.МЕХТИЕВА, А.И.ИСАЕВ

*Институт Физики НАН Азербайджана
AZ 1143, г.Баку, пр.Г.Джавида, 131
Rahim-14@mail.ru*

Поступила: 26.12.2013
Принята к печати: 24.01.2014

РЕФЕРАТ

Установлено, что спектры комбинационного рассеяния света (КРС) халькогенидных стеклообразных полупроводниковых (ХСП) материалов As-Se-S и As-Se-Te при частотах ниже 100см^{-1} состоят из двух участков: первый, где интенсивность с ростом частоты до $30\div 40\text{см}^{-1}$ уменьшается (квазиупругое рассеяние – КУРС); второй, где наблюдается широкая полоса с максимумом в районе частот $\sim 63\div 67\text{см}^{-1}$ (бозонный пик - БП). Такое положение отсутствует в соответствующих кристаллах. Наблюдаемые особенности связываются с релаксационными процессами и с избыточной плотностью состояний акустических колебаний, локализованных в неоднородностях материала размером порядка нанометра. Показано, что вклад различных видов рассеяний в низкочастотный спектр зависит от степени неупорядоченности материала, которая меняется с изменением химического состава и легированием.

Ключевые слова: аморфные полупроводники, халькогениды, стекла, неоднородность, комбинационное рассеяние.

Физические свойства аморфных и стеклообразных тел существенно отличаются от соответствующих кристаллов. Это прежде всего связано с их структурными особенностями. Для структуры аморфных или стеклообразных материалов характерно отсутствие дальнего порядка (long-range order), т.е. трансляционная симметрия в расположении атомов. В них существует ближний порядок (short-range order), так как для каждого атома существует первая координационная сфера с радиусом, равным максимальному расстоянию, при котором сохраняется межатомная корреляция, существующая в кристаллах. Ближний порядок характеризуется такими параметрами, как координационное число (число атомов первой координационной сферы), длина связи (расстояние до ближайшего соседнего атома) и угол между соседними связями (валентный угол). Перечисленные выше параметры ближнего порядка определяют не только первую, но, частично, и вторую координационную сферу. Однако в аморфных, в том числе и в халькогенидных стеклообразных полупроводниках, порядок сохраняется и за пределами области ближнего порядка, в пределах нескольких координационных сфер, охватывает нанометровый пространственный масштаб и называется средним порядком (medium-range order). Данные рентгеноструктурных исследований (первый резкий дифракционный максимум-FSDP) малоуглового рассеяния рентгеновских лучей, темнопольной электронной микроскопии, рассеяния нейтронов, комбинационного рассеяния света также свидетельствуют о наличии некоторой упорядоченности в нанометровом масштабе – среднего порядка. Средний порядок определяется типом связывания основных структурных единиц, а также их относительной ориентацией и содержит информацию о наноструктуре материала.

Физические свойства аморфных и стеклообразных тел чувствительны к изменениям структуры, в основном, на масштабе среднего порядка [1-3]. Изменением режима технологического процесса, химического состава, а также легированием удастся модифицировать структуру на уровне среднего порядка [1,4-6]. Таким образом, можно

добиться управления физическими свойствами, что очень важно для практического применения.

Целью настоящей работы является изучение структурных особенностей ХСП систем As-Se-S и As-Se-Te, легированных самарием. Выбор указанных материалов в качестве объекта исследования обусловлен тем, что они прозрачны в ИК области, обладают высокой фоточувствительностью и оптической нелинейностью, способны менять показатель преломления в больших пределах. Кроме того, перечисленные особенности и простота технологического процесса делает их перспективным материалом для волоконной и интегральной оптики. Указанные тройные ХСП материалы по сравнению с бинарными на основе халькогена и мышьяка, подробно исследованными [8], обладают более низкой энергией фононов, высокой химической стойкостью и более широкой областью прозрачности в ИК-диапазоне [9]. Выбор редкоземельных элементов (РЗЭ) в качестве легирующих элементов обусловлен тем, что стекло, легированное РЗЭ, является перспективным для применения в лазерах, оптических усилителях и различных преобразователях [10,11]. Анализ литературных данных показал, что структура и электронные свойства указанных ХСП составов, легированных редкоземельными атомами, мало изучены и требуют дальнейшего исследования. РЗЭ как легирующий элемент выбран ещё на основе тех соображений, что указанные атомы благодаря химической активности могут образовать связи со всеми элементами, входящими в выбранные ХСП системы и, таким образом, привести к модификации локальной структуры. Кроме того, учитывался тот факт, что атомы РЗЭ проявляются, в основном, в виде положительно заряженных ионов [12-13] и, согласно модели заряженных дефектов [14], изменяя концентрацию собственных заряженных дефектов (D^+ и D^-), дают возможность повлиять на электронные свойства.

В настоящей работе проведены исследования низкочастотного спектра КРС систем As-Se-S и As-Se-Te, легированных самарием. Такие исследования позволят получить информацию о структуре материала в нанометровом пространственном масштабе и о интенсивности релаксационных процессов, происходящих в них, а также влиянии легирования самарием. В указанной области спектры аморфных и стеклообразных полупроводников проявляют широкие моды с максимумами в интервале частот $10 \div 100 \text{ см}^{-1}$ ($1 \div 10 \text{ mev}$), названными бозонным пиком. Появление БП связано с избыточной плотностью состояний акустических колебаний, локализованных в неоднородностях материала, исследование которого позволяет получить информацию о степени неупорядоченности.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА И ИЗГОТОВЛЕНИЕ ОБРАЗЦОВ

Синтез ХСП материалов As-Se-S и As-SeTe, легированных самарием (1; 2.5; 5at%), осуществлен в следующей последовательности: особо чистые элементарные вещества в одинаковых атомных процентах наполнялись в кварцевые ампулы и после откачивания воздуха до давления 10^{-4} мм. рт. ст. в течение 3-х часов нагревались до температуры $900 \div 950^\circ \text{C}$ и выдерживались около 12 часов при этой температуре. С целью обеспечения однородности образцов синтез проведен во вращающейся печи, а охлаждение - в режиме выключенной печи. Примеси самария вводились в процессе синтеза. Пленки толщиной 10 мкм, используемые в исследованиях, получены термическим испарением со скоростью $0,4 \div 0,5 \text{ мкм/сек}$ на стеклянные подложки в вакууме под давлением 10^{-4} мм. рт. ст. КРС исследовались на трехмерном конфокальном лазерном микроспектрографе (Тубитак, Турция). Возбуждение осуществлялось He-Ne лазером мощностью излучения 25 мВт и $\lambda = 632,8 \text{ нм}$. Радиус сечения падающего на пленку лазерного луча был $\sim 1 \text{ мкм}$. Приемником излучения служила система Spektrograf Princeton Instruments Spec-10:400B Цифровой CCD системы 7386-0001 с термоэлектрическим охладителем. Детектор - фотодиод Avalançh CCD камеры CCD 1340x400 пикселей, 20x20 микрон пикселей (26,8 ммx8,0 мм). Время экспозиции составляло $1 \div 90 \text{ сек}$.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Используя эксперименты по КРС, провели расчет редуцированной интенсивности (I_R) по формуле, часто применяемой различными исследователями [15-17],

$$I_R = I_m / \{ \omega [N(\omega) + 1] \}, \quad (1)$$

где $N(\omega) = 1 / [\exp(\hbar\omega/kT) - 1]$ – распределение Бозе-Эйнштейна при температуре T для колебательной энергии $\hbar\omega$ [18-19], I_m – измеряемая интенсивность КРС.

Спектры КРС для редуцированной интенсивности систем As-Se-S (Рис. 1а) и As-Se-Te (Рис. 1б), легированных самарием, представлены на Рис. 1.

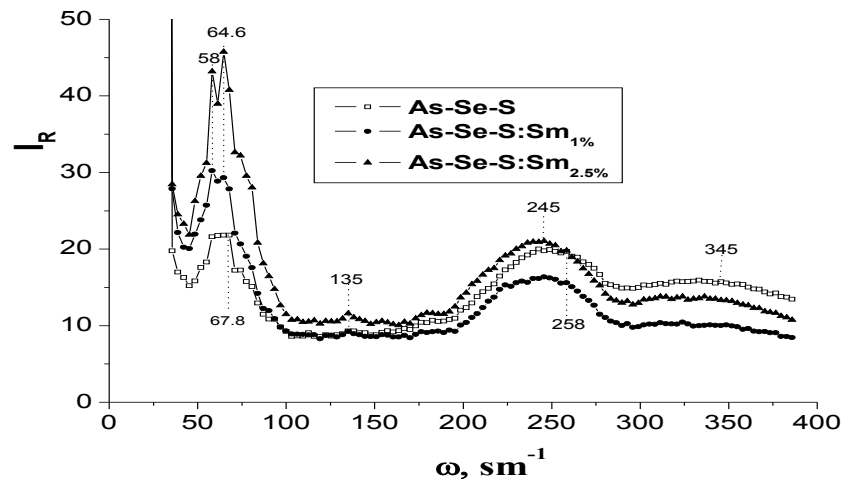


Рис. 1а

Редуцированные спектры КРС слоев чистого (1) и легированного самарием (2,3) (1; 2,5ат%) As-Se-S.

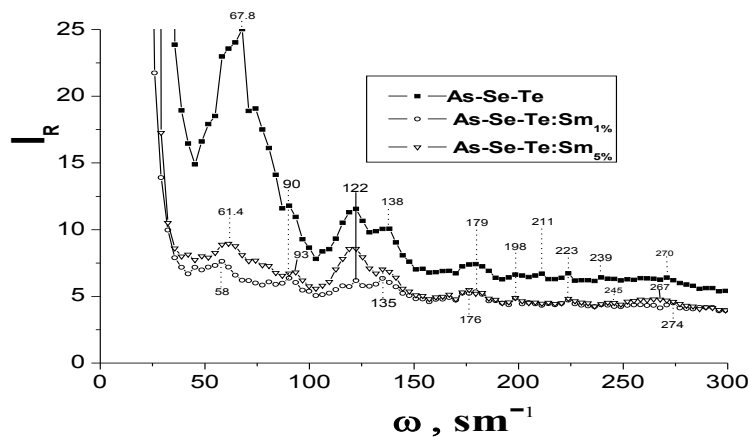


Рис. 1б.

Редуцированные спектры КРС слоев чистого и легированного самарием (1; 5ат%) As-Se-Te.

Спектры, представленные в таком виде позволяют существенно уменьшить вклады упругой (рэлеевской) и релаксационной компонент крыла рассеяния [17], а также, как показано авторами работы [18], должны быть идентичны по форме кривой плотности колебательных состояний. Как видно из Рис.1, спектры для As-Se-S и As-Se-Te в низкочастотной области ($\omega < 100 \text{ cm}^{-1}$) состоят из двух участков: первый, где интенсивность уменьшается с ростом частоты до $30 \div 40 \text{ cm}^{-1}$ (квазиупругое рассеяние); второй, где

наблюдается широкая полоса с максимумом лежащим в районе $\sim 63\div 67\text{см}^{-1}$ (бозонный пик). Отметим, что указанные особенности отсутствуют в спектрах соответствующих кристаллах. Но спектры для различных химических составов как по форме, так и по положению максимума отличаются друг от друга. Более отчетливое различие в спектрах наблюдается для легированных образцов.

Природа БП окончательно не выяснена и до сих пор является объектом дискуссий. Отсутствие указанного пика в соответствующих кристаллах свидетельствует об избыточной плотности колебательных состояний (ПКС) в стеклообразных веществах в акустической области спектра, возникающей в результате отсутствия дальнего порядка. Отмеченная разница в поведении ПКС кристаллических и стеклообразных (а также аморфных) материалов доказана экспериментами по рассеянию нейтронов, теплоёмкости и ИК поглощению [18,20-22]. При этом правила отбора для волнового вектора фонона нарушается из-за нарушения трансляционной симметрии. Поэтому в отличие от кристаллов в аморфных и стеклообразных веществах все фононные состояния могут участвовать в процессах рассеяния света.

Низкоэнергетические особенности колебательных спектров стеклообразных веществ могут сильно влиять на их физические свойства, как при низких, так и при высоких температурах вплоть до температуры стеклования [2,24-25]. Согласно [23], в стеклах наличие избыточной низкоэнергетической ПКС увеличивает амплитуду тепловых колебаний на 30-40% по сравнению с соответствующими кристаллами при той же температуре, хотя при этом ПКС интегрально составляет величину 10%, в точке стеклования почти совпадает с её значением в соответствующих кристаллах при температуре плавления [2]. В материалах, не обладающих низкоэнергетической ПКС (например, аморфный германий и кремний), не проявляется бозонный пик. У них амплитуда тепловых колебаний близка к значению в кристаллическом состоянии. Эти материалы не стеклуются, при охлаждении ниже температуры плавления происходит их кристаллизация.

Как видно из Рис.1, интенсивность максимума БП нелегированных As-Se-Te больше, чем таковых для As-Se-S, что свидетельствует о высокой степени неупорядоченности в первом случае.

Легирование самарием по-разному влияет на интенсивность БП исследованных составов; для As-Se-S увеличивает (Рис.1а), для As-Se-Te уменьшает (Рис.1б). Такие изменения в интенсивности БП в КРС свидетельствует об увеличении степени неупорядоченности при легировании. Уменьшение интенсивности указанного пика в КРС As-Se-Te, по-видимому, связано с увеличением степени кристалличности с легированием. Согласно [17-18], низкоэнергетическая избыточная ПКС стеклообразных материалов хорошо описывается логнормальной функцией

$$\Delta g(\omega) = \exp\left[-\frac{\ln^2(\omega/\omega_{\max})}{2\sigma^2}\right], \quad (2)$$

где $\omega_{\max}$ соответствует максимуму БП, а $\sigma=0,48 \pm 0,05$ - универсальный параметр, связанный с характеристиками наноструктуры.

На Рис. 2 приведены нормированные на максимумы БП низкочастотные спектры As-Se-S (Рис.2а) и As-Se-Te (Рис.2б), а также спектры указанных составов, легированных самарием. Для сравнения экспериментального спектра со спектральной формой, предсказуемой логнормальным распределением график указанной функции с максимумом на частоте 63см^{-1} (соответствует максимуму БП As-Se-S) представлен на этом рисунке. Как видно из Рис.2, спектры для As-Se-S по сравнению с As-Se-Te хорошо согласуются с графиком функции (2), т.е. зависимость от частоты обладает почти одинаковым характером, причем легирование заметно не влияет на неё. Различие в численных значениях обусловлено тем, что функция (2) предложена для стекол, а исследованные

нами образцы являются аморфными и получены термическим напылением в вакууме. Как отмечено в [2], характер нарушения упорядоченного расположения атомов внутри нескольких координационных сфер отличен для аморфных тел и стекол. В стеклах нарушение порядка происходит более плавно, чем в аморфных материалах. Функция корреляции $F(R)$ в первом случае экспоненциальна, а во втором гауссова. Спектры нелегированных As-Se-Te проявляют такое же поведение как в As-Se-S.

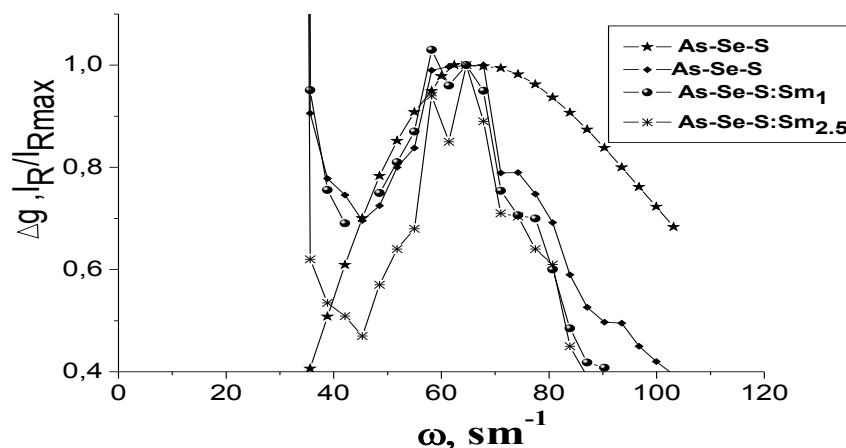


Рис. 2а.

Нормированные на максимум БП низкочастотные спектры слоев чистого и легированного самарием As-Se-S (1; 2,5ат%) и график логнормальной функции с максимумом на частоте 63см^{-1} .

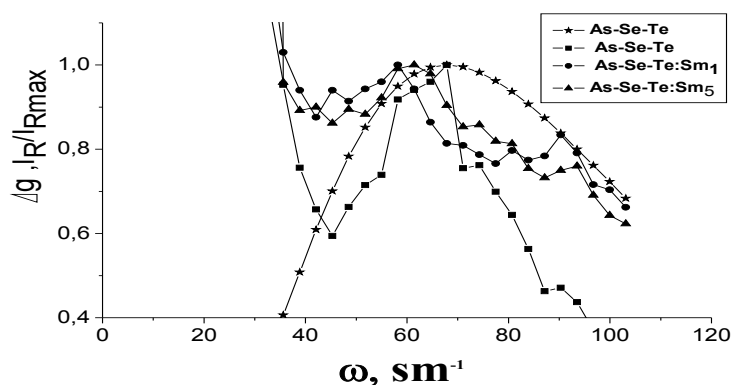


Рис. 2б.

Нормированные на максимум БП низкочастотные спектры слоев чистого и легированного самарием As-Se-Te (1; 5ат%) и график логнормальной функции с максимумом на частоте 63см^{-1} .

Однако легирование самарием сильно влияет на форму спектра, особенно при частотах меньших чем при максимуме БП. В этом участке спектр легированных образцов As-Se-Te существенно отличается от графика функции (2). Такое поведение спектра, по-видимому, связано с кристаллизацией образцов, в результате чего образуются нанокристаллиты [26]. Такое же изменение в спектре КРС в районе БП наблюдалось и в работе [26] в смешанных нанокристаллах сульфоселенида кадмия во фторфосфатных стеклообразных матрицах, подвергавшихся термическому отжигу в течении различных времен. Полученные результаты объяснены тем, что с увеличением времени отжига существенно растут размеры нанокристаллитов, т.е. степень кристалличности образцов.

На Рис. 3 показаны редуцированные спектры КРС в низкоэнергетической области, нормализованные по абсциссе на ω_B (ω/ω_B) и по ординате на I_{Rmax} (I_R/I_{Rmax}), часто называемые master curves.

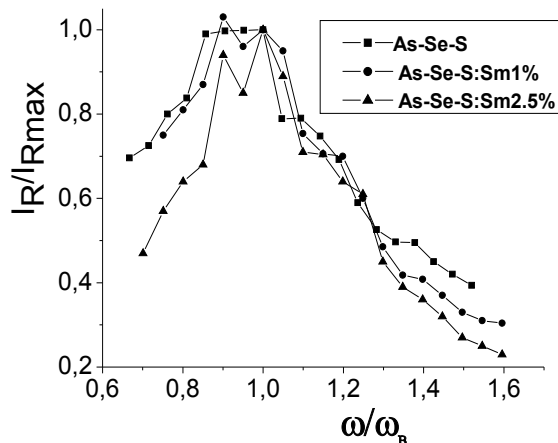


Рис. 3а.

Редуцированные спектры КРС слоев чистого и легированного самарием As-Se-S (1; 2,5at%) в низкоэнергетической области, нормализованные по абсциссе на ω_B (ω/ω_B) и по ординате на I_{Rmax} (I_R/I_{Rmax}).

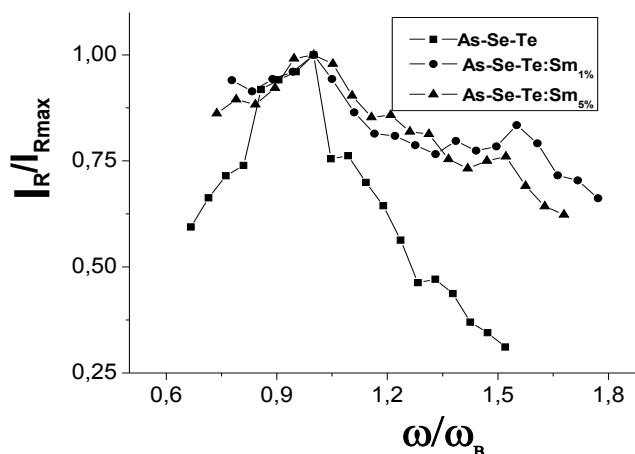


Рис. 3б.

Редуцированные спектры КРС слоев чистого и легированного самарием (1; 5at%) As-Se-Te в низкоэнергетической области, нормализованные по абсциссе на ω_B (ω/ω_B) и по ординате на I_{Rmax} (I_R/I_{Rmax}).

Указанные графики более отчетливо показывают не одинокое влияние легирования самарием на колебательные свойства исследованных составов. Видно, что легирование самарием приводит почти к исчезновению БП в спектре As-Se-Te (Рис.3б) и к увеличению амплитуды БП в спектре As-Se-S (Рис.3а). В последнем случае форма кривых почти не изменяется, что свидетельствует об одинаковой природе низкоэнергетических вибрационных состояний в нем. Как уже было отмечено, особенности спектра КРС стеклообразных и аморфных тел в низкочастотной области, в частности, проявление БП при частотах меньше чем 100см^{-1} , связаны с существованием избыточной ПКС (по сравнению с кристаллом). Согласно [25], указанные колебательные возбуждения локализованы на неоднородностях структуры размерами порядка нанометра. Как известно, для ХСП характерно существование собственных заряженных дефектов (D^+ и D^-), [14] возникающих вследствие разрыва химической связи (в нашем случае разрыва цепных молекул, состоящих из атомов халькогена, а также ковалентных связей между атомами халькогена и мышьяка). Хаотичное распределение указанных центров вызывает флуктуации электростатического потенциала и увеличения степени неупорядоченности. Как видно из Рис.1, интенсивность БП у As-Se-Te больше, чем у As-Se-S, что свидетельствуют о высокой степени неоднородности первого. Это, по-видимому, обусловлено тем, что присутствие теллура способствует разрушению молекул и укорачиванию полимерных цепей [27], вследствие чего увеличивается количество оборванных связей и концентрация заряженных дефектов. Исследованием дрейфовой подвижности носителей заряда в ХСП системе Se-Te нами [28] показано, что введением теллура в аморфный селен сильно увеличивается концентрация заряженных дефектов D^+ и D^- , что сопровождается разупорядочением на уровне среднего порядка [1]. Влияние добавки самария в ХСП составы имеет неодинаковый характер: в случае As-Se-S самарий, как химически активный элемент, вступает в связь со всеми элементами, входящими в него, в результате чего образуются такие структурные элементы как SmSe , SmS , SmSe_3 , SmS_3 , $\text{As}_x\text{SmS}_{1-x}$, $\text{As}_x\text{SmSe}_{1-x}$ [29]. Указанные структурные единицы образуют

микровключения в аморфной матрице и, располагаясь хаотично, также увеличивают степень неупорядоченности на уровне среднего порядка.

Добавка самария в As-Se-Te вызывает ослабление БП, а при больших концентрациях почти исчезновение. Такое изменение в спектре КРС, по-видимому, связано с особенностями распределения ионов самария в аморфной матрице, происходящими при малых концентрациях, и увеличением степени кристалличности при больших концентрациях. Отрицательность заряда дефекта D^- и структурные искажения вокруг него, а также большой ионный радиус самария способствуют тому, что центры D^- играют роль эффективно захватывающих положительные ионы самария. Таким образом, ионы самария в малых концентрациях, в основном, накапливаются вокруг центров D^- в аморфной матрице, что способствует экранизации электрического поля этих центров. Так как дефекты D^- играют заметную роль в разупорядочении на уровне среднего порядка, их экранизация приводит к уменьшению степени неупорядоченности, который отражается в уменьшении интенсивности БП в спектре КРС. При больших концентрациях ионы самария, распределяясь по-всей матрице, увеличивают степень кристалличности, также способствующего уменьшению интенсивности БП.

Как видно из Рис.1, низкочастотные спектры исследованных ХСП содержат участки, расположенные вблизи максимума рэлеевского рассеяния. Последнее уменьшается с ростом частоты, это продолжается до частоты $30\div 40\text{см}^{-1}$, которая называется квазиупругим рассеянием света (КУРС). Интенсивность КУРС сильно увеличивается с ростом температуры [31]. Природа КУРС связывается [5] с релаксационным движением в стеклообразных материалах, интенсивность которого увеличивается с ростом температуры. На Рис.4 представлены низкочастотные спектры КРС As-Se-S (Рис.4а) и As-Se-Te (Рис.4б) в логарифмическом масштабе, позволяющие наглядно наблюдать изменения в спектре, вызванные изменением химического состава и легированием. Согласно [32], интегральный релаксационный вклад в низкочастотные спектры определяется отношением интегрального релаксационного вклада к интегрально колебательному. Указанное отношение можно оценить из интенсивности приведенного спектра, соответствующего минимуму БП со стороны низкой частоты [33]. В Таблице представлены значения интенсивности минимума БП, нормированные на позиции её максимума.

Таблица.

	$\text{tg}\delta$	$I_{\text{bmin}}/I_{\text{bmax}}$
As-Se-S	2,28	0.70
As-Se-S:Sm _{1%}	2,62	0.66
As-Se-S:Sm _{2,5%}	3,15	0.48
As-Se-Te	2,81	0.59
As-Se-Te:Sm _{1%}	0.71	0.88
As-Se-Te:Sm _{5%}	0.88	0.85

Из Таблицы видно, что легирование самарием приводит к уменьшению релаксационного вклада в низкочастотный спектр КРС в As-Se-S, и росту в As-Se-Te. Такое изменение релаксационного вклада можно объяснить, если учесть особенности локальной структуры исследованных ХСП материалов.

Как уже было отмечено, участие теллура способствует разрушению кольцевых молекул и укорачиванию полимерных цепей, и поэтому размеры макромолекул у As-Se-Te меньше, чем у As-Se-S. Поэтому они более подвижны, и релаксация структур в них происходит интенсивнее. Химическая активность серы выше, чем теллура, и поэтому атомы самария в As-Se-S, входя в химическую связь с элементами, сшивают цепные молекулы, т. е. размеры макромолекул ещё более увеличиваются, вследствие чего замедляются релаксационные процессы. Кроме того в релаксационных процессах заметную роль играют свободные объемы, существующие в стеклообразных материалах, которые

впервые использованы для объяснения вязкостных свойств стеклообразующих систем выше температуры стеклования и до настоящего времени успешно применяются для описания их структурных особенностей [31,32]. Очевидно, что чем больше свободное пространство, тем интенсивнее происходят процессы релаксации структуры. Согласно [30], редкоземельные атомы в малых концентрациях, в основном, накапливаются в существующих пустых местах и уменьшают свободные объёмы, вследствие чего ослабевают релаксационные процессы, что сопровождается уменьшением релаксационного вклада в КРС.

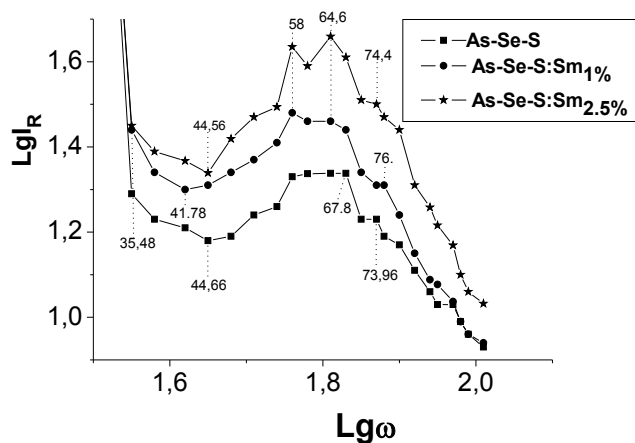


Рис. 4а.

Низкочастотные спектры КРС слоев чистого и легированного самарием (1; 2,5ат%) As-Se-S в логарифмическом масштабе.

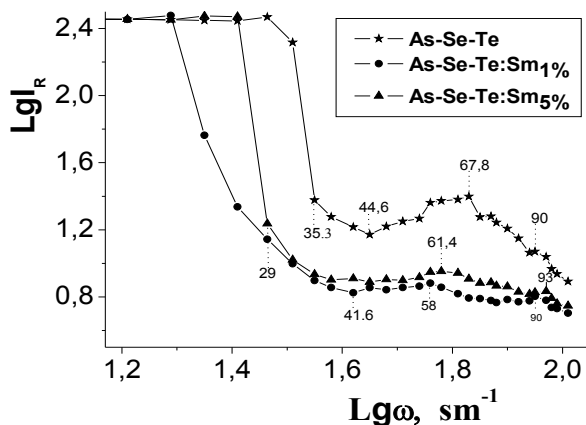


Рис. 4б.

Низкочастотные спектры КРС слоев чистого и легированного самарием (1; 5ат%) As-Se-Te в логарифмическом масштабе.

Согласно [18] интенсивность рассеяния света пропорциональна плотности колебательных состояний ($g(\omega)$) и матричному элементу связи колебательных мод со светом ($C(\omega)$)

$$I(\omega) = C(\omega) g(\omega) (N(\omega) + 1) / \omega. \quad (3)$$

Как теоретические, так и экспериментальные работы, посвященные установлению частотной зависимости $C(\omega)$ показывают противоречивые результаты [18,19,33]. Принимая дебаевскую зависимость плотности колебательных состояний от частоты ($g(\omega) \sim \omega^2$) из наклона кривых, представленных на Рис.4, определен показатель степени в зависимости $C(\omega) \sim \omega^\alpha$. Полученные результаты представлены в Таблице. Как видно из Таблицы, значение указанного показателя при легировании растет для As-Se-S и понижается для As-Se-Te. Такое поведение частотной зависимости $C(\omega)$, по-видимому, связано с тем, что легирование самарием увеличивает степень неупорядоченности As-Se-S и приводит к частичной кристаллизации As-Se-Te. В результате чего дисперсия коэффициента $C(\omega)$ усиливается в первом случае, а ослабляется во втором случае.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Спектр ХСП материалов As-Se-S и As-Se-Te в низкочастотной области ($\omega < 100 \text{ см}^{-1}$) состоит из двух участков, на первом интенсивность с ростом частоты до $30 \div 40 \text{ см}^{-1}$ уменьшается (квазиупругое рассеяние), на втором наблюдается широкая полоса с максимумом, лежащим в районе $\sim 63 \div 67 \text{ см}^{-1}$ (бозонный пик).

Возникновение БП в стеклообразных и аморфных веществах и отсутствие указанного пика в соответствующих кристаллах свидетельствуют об избыточной плотности

колебательных состояний (ПКС) в стеклообразных веществах в акустической области спектра, возникающей в результате отсутствия трансляционной симметрии в них. Интенсивность БП зависит от степени неупорядоченности материала и изменяется с изменением химического состава и степени легирования. Для нелегированных As-Se-Te интенсивность БП больше, чем у As-Se-S, но легирование самарием приводит к уменьшению её в As-Se-Te и увеличению в As-Se-S. Полученные результаты объясняются различной химической активностью элементов, входящих в исследованные ХСП составы, вследствие чего размеры молекул в As-Se-S больше, чем в As-Se-Te. Молекулы малых размеров беспорядочно ориентируются и повышают степень неупорядоченности. Собственные заряженные дефекты (D^+ и D^-) высокой концентрацией, существующие в As-Se-Te, хаотично распределяясь в аморфной матрице, также увеличивают степени неупорядоченности.

Леглирующие атомы самария в As-Se-S, в основном, образуют новые структурные элементы, которые, располагаясь хаотично, способствуют разупорядочению на уровне среднего порядка. Указанные атомы в As-Se-Te в малых концентрациях, в основном, накапливаются вокруг D-центров и, экранируя их поля, способствуют уменьшению степени неупорядоченности также на уровне среднего порядка. При больших концентрациях леглирующие атомы, распределяясь по всей матрице, повышают степень кристалличности. Таким образом, присутствие атомов самария приводит к ослаблению БП, а при достаточно больших концентрациях её исчезновению.

Наблюдаемые особенности в спектрах КРС при частотах ниже $30\div 40\text{см}^{-1}$, т.е. проявления КУРС, связывались с релаксационным движением. Релаксационный вклад в низкочастотную область спектра КРС оценивался значением интенсивности при частоте, при которой КУРС переходит в бозонную область. Показано, что скорость релаксационных процессов зависит от размеров структурных элементов, входящих в аморфную матрицу, а также от наличия свободных объемов; ускоряется с уменьшением размеров структурных элементов и увеличением свободных мест. В результате легирования самарием релаксационный вклад уменьшается в As-Se-S, увеличивается в As-Se-Te, что объясняется различным поведением атомов самария в них. В первом случае он, как химически активный элемент, оказывает сшивающее действие и увеличивает размеры структурных элементов, а во втором, в основном, ускоряет кристаллизацию и уменьшает размеры структурных элементов и, одновременно, увеличивается количество пустых мест.

Различное поведение атомов самария в исследованных материалах проявляется также в частотной зависимости матричного элемента связи колебательных мод со светом $C(\omega)$. В результате легирования дисперсия коэффициента $C(\omega)$ усиливается в As-Se-S, и ослабляется в As-Se-Te.

Авторы выражают благодарность профессору К.Р.Аллахвердиеву за возможность проведения экспериментов, обсуждение и ценные советы.

Работа выполнена при поддержке Украинского научно-технологического центра (грант №5596)

1. О.А.Голикова, *Средний порядок и оптоэлектронные свойства тетраэдрически координированного гидрированного аморфного полупроводника*, ФТП, **25** (2001)1370-1375.
2. В.К.Малиновский, *Неупорядоченные твердые тела: универсальные закономерности в структуре, динамике и явлениях переноса*, ФТТ, **41** (1999) 805-808.
3. M.A.Popescu, *Medium range order in non-crystalline materials j. of Ovonic Research, Medium range order in non-crystalline materials*, **1** №1 (2005) 7-19.

4. А.И.Исаев, Л.П.Казакова, Э.А.Лебедев, С.И.Мехтиева, И.И.Ятлинко, *Способ получения халькогенидных стеклообразных полупроводников на основе Se-As*, А. С. №1512015, Москва, (1989).
5. В.К.Малиновский, В.Н.Новиков, Н.В.Суровцев, А.П.Шебанин, *Изучение аморфных состояний SiO₂ методом комбинационного рассеяния света*, ФТТ, **42** №1 (2000) 62-68.
6. V.K.Tikhomorov, A.B.Seddon, D.Furniss, M.Ferrari, *Intrinsic defects and glass stability in Er⁺³ doped TeO₂ glasses and the implications for Er⁺³ doped tellurite fiber amplifiers*, J. Non-Cryst. Solids, **326&327** (2003) 296-300.
7. К.Д.Цендин, *Электронные явления в халькогенидных стеклообразных полупроводниках*, Санкт – Петербург, (1996) 496.
8. М.Ф.Чурбанов, В.С.Ширяев и др., *Высокочистые стекла систем As-S-Se и As-Se-Te и световоды на их основе*, Неорг. Матер., **43** (2007) 506-512.
9. A.Zakery and S.Elliott, *Optical properties and applications of chalcogenide glasses: a review*, J. Non-Cryst, **330** (2003) 1-12.
10. S.G.Bishop, D.A.Tumbull, B.G.Aitken, *Excitation of rare earth emission in chalcogenide glasses by broadband Urbach edge absorption*, J. Non- Cryst Solids, **266-269** (2000) 876-883.
11. A.I.Isayev, S.I.Mekhtieva, N.Z.Jalilov, R.I.Alekperov, *Localised states in the band gap of chalcogenide glass-like semiconductors of Se-As system with Sm impurity*, Solid State Communications, 149 ISS, **1-2** (2009) 45-48.
12. L.Elena, *Emission spectra of Ge₂₅Ga_{1.7}As_{8.3}S₆₅ Glass doped with Sm³⁺ and Nd³⁺*, J. of Non-Oxide Glas., **1** №3 (2009)183-189.
13. Н.Ф.Мотт, Э.А.Девис, *Электронные процессы в некристаллических веществах*, М., Мир, (1982).
14. G.Caliskan, A.Kislik, V.N.Novikov, A.P.Sokolov, J. Chem. Phys., **114** №10 (2001) 189.
15. Д.Арсова, Я.Булметис, К.Раптис, В.Памукчиева, Е.Скордева, *Бозонный пик в спектрах комбинационного рассеяния стекол As_xSi_{1-x}*, ФТП, **39** (2005) 995-997.
16. В.А.Рыжов, В.А.Берштейн, *Низкочастотные либрационные колебания "бозонный пики" межцепные взаимодействия в стеклообразном полимере*, ФТТ, **50** (2008) 1900-1905.
17. R.Shuker, R.Gammon, *Raman-Scattering Selection-Rule Breaking and the Density of States in Amorphous Materials*, Phys. Rev. Lett., **25** (1970) 222-225.
18. A.J.Martin, W.Brening, *Model for Brillouin Scattering in Amorphous Solids*, Phys. Status Solidi B, **64** (1974) 163-172.
19. M.G.Zemlyanov, V.K.Malinovskii, V.N.Novikov, P.P.Parshin, and A.P.Sokolov, *A study of fractons in polymers*, Zh. Eksp. Teor. Fiz., **101** (1992) 150-156.
20. P.P.Parshin, M.G.Zemlyanov, P.I.Soldatov, *Phonon spectrum of copper oxide*, Zh. Eksp. Teor. Fiz., **74** (1992) 399-403.
21. U.Buchenau, M.Prager, N.Nucker et. al., *Low-frequency modes in vitreous silica*, Phys. Rev. B, **34** (1986) 5665-5673.
22. V.K.Malinovsky, V.N.Novikov, *The nature of the glass transition and the excess low-energy density of vibrational states in glasses*, J. Phys. Cond. Matt., **4** (1992) L139.
23. V.K.Malinovsky, V.N.Novikov, A.P.Sokolov, *Lognormal spectrum of low-energy vibrational excitations in glasses*, Phys. Lett., **A153** (1991) 63-66.
24. В.К.Малиновский, В.Н.Новиков, А.П.Соколов, *О наноструктуре неупорядоченных тел*, УФН, **163** №5 (1993) 119-124.
25. В.Н.Бондарев, С.В.Зеленин, *Релаксирующие локальные моды и теория низкочастотного рамановского рассеяния света стеклами*, ФТТ, **45** (2003) 790-796.

26. Е.П.Денисов, С.В.Карпов, Е.В.Колобкова, Б.В.Новиков, А.И.Сусликов, Д.Л.Федоров, М.А.Ястребова, *Особенности низкочастотных колебаний нанокристаллов во фторфосфатных стеклообразных матрицах*, ФТТ, **41** (1999) 1306-1309.
27. Г.Б.Абдуллаев, Д.Ш.Абдинов, *Физика селена*, «Элм» Баку, (1975).
28. С.И.Мехтиева, А.И.Исаев, Э.А.Мамедов, Дрейфовая подвижность носителей заряда и коэффициент оптического поглощения ХСП системы Se-Te, Сборник трудов III Международной конференции, Аморфные микрокристаллические полупроводники, С.-Петербург, (2002) 204.
29. Р.И.Алекберов, А.И.Исаев, С.И.Мехтиева, Г.А.Исаева, *Роль атомов самария в формировании структуры халькогенидных стеклообразных полупроводников As-Se-S*, Известия, №5 (2013) 13-20.
30. G.Winterling, *Very-low-frequency Raman scattering in vitreous silica*, Phys. Rev., **B12** (1975) 2432-2440.
31. V.N.Novikov, A.P.Sokolov, B.Strube, N.V.Surovtsev, E.Duval, A. Mermet, Connection between quasielastic Raman scattering and free volume in polymeric glasses and supercooled liquids, J. Chem. Phys., **107** (1997) 1057.
32. A.P.Sokolov, E.Rossler, A.Kisliuk, D.Quitmann, *Dynamics of strong and fragile glass formers: Differences and correlation with low-temperature properties*, Phys. Rev. Lett., **71** (1993) 2062-2065.
33. M.H.Cohen, D.Turnbull, *Molecular transport in liquids and glasses*, J. Chem. Phys., **31** (1959) 1164-1169.

SAMARIUMLA AŞQARLANMIŞ ŞÜŞƏVARI HALKOGENİD YARIMKEÇİRİCİ As-Se-S VƏ As-Se-Te SİSTEMLƏRİNDƏ AŞAĞI TEZLİKLİ KOMBİNASİYALI SƏPİLMƏ SPEKTRLƏRİNİN XÜSUSİYYƏTLƏRİ

G.A.İSAYEVA, R.İ.ƏLƏKBƏROV, S.İ.MEHDIYEVA, A.İ.İSAYEV

Müəyyən olunmuşdur ki, aşağı tezliklər oblastında ($\omega < 100 \text{ cm}^{-1}$) şüşəvari halkogenid yarımkəçirici (ŞHY) As-Se-S və As-Se-Te sistemlərinin kombinasiyalı səpilmə (KS) spektrləri iki hissədən ibarətdir; tezliyin $30 \div 40 \text{ cm}^{-1}$ -ə qədər artması ilə intensivliyi azalan kvazielastiki səpilmə və maksimumu $\sim 63-67 \text{ cm}^{-1}$ -ə uyğun gələn geniş zolaqlı oblast (bozon piki). Müşahidə olunan xüsusiyyətlər şüşəvari maddələrdə nano ölçülü qeyri-bircins oblastlarda lokallaşan və kristallarla müqayisədə dəfələrlə böyük sıxlığa malik rəqs hallarının mövcudluğu ilə əlaqələndirilir. Göstərilmişdir ki, spektrin kiçik tezlikli oblastında müxtəlif növ səpilmələr maddənin nizamsızlıq dərəcəsindən asılı olmaqla, kimyəvi tərkibin və eyni zamanda samariumla legirəlmənin nəticəsində dəyişir.

FEATURES OF LOW-FREQUENCY SCATTERING LIGHT IN CHALCOGENIDE VITREOUS SEMICONDUCTORS As-Se-S AND As-Se-Te DOPED BY SAMARIUM

G.A.ISAYEVA, R.I.ALEKBEROV, S.I.MEKHTIYEVA, A.I.ISAYEV

It has been found that the Raman spectrum at frequencies below ($\omega < 100 \text{ cm}^{-1}$) CGS materials As-Se-S and As-Se-Te consisted of two parts; decreased in intensity with increasing frequency up to $30 \div 40 \text{ cm}^{-1}$ (quasi-elastic scattering) and broad band with a maximum lying in the vicinity of $\sim 63 \div 67 \text{ cm}^{-1}$ (boson peak-BP), which have been absent in the corresponding crystalline materials. Observed features of relaxation processes have been associated with excess density of states of acoustic vibrations localized inhomogeneities in the material with nanometer-sized. It has been shown that the contribution of different types of scattering in the low-frequency range depended on the degree of disorder of the material, which varies with the chemical composition and doping samarium.

Редактор: чл. корр. Дж.Ш.Абдинов

УДК : 621.315.592

ВЛИЯНИЕ АНИЗОТРОПИИ И НЕЛИНЕЙНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ НА ФОТОПРОВОДИМОСТЬ КРИСТАЛЛОВ GaSe ПРИ ЛАЗЕРНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

**А.Г. КЯЗЫМ-ЗАДЕ, В.М.САЛМАНОВ, И.М.АЛИЕВ,
А.А.САЛМАНОВА, А. Г.ГУСЕЙНОВ, Р.М.МАМЕДОВ**

*Бакинский Государственный Университет
AZ1148, Баку, ул. З. Халилова, 23
vagif_salmanov@yahoo.com*

Поступила: 26.12.2013

Принята к печати: 24.01.2014

РЕФЕРАТ

Экспериментально исследована фотопроводимость кристаллов GaSe при высоких уровнях оптического возбуждения. Показано, что наблюдаемые особенности фотопроводимости слоистых кристаллов GaSe в области края полосы поглощения обусловлены особенностями переноса неравновесных носителей в различных кристаллографических направлениях и нелинейным оптическим поглощением. Установлено, что анизотропия переноса неравновесных носителей связана с влиянием групповой неупорядоченности, а нелинейное поглощение, наблюдаемое при высоких плотностях электронно-дырочных пар, обусловлена исчезновением экситонного пика в спектре фотопроводимости.

Ключевые слова: нелинейное поглощение, фотопроводимость, лазерное возбуждение.

ВВЕДЕНИЕ

Измерения анизотропии слоистых полупроводников по методу фотопроводимости имеет ряд преимуществ, по сравнению с такими методами как электрический, оптический и люминесцентный. Электрические методы измерения являются непригодными из-за высокоомности рассматриваемых соединений и не позволяют выяснить механизмы явления, наличие слоев не позволяет проводить оптические измерения вдоль слоев, природу отдельных линий излучения, наблюдаемых в спектрах фотолюминесценции не всегда можно однозначно интерпретировать. Устранить такого рода недостатки позволяет метод исследования фотопроводимости слоистых кристаллов при высоких уровнях оптического возбуждения. В этом случае при наличии контактов различных конфигураций внешнее электрическое поле, приложенное к образцу, можно направить вдоль и поперек слоев. Кроме того, применение лазерного излучения позволяет создать в кристаллах высокую концентрацию неосновных носителей тока. При этом на явление фотопроводимости кроме анизотропии также влияет нелинейное поглощение, возникающее в исследованных материалах при высоких уровнях оптического возбуждения. Ярким представителем слоистых кристаллов является селенид галлия, принадлежащий к классу полупроводников III-VI. Кристаллы GaSe, являясь типичной слоистой структурой, основанной на ковалентно-ионном и ван-дер-ваальсовом типах химических связей, обладают высокими анизотропными свойствами. Край полосы поглощения этих кристаллов обусловлен экситонными переходами [1]. Сравнительно большая энергия связи (~20 мэВ) экситонов позволяет экспериментально исследовать при комнатной температуре влияние анизотропии кристаллической решетки на экситонные состояния. Кроме того, из-за большой величины нелинейной восприимчивости в GaSe наблюдаются нелинейные оптические эффекты, такие как генерация

гармоник, многофотонное поглощение, параметрическое преобразование света, оптическая бистабильность. Эти кристаллы также широко применяются для создания детекторов ядерных частиц, фотоприемников и лазеров в терагерцовом диапазоне [2-7].

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию фотопроводимости кристаллов GaSe под действием лазерного излучения.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследованные кристаллы GaSe были выращены методом Бриджмена. Образцы с толщинами $10\div 30\text{мкм}$ и площадями $\sim 1\text{см}^2$ были изготовлены путем скалывания из крупных слитков в направлении параллельном оптической оси С. Токовые контакты имели различные конфигурации, позволяющие измерять фотопроводимость в продольном ($E\parallel C$) и поперечном ($E\perp C$) направлениях. На свежесколотую поверхность образца методом термического испарения в вакууме наносили омический контакт из In. Удельное сопротивление образцов варьировалось в интервале $\rho\sim 10^3\div 10^5\text{Ом}\cdot\text{см}$. Подвижность и концентрация носителей, определенные по холловским измерениям оказались равными $20\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ и $1\cdot 10^{13}\div 4\cdot 10^{14}\text{ см}^{-3}$, соответственно. Кристаллы GaSe облучались импульсами жидкостного лазера (активная среда-родамин 6G), накачку которого осуществляли азотным лазером. Область перестройки длины волны излучения лазера ($594\div 643$)нм полностью перекрывала фундаментальный край полосы поглощения GaSe ($E_g=2,02\text{эВ}$ при $T=300\text{К}$). Мощность импульса составляла 120кВт при длительности 3нс , а частота повторения импульса равнялась 20Гц . Интенсивность лазерного излучения варьировали при помощи калиброванных нейтральных фильтров. Луч лазера направляли перпендикулярно к поверхности образца (параллельно оси С кристалла) и фокусировали на площадь диаметром $\sim 0,1\text{мм}$. Были предприняты специальные меры, чтобы контакты не освещались лазерным светом. К образцу прикладывали внешнее электрическое поле в интервале $10\div 1000\text{В/см}$. В этом интервале фототок изменялся практически линейно с полем. Система регистрации фототока представляла нестационарную цифровую систему, которая включала запоминающий осциллограф и компьютерную систему.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЯ

На Рис. 1 приведены спектры фотопроводимости ($\Delta\sigma$) кристаллов GaSe при низких уровнях лазерного возбуждения ($\sim 0,02\text{МВт/см}^2$) для двух конфигураций токовых контактов: $E\perp C$ и $E\parallel C$. Как видно из рисунка, при освещении поверхности образца, когда оба контакта расположены на освещаемой поверхности ($E\perp C$), наблюдается высокая фоточувствительность в области энергий $E_g=2,00\text{эВ}$. При этом фототок остается практически постоянным вплоть до энергии, превышающей край полосы поглощения на 50мэВ . Вид спектральной характеристики существенно меняется в случае, когда контакты находятся параллельно оптической оси кристалла ($E\parallel C$). При этом максимум фотопроводимости наблюдается при энергиях меньших, чем в случае направлений $E\perp C$, и равен энергии $\hbar\omega=1,968\text{эВ}$. Кроме того, с увеличением энергии фототок уменьшается быстро до незначительных величин.

На Рис.2 приведены спектры фотопроводимости кристаллов GaSe при различных уровнях оптического возбуждения ($E \perp C$). Как видно из рисунка при низких уровнях возбуждения наблюдается максимум фотопроводимости при энергии равным $\sim 2,00$ эВ ($E \perp C$). С увеличением интенсивности возбуждения величина фотопроводимости растет, но при этом пик с максимумом $\sim 2,00$ эВ исчезает. В отличие от $E \perp C$ при конфигурации контактов $E \parallel C$ увеличение интенсивности света ведет лишь к увеличению фотопроводимости с максимумом $\sim 1,968$ эВ.

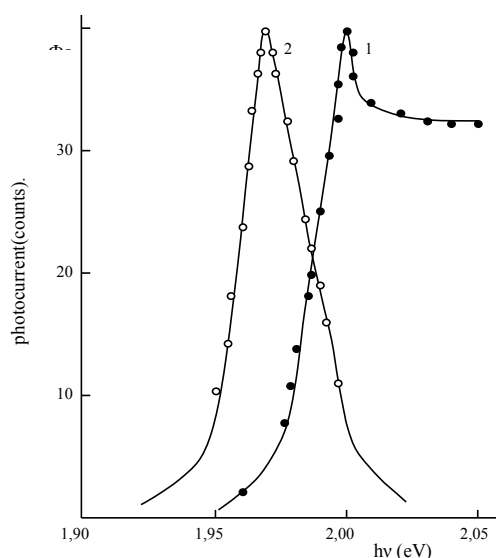


Рис.1.

Спектральное распределение фотопроводимости кристаллов GaSe при двух различных конфигурациях контактов: 1- $E \perp C$, 2- $E \parallel C$.

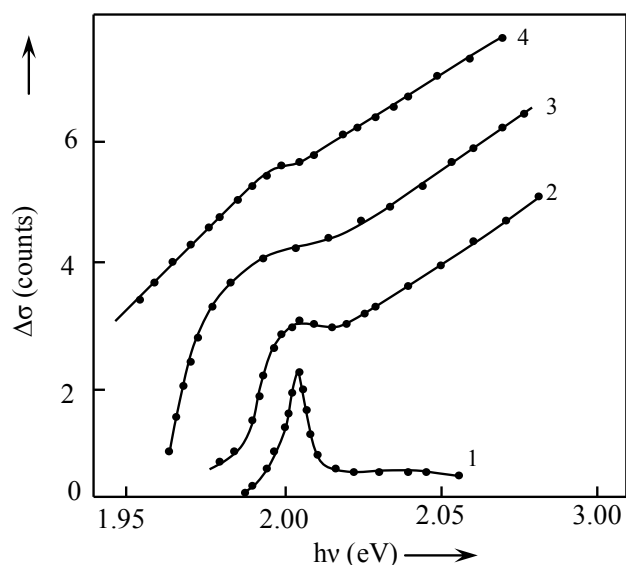


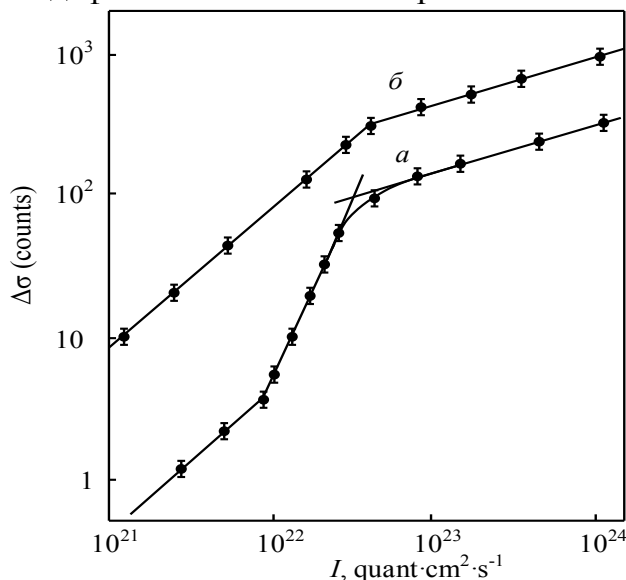
Рис.2.

Спектры фотопроводимости кристаллов при различных интенсивностях возбуждения (МВт/см^2): 1- 0,46; 2-2,28; 3-6,14; 4-12.

Люкс-амперная характеристика фотопроводимости (ЛАХ) приведена на Рис. 3. Как видно из рисунка, в случае $E \perp C$ (кривая б) наблюдается линейная зависимость фототока $\Delta\sigma$ от интенсивности возбуждения I , а в случае $E \parallel C$ (кривая а) в некотором диапазоне интенсивностей имеет место более сильная зависимость $\Delta\sigma \sim I^{2.5}$, где $\Delta\sigma$ - величина фотопроводимости, I - интенсивность падающего света.

Наблюдаемые особенности в спектрах фотопроводимости могут быть объяснены влиянием групповой неупорядоченности на фотоэлектрические свойства кристаллов GaSe. Было показано, что существующие в слоистых кристаллах типа GaSe дефекты упаковки сильно влияют на их электронные свойства и приводят к локализации электронных волновых функции в направлении перпендикулярно слоям. Эта локализация электронных волновых функции в GaSe скорее всего происходит на наивысшей вершине валентной зоны и наинизшем дне зоны проводимости. Это обстоятельство приводит к тому, что в совершенных кристаллах валентная зона и зона проводимости в направлении перпендикулярном слоям показывают более широкую дисперсию, несмотря на слабую связь между слоями. В пользу данного предположения говорит также исследование группирования дефектов в GaSe при помощи дифракции [8, 9].

Эксперименты показывают, что групповые дефекты распределены беспорядочно в дефектном слое перпендикулярно к оптической оси C . Групповые дефекты имеют место приблизительно в каждом из 15 слоев в GaSe. Локализация



электронных состояний вблизи краев зон приводит к наблюдению сильной анизотропии фотопроводимости указанных кристаллов при высоких уровнях возбуждения, когда становится возможным «световое легирование» полупроводника вплоть до вырождения. При этом квазиуровни Ферми для электронов и дырок попадают в область локализованных состояний, что приводит к уменьшению параметра ΔE в направлении оси C .

Рис.3.

Зависимость фотопроводимости кристаллов GaSe от интенсивности лазерного света.

Локализация электронных состояний вблизи краев зон приводит также к локализации основных состояний экситонов и к наблюдению некоторых особенностей в спектральном распределении фотопроводимости монокристаллов GaSe. Действительно, отсутствие перекрытия волновых функций отдельных слоев приводит к тому, что носители заряда перескакивают из одного слоя в другой, преодолевая некоторый энергетический барьер ΔE , вследствие чего наблюдается сильная анизотропия подвижности [10]. Высота барьера ΔE сильно зависит от образцов и принимает значение $10 \div 100 \text{ мэВ}$. С этой точки зрения становятся понятным различия в спектральных характеристиках фотопроводимости. Максимум, наблюдаемый в спектре фотопроводимости в случае $E \perp C$, когда оба контакта находятся на освещаемой поверхности, хорошо согласуется со спектрами поглощения GaSe и относится к экситонной фотопроводимости ($E_g = 2,00 \text{ эВ}$ при $T = 300 \text{ К}$) [11]. Смещение экситонной линии при $E \parallel C$ и одновременно резкий спад фотопроводимости с увеличением энергии возбуждения, по-видимому, связаны с тем, что в этом случае неравновесные носители переходят при возбуждении в область делокализованных состояний. В области $h\nu \geq E_g$ фоточувствительность резко снижается, так как свет поглощается лишь в небольшой приповерхностной области и локализация электронных состояний затрудняет дрейф неравновесных фотоносителей вдоль оси C . Отчасти, это связано также с тем, что локализация электронов и экситонов резко уменьшает их диффузионную длину вдоль оси- C [12], поэтому неравновесные носители или экситоны не могут диффундировать в глубь образца, преодолевая энергетический барьер. При этом энергия, соответствующая максимуму фоточувствительности, становится меньше, чем экситонный пик и смещается в сторону меньших энергий. Подавление фотопроводимости в случае $E \perp C$ в области экситонного резонанса при высоких уровнях оптического возбуждения можно объяснить процессами экситон-экситонного взаимодействия [13]. Действительно с увеличением интенсивности лазерного света концентрация экситонов растет и когда она достигает некоторого критического значения, между экситонами возникает взаимодействие, что

А.Г. КЯЗЫМ-ЗАДЕ, В.М.САЛМАНОВ, И.М.АЛИЕВ, А.А.САЛМАНОВА, А. Г.ГУСЕЙНОВ, Р.М.МАМЕДОВ приводит к исчезновению экситонного поглощения. Оценки показывают, что при мощности накачки 4МВт/см^2 плотность генерированных пар достигает величины $\sim 3 \cdot 10^{19}\text{см}^{-3}$, которая значительно превышает величину экситонной плотности, необходимой для моттовского перехода в кристаллах GaSe, $n_{\text{Мотта}} = 1 \cdot 10^{17}\text{см}^{-3}$.

Работа выполнена при финансовой поддержке «Фонда научного развития» при Президенте Азербайджанской Республики (Грант № EIF-2012-2(6)-39/07/1-М-24)

1. J.M.Besson, R. Le.Toullec, N.Piccioli, *Band-gap excitons in gallium selenide. Phys. Rev. Lett.*, **39** (1977) 671-675.
2. N.C.Fernelius, *Properties of gallium selenide single crystal. Prog. Cryst. Growth and Charact.*, **28** (1994) 275-353.
3. А.Г.Кязым-заде, А.А.Агаева, В.М.Салманов, А.Г.Мохтари, *Детекторы оптического излучения на основе слоистых кристаллов GaSe и InSe, ЖТФ*, **7** №4 (2007) 80-82.
4. W.Shi, Y.J.Ding, N.C.Fernelius, K.Vodopyanov, *Efficient, tunable and coherent 0.18-5.27- THz source based on GaSe crystal. Optics Letters*, **27** №16 (2002) 1454-1456.
5. С.А. Березной, *ГВГ при накачке кристаллов излучением импульсного лазера на длине волны 10,6 мкм, Известия Вузов, Физика*, **53** №9 (2010) 65-70.
6. C.Kubler, R.Huber, A.Leitenstorfer, *Ultrabroadband terahertz pulses: generation and field-resolved detection. Semicond. Sci. Technol.*, **20** (2005) 5128-5133.
7. P.Y.Han, X.C.Zhang, *Free-space coherent broadband terahertz time-domain spectroscopy. Meas. Sci. Technol.* **12** (2001) 1747-1756.
8. J.E.Palmer, T.Saitoh, T.Yodo, M. Tamura, *GaAs on Si (III) with a layered structure GaSe buffer layer. Cryst. Growth*, **150** (1995) 685-690.
9. K.Maschke, Ph.Schmid, *Influence of stacking disorder on the electronic properties of layered semiconductors. Phys. Rev.B*, **12** (1975) 4312- 4315.
10. A.Kasuya, Y.Sasaki, S.Hashimoto, Y.Nishina, H.Iwasaki, *Stacking fault density and splitting of exciton states in ϵ -GaSe. Solid State Commun.*, **55** (1985) 63-66.
11. J.J.Forney, K.Maschke, E.Mooser, *Influence of stacking disorder on Wannier excitons in layered semiconductors. J. Phys. C: Sol. Stat. Phys.*, **10** (1977) 1887-1893.
12. А.Г.Кязым-заде, А.А.Агаева, В.М.Салманов, А.Г.Мохтари, *Экситонное поглощение в кристаллах GaSe и InSe при пикосекундном возбуждении. Неорганические материалы*, **43** №12 (2007) 1-5.
13. А.Ю.Шик, *Диффузия неравновесных носителей в неоднородных полупроводниках, ФТП*, **13** (1979) 1827-1829.

LAZERLƏ HƏYACANLAMADA GaSe KRİSTALLARININ FOTOKEÇİRİCİLİYİNƏ ANİZOTROPİYANIN VƏ QEYRİ-XƏTTİ UDMANIN TƏSİRİ.

A.H.KAZIMZADƏ, V.M.SALMANOV, İ.M.ƏLİYEV,
Ə.A.SALMANOVA, Ə.H.HÜSEYNOV, R.M.MƏMMƏDOV

Təcrübi olaraq GaSe monokristalının fotokeçiriciliyi yüksək optik həyacanlama şəraitində tədqiq edilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, laylı GaSe kristalının optik udma zolağının kənarında fotokeçiricilikdə müşahidə olunmuş xüsusiyyətlər qeyri-tarazlıqlı yükdaşıyıcıların müxtəlif kristalloqrafik istiqamətlərdə yaratdıqları keçiriciliyin xüsusiyyəti və optik udmanın qeyri-xəttiliyi ilə əlaqədardır. Göstərilmişdir ki, kristallik quruluşun qrup nizamsızlığı qeyri-tarazlıqlı yükdaşıyıcıların daşınmasında anizotropiya, qeyri-xətli udmada isə elektron-deşik cütünün yüksək sıxlığında fotokeçiriciliyin spektrində eksiton pikinin aradan çıxmasına səbəb olur.

**A.H. KYAZIM-ZADE, V.M. SALMANOV, I.M. ALIYEV,
A.A. SALMANOVA, A.H. HUSEYNOV, R.M.MAMEDOV**

Photoconductivity of GaSe crystals at high levels of the optical excitation experimentally has been investigated. It has been shown that the observed features of the photoconductivity of GaSe layered crystals at edge absorption bands have been caused by features of transport of non-equilibrium carriers in different crystallographic directions and non-linear optical absorption. It has been established that anisotropy of transfer of non-equilibrium carriers has been the result by influence of group disorder, and the nonlinear absorption observable at high density of electron-hole pairs, caused by disappearance exciton peak in a spectrum of photoconductivity.

Редактор: акад. М.И.Алиев

**КОНЦЕНТРАЦИОННЫЙ ПРОФИЛЬ КОМПОНЕНТОВ В КРИСТАЛЛАХ
InAs-GaAs, ВЫРАЩЕННЫХ МЕТОДОМ ПОДПИТКИ РАСПЛАВА
ВТОРЫМ КОМПОНЕНТОМ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ InAs ЗАТРАВКИ**

**В.К.КЯЗИМОВА, С.М.БАГИРОВА, В.В. МИР-БАГИРОВ, Л.А.ГУСЕЙНЛИ,
Г.Х.АЖДАРОВ**

*Институт Физики НАН Азербайджана
AZ 1143, Баку, пр. Г. Джавида, 131
zangi@physics.ab.az*

Поступила: 26.12.2013

Принята к печати: 24.01.2014

РЕФЕРАТ

В пфанновском приближении решена задача по распределению компонентов в кристаллах твёрдых растворов системы InAs-GaAs при выращивании из InAs расплава, подпитываемого слитком второго компонента (GaAs). Полученные математические соотношения и результаты определяют оптимальные технологические параметры и режимы для получения кристаллов InAs-GaAs с заданным переменным и однородным по составу участками во всём непрерывном ряду твёрдых растворов этих соединений.

Ключевые слова: InAs, GaAs, твёрдые растворы, затравка, подпитка расплава, сегрегация компонентов, пфанновское приближение, однородный кристалл.

Исследования, направленные на изучение диаграммы фазового состояния квазибинарных систем полупроводниковых соединений A_3B_5 , показали наличие ряда непрерывных твёрдых растворов [1]. Одним из перспективных в этом ряду является система InAs-GaAs, составные компоненты которой являются функциональными материалами электронной техники. Большое различие в ширине запрещённой зоны InAs (0.41эВ) и GaAs (1.52эВ) открывает возможность прецизионно управлять электронными свойствами твёрдых растворов этих соединений в широких пределах путём изменения состава матрицы и легирования её различными примесями.

Известно, что для получения крупных и совершенных монокристаллов полупроводниковых материалов наиболее эффективным является метод Чохральского. Однако, в случае твёрдых растворов бинарных систем использование традиционного метода Чохральского приводит к росту кристалла с переменным составом в связи с сегрегацией компонентов при кристаллизации расплава [2].

Для предотвращения влияния сегрегации компонентов на состав расплава, а, следовательно, и растущего кристалла, применяются различные методы [2-7]. Суть этих методов сводится к непрерывной подпитке расплава одним или обоими его компонентами, которая приводит к поддержанию состава растущего кристалла постоянным в процессе всего цикла кристаллизации. С точки зрения практического осуществления и прецизионного управления скоростью подпитки расплава наиболее эффективным является метод подпитки расплава компонентом, коэффициент сегрегации которого превышает единицу. В частности, этот метод с использованием кремниевой подпитки был успешно применён для выращивания однородных кристаллов системы Ge-Si [5,6]. Другой проблемой в деле выращивания монокристаллов полупроводниковых твёрдых растворов из расплавов различного состава является отсутствие набора адекватных монокристаллических затравок [4].

В настоящей работе в пфанновском приближении решена теоретическая задача по концентрационному профилю компонентов в кристаллах InAs-GaAs, выращенных модифицированным методом Чохральского из стартового расплава чистого InAs, подпитываемого стержнем второго компонента GaAs. Цель – установление оптимальных

КОНЦЕНТРАЦИОННЫЙ ПРОФИЛЬ КОМПОНЕНТОВ В КРИСТАЛЛАХ InAs-GaAs, ВЫРАЩЕННЫХ МЕТОДОМ ПОДПИТКИ РАСПЛАВА ВТОРЫМ КОМПОНЕНТОМ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ InAs ЗАТРАВКИ

операционных технологических параметров и режимов для выращивания монокристаллов системы InAs-GaAs с заданным однородным и переменным составами.

На Рис.1 приведена концептуальная схема выращивания кристаллов твёрдых растворов $(\text{InAs})_{1-x}(\text{GaAs})_x$ модифицированным методом Чохральского из стартового расплава чистого InAs, непрерывно подпитываемого стержнем из второго компонента. С момента установления фронта кристаллизации между затравкой и расплавом InAs проводится соприкосновение подпитывающего слитка из GaAs с расплавом (Рис.1А). Затем, одновременно включаются механизмы вытягивания кристалла и погружения подпитывающего стержня в расплав. На первом этапе такого режима происходит постепенное увеличение концентрации второго компонента в расплаве и растущем кристалле до определённого значения. Затем наступает режим насыщения расплава и рост однородного кристалла [5]. В данном случае задача сводится к определению концентрационного профиля компонентов вдоль длины кристалла при различных режимах кристаллизации и подпитки расплава и выбору оптимальных условий для роста кристалла с заданными параметрами.

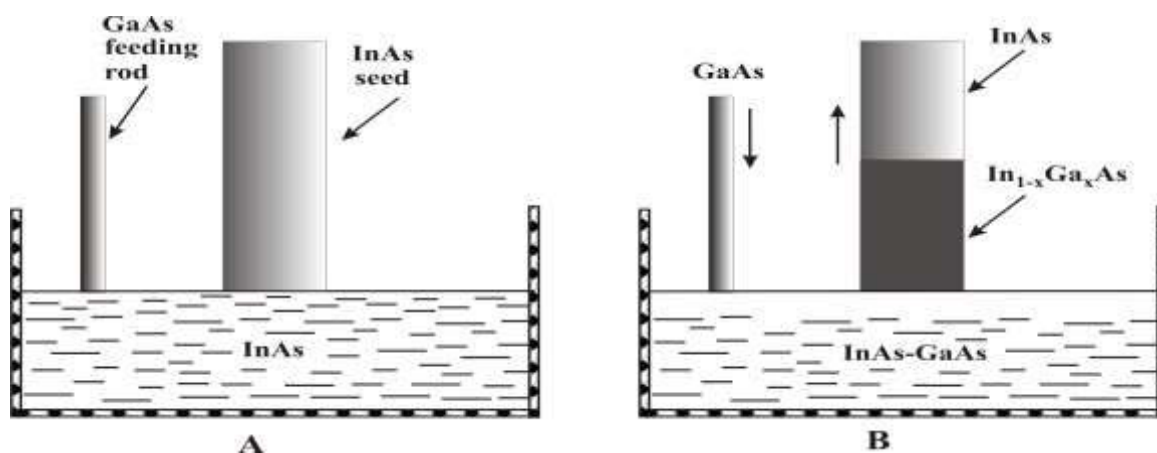


Рис.1.

Концептуальная схема выращивания кристаллов твёрдых растворов InAs-GaAs модифицированным методом Чохральского из стартового расплава чистого InAs. А – стартовая позиция процесса роста кристалла; В – промежуточная стадия роста кристалла.

Введём следующие обозначения: V_m^0 и V_m – объёмы расплава в тигле в стартовый и текущий моменты; V_c – объём расплава, кристаллизующийся в единицу времени; V_f – объём подпитки из GaAs, растворяющийся в расплаве в единицу времени; $\alpha = V_f / V_c$ – отношение скоростей подпитывания и кристаллизации расплава; C – общее количество второго компонента в расплаве; C_m , C_c – молярные доли второго компонента в расплаве и кристалле, соответственно; $K = C_c / C_m$ – равновесный коэффициент сегрегации GaAs; t – время.

Задачу решали при выполнении следующих стандартных условий [2,5]: в расплаве отсутствует испарение и разложение компонентов; скорости диффузии молекул InAs и GaAs в расплаве достаточно высоки и обеспечивают его однородность по всему объёму; диффузия компонентов в твёрдой фазе пренебрежимо мала; на фронте кристаллизации имеет место равновесие между твёрдой и жидкой фазами; фронт кристаллизации плоский.

По условию задачи считаем, что скорость кристаллизации расплава (V_c) и подпитки его (V_f) не зависят от времени, и тогда, в вышепринятых обозначениях, имеем:

$$V_m = V_m^0 - (V_c - V_f)t, \quad \dot{V}_m = -V_c + V_f, \quad \dot{C} = -V_c C_m K + V_f. \quad (1)$$

Учитывая, что молярная доля второго компонента в расплаве $C_m = C/V_m$, имеем:

$$\frac{dC_m}{dt} = \frac{\dot{C}V_m - \dot{V}_m C}{V_m^2} = \frac{\dot{C} - \dot{V}_m C_m}{V_m}. \quad (2)$$

Подставляя (1) в (2), после интегрирования и преобразований получим:

$$(V_c - V_f) \int_0^{C_m} \frac{dC_m}{C_m(V_c - V_c K - V_f) + V_f} = \ln \frac{1}{1 - (1 - \alpha) \cdot \frac{V_c t}{V_0}}. \quad (3)$$

Введём обозначение $\gamma = V_c t / V_0$, определяющее относительную долю закристаллизованного расплава в момент времени t и, учитывая, что $\alpha = V_f / V_c$, запишем уравнение (3) в следующем виде:

$$\gamma = \frac{1}{1 - \alpha} \left\{ 1 - \exp \left[- \int_0^{C_m} \frac{dC_m (1 - \alpha)}{C_m (1 - K - \alpha) + \alpha} \right] \right\}. \quad (4)$$

Уравнение (4) определяет распределение второго компонента вдоль кристалла твёрдого раствора, выращенного в режиме непрерывной подпитки расплава вторым компонентом при стартовом значении состава расплава $C_m = 0$.

Для решения интеграла в (4) требуется знание аналитической зависимости K от C_m . В работе [8] представлен график зависимости K от C_m , построенный на основе данных диаграммы фазового состояния системы в сопряжённых твёрдой и жидких фазах. Показано, что для системы $(\text{InAs})_{1-x}(\text{GaAs})_x$ значение K для GaAs изменяется сложным образом от 20.3 при $x \rightarrow 0$, до значения равного 1 при $x \rightarrow 1$ и не поддаётся математическому описанию. Используя данные этой работы, интеграл в уравнении (4) можно вычислить численным методом [5]. Для примера, на Рис.2 представлены рассчитанные таким образом кривые зависимости состава кристалла C_c от γ для трёх различных режимов роста кристалла, определяемых параметром $\alpha = V_f / V_c$. Кривые 1, 2 и 3 отвечают значениям α , соответствующим режимам роста однородных кристаллов $(\text{InAs})_{1-x}(\text{GaAs})_x$ с составами $x=0.10$, 0.25 и 0.50, соответственно, которые вычисляли по формулам [5]:

$$C_m^* = \frac{\alpha}{K - 1 + \alpha}, \quad C_c^* = \frac{K\alpha}{K - 1 + \alpha}. \quad (5)$$

Как видно из Рис.2, для всех трёх режимов роста кристалла концентрация второго компонента, увеличиваясь по длине слитка, стремится к насыщению. Скорость роста C_c от γ в начальной части кристалла и состав его в последующем однородном участке зависят от величины α . Это обстоятельство позволяет целенаправленно управлять концентрационным профилем компонентов в кристаллах твёрдых растворов $(\text{InAs})_{1-x}(\text{GaAs})_x$, как путём задания конкретных значений α для всего цикла кристаллизации расплава, так и периодическим изменением этого параметра в процессе роста кристалла. Так, в рассматриваемом примере, продольный концентрационный профиль компонентов, представленный кривой 1, может быть изменён применением двухэтапного режима. На первом этапе проводится выращивание кристалла в режиме с $\alpha = \alpha_2$ или $\alpha = \alpha_3$. По достижению концентрации второго компонента значения $C_c=0.1$ начинается второй этап, и рост кристалла переводится в режим с $\alpha = \alpha_1$. Как видно из Рис.2, при такой последовательности режимов кристаллизации расплава можно существенно уменьшить длину участка кристалла с переменным составом и изменить градиент концентраций компонентов на этом участке. Это обстоятельство приводит к значительному увеличению участка кристалла с

однородным составом, соответствующим режиму с $\alpha = \alpha_1$. Возможность двухэтапного режима в деле повышения выхода однородных кристаллов твёрдых растворов InAs-GaAs при выращивании модифицированным методом Чохральского делает эту технологию, несомненно, перспективной. Заметим, что проблема, связанная с отсутствием набора адекватных затравок для выращивания монокристаллов из расплавов различного состава, в данном случае отпадает. Это связано с тем, что здесь стартовый расплав состоит только из первого компонента (InAs).

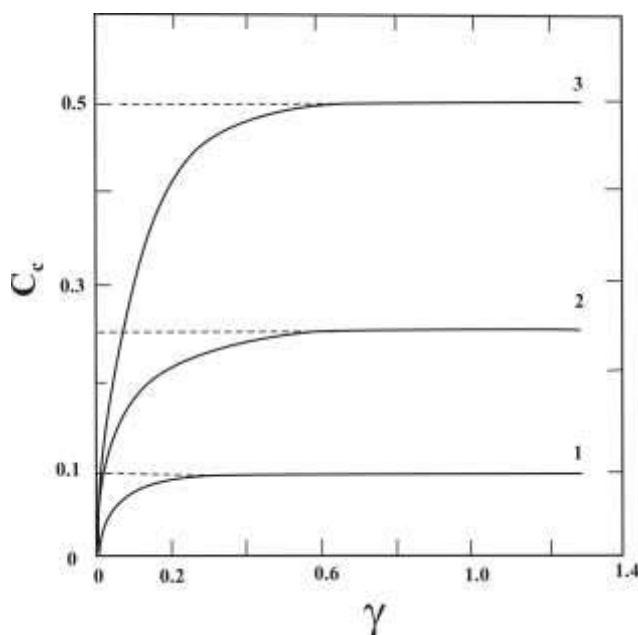


Рис.2.

Зависимости состава кристалла C_c от γ . Кривые 1, 2 и 3 отвечают режимам роста кристаллов InAs-GaAs с $\alpha_1 = 0.095$, $\alpha_2 = 0.23$, $\alpha_3 = 0.47$, соответственно.

На основе вышеприведённых данных можно сделать следующее заключение: математическое моделирование распределения компонентов вдоль кристаллов InAs-GaAs, выращенных модифицированным методом Чохральского из стартового расплава первого компонента, подпитываемого стержнем из GaAs, демонстрирует широкие возможности управления составом кристаллов твёрдых растворов вдоль оси кристаллизации путём соответствующего изменения технологического параметра α .

1. В.С.Земсков, В.Б.Лазарев, *Твёрдые растворы в полупроводниковых системах*, «Наука», Москва, (1978)197.
2. В.М.Глазов, В.С.Земсков, *Физико-химические основы легирования полупроводников*, М.: Наука, (1967) 371.
3. T.A.Campbell, M.Schweizer, P.Dold et al., *Float zone growth and characterization of Ge_{1-x}Si_x (x<10 at%) single crystals*, *J. Crystal Growth*, **226** (2001) 231-237.
4. N.V.Abrosimov, S.N.Rossolenko, W.Thieme et al., *Czochralski growth of Si- and Ge-rich SiGe single crystals*, *J. Crystal Growth*, **174** (1997) 182-186.
5. G.Kh.Azhdarov, T.Kucukomeroglu, A.Varilci et al., *Distribution of components in Ge-Si bulk single crystals grown under continuous feeding of the melt with the second component (Si)*, *J. Crystal Growth*, **226** (2001) 437-442.
6. G.Kh.Azhdarov, R.Z.Kyazimzade, *Growth of homogeneous single crystals of Ge-Si solid solutions by the modified Bridgman method*, *Crystallography Reports*, **50** (2005) S149-S153.
7. G.Kh.Azhdarov, Z.M.Zeynalov, Z.A.Agamaliyev, A.I.Kyazimova, *Growth of single crystals of semiconductor solid solutions by double feeding of the melt method*, *Crystallography Reports*, **55** (2010)763-767.
8. П.Г.Аждаров, М.А.Акперов, А.И.Алекперов, В.В.Мир-Багиров, *Аксиальное распределение компонентов в кристаллах InAs-GaAs, выращенных методом зонной*

**InAs MAYA KRİSTALININ İSTİFADƏSİ İLƏ İKİNCİ KOMPONENTLƏ QİDALANDIRILAN
ƏRİNTİDƏN ALINAN InAs-GaAs MONOKRİSTALLARINDA KOMPONENTLƏRİN
KONSENTRASİYA PROFİLİ**

V.K.KAZIMOVA, S.M.BAĞIROVA, V.V. MİR-BAĞIROV, L.Ə.HÜSEYNLİ, H.X.ƏJDƏROV

InAs maya kristalının istifadəsi ilə ikinci komponentlə (GaAs) qidalandırılan ərintidən alınan InAs-GaAs bərk məhlullarında komponentlərin paylanma məsələsi Pfann yaxınlaşmasında həll edilib. Alınan riyazi tənlilər və nəticələr verilən bircinsli və dəyişən tərkibli InAs-GaAs bərk məhlullarının tam sırasını almaq üçün optimal texnoloji parametrləri və rejimləri müəyyən edir.

**CONCENTRATION PROFILE OF COMPONENTS IN InAs-GaAs
CRYSTALS GROWN BY THE FEEDING OF THE MELT WITH THE SECOND COMPONENT
METHOD USING InAs SEED**

**V.K.KAZIMOVA, S.M.BAGIROVA, V.V.MIR-BAGIROV, L.A.HUSEYNLI,
G.Kh.AZH DAROV**

Components distribution in InAs-GaAs alloy crystals grown under the continuous feeding of InAs melt with the second component (GaAs) has been solved in Pfann approximation. The obtained mathematical equations determine the optimum technology parameters and regimes for growing of InAs-GaAs alloy crystals with desired graded and uniform composition in all range of the solid solutions.

Редактор: чл. корр. Дж.Ш.Абдинов

УДК 541.183:539.104;537.84:621.315.92

ОПТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ ПОГЛОЩЕНИЯ КОМПОЗИТНЫХ ПЛЕНОК ПОЛИЭТИЛЕНА ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТИ С ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМИ НАПОЛНИТЕЛЯМИ GaAs и GaAs<Te>

М.И.АЛИЕВ, Н.Н.ГАДЖИЕВА, Г.Б.АХМЕДОВА

*Институт Физики НАН Азербайджана
AZ 1143, г.Баку, пр.Г.Джавида, 131
Институт Радиационных проблем НАН Азербайджана
AZ 1143, г. Баку, ул. Ф. Агаева, 9
gunayehmedova12@gmail.com*

Поступила: 26.12.2013
Принята к печати: 24.01.2014

РЕФЕРАТ

Экспериментально исследована фотопроводимость кристаллов GaAs при высоких уровнях оптического возбуждения. Показано, что наблюдаемые особенности фотопроводимости слоистых кристаллов GaAs в области края полосы поглощения обусловлены особенностями переноса неравновесных носителей в различных кристаллографических направлениях и нелинейным оптическим поглощением. Установлено, что анизотропия переноса неравновесных носителей связана с влиянием групповой неупорядоченности, а нелинейное поглощение, наблюдаемое при высоких плотностях электронно-дырочных пар, обусловлена исчезновением экситонного пика в спектре фотопроводимости.

Ключевые слова: полиэтилен высокой плотности, полупроводниковые наполнители, композитные пленки, оптические спектры поглощения

В работе получены композитные пленки ПЭВП+хмасс% GaAs и ПЭВП+хмасс% GaAs<Te> (х=1÷10) и изучены их оптические спектры поглощения в области $\lambda=200\div800$ нм при комнатной температуре. Показано, что полупроводниковые наполнители GaAs и GaAs<Te>, изменяя надмолекулярную структуру полимерной матрицы, приводят к изменению коэффициента поглощения в области $\lambda=300\div800$ нм.

ВВЕДЕНИЕ

Получение новых полимерных композитов с интересными электрофизическими, спектрально-люминесцентными, электретыными и другими свойствами в значительной степени зависит от природы наполнителя, формы, размера, характера распределения и типа связности частиц, а также от степени взаимодействия между составляющими компонентами [1-3]. Обычно новые наполнители приводят к расширению возможностей практического применения композитного материала. С этой точки зрения особый интерес представляют полимерные композитные материалы типа полимер-полупроводниковые наполнители [4-5]. Введение полупроводниковых наполнителей в полимерную матрицу приводит к модификации его структуры и свойства [5-6]. В этом аспекте интересными представляются композиты на основе полиэтилена высокой плотности (ПЭВП) с полупроводниковыми соединениями GaAs и GaAs<Te>. Это вызвано тем, что данные полупроводники имеют своеобразную кристаллическую и зонную структуры, являются перспективными материалами в микро и оптоэлектронике. Выбор ПЭВП ($C_{2n}H_{2n+2}$) в качестве связующего обусловлен хорошей изученностью данного материала [4-6]. Следует отметить, что в литературе фактически отсутствуют данные по изучению оптических и спектральных свойств композитов ПЭВП-GaAs и ПЭВП-GaAs<Te>.

В настоящей работе представлены результаты оптических исследований композитных пленок ПЭВП с наполнителями GaAs и GaAs<Te>, проведенных в области $\lambda=200\div800$ нм при комнатной температуре.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Из порошков ПЭВП и полупроводников GaAs и GaAs<Te> с размерами частиц ~ 50 мкм путем механического смешивания изготавливали однородную смесь. Затем однородная смесь подвергалась горячему прессованию при температуре $T=140^\circ\text{C}$ с выдержкой 15 мин. и охлаждалась до комнатной температуры в течение 30 мин. Данный метод позволяет получить пленки ПЭВП с равномерным распределением микрочастиц в объеме полимера, что представляется необходимым фактором для оптических исследований. Равномерность распределения микрочастиц в пленках ПЭВП контролировалась по фону Фурье-ИК-спектров поглощения. Толщина исходных и композитных пленок равнялась $d\sim 50\div 100$ мкм. Содержание вводимого количества микрочастиц GaAs и GaAs<Te> варьировалось от 1 до 10 масс.%(1,2,3,4,5,6,7,8,9,10масс%).

Оптические спектры поглощения исходных образцов ПЭВП и его композитов регистрировались на спектрофотометре Cary 50 Scan (Varian) при комнатной температуре в области длин волн $\lambda=200\div800$ нм. Рассчитаны значения коэффициента поглощения A/d (где A -поглощение, d -толщина пленок) и получены их зависимости от концентрации наполнителей GaAs и GaAs<Te>.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На Рис.1 приведены спектры поглощения исходных пленок ПЭ без микрочастиц (кривая 1) и содержащих 2, 4 и 6 масс.% микрочастиц арсенида галлия (кривые 2,3,4) в области длин волн $\lambda=200-800$ нм. Как видно из спектра, ПЭ характеризуется слабым поглощением в УФ области и фактически не поглощает в видимой области. Введение микрочастиц GaAs в структуру ПЭ приводит к его поглощению. С увеличением концентрации наполнителя от 2 до 6 масс.% поглощение композитных пленок относительно ПЭ увеличивается в ~ 3 раза (кривые 2,3). Дальнейшее увеличение концентрации до 10 мас. % приводит к сильному поглощению, что не позволяет регистрировать сигнал.

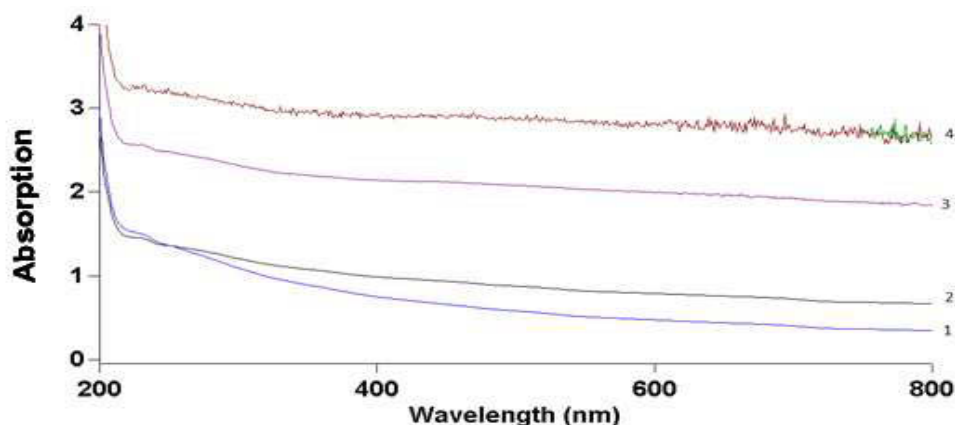


Рис.1.

Спектры оптического поглощения полиэтиленовых пленок (1) и композитов ПЭВП с наполнителями GaAs (2,4 и 6 масс %; кривые 2,3 и 4.)

Тенденция увеличения поглощения композитных пленок ПЭ в зависимости от концентрации GaAs<Te> микрочастиц наполнителя наблюдается также и для образцов ПЭ-GaAs<Te> (Рис 2). Как видно из рисунка, увеличение концентрации микрочастиц от 2 до 6 масс. % приводит к увеличению поглощения композитных пленок относительно пленки ПЭ в ~2 раза (кривые 2-4). Дальнейшее увеличение концентрации GaAs<Te> до 10 масс. % сопровождается увеличением значения поглощения в ~3 раза (кривая 5).

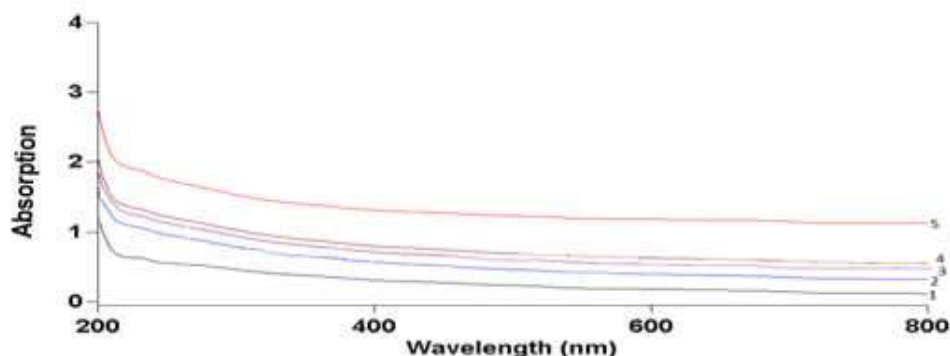


Рис. 2.

Спектры оптического поглощения полиэтиленовых пленок (1) и композитов ПЭВП с наполнителями GaAs<Te> (2,4,6 и 10 масс%; кривые 2, 3,4 и 5).

Для сравнительного анализа нами получены кривые изменения значения коэффициента поглощения (A/d) в зависимости от концентрации наполнителей (Рис.3). Выявлено, что данные зависимости носят нелинейный характер и имеют минимумы. Эти минимумы для ПЭВП- GaAs и ПЭВП-GaAs<Te> соответствуют значениям концентрации наполнителей 2-4 и 4-6 масс%, соответственно. При этом ширина минимума для композитных пленок ПЭВП-GaAs<Te> значительно превышает ширину минимума для пленок ПЭВП- GaAs. Дальнейшее увеличение значений концентрации $C > 2 \div 4$ и $C > 4 \div 6$ масс% сопровождается ростом коэффициента поглощения. Полученные данные хорошо согласуются с результатами Фурье-ИК спектроскопических исследований, согласно которым именно при значениях

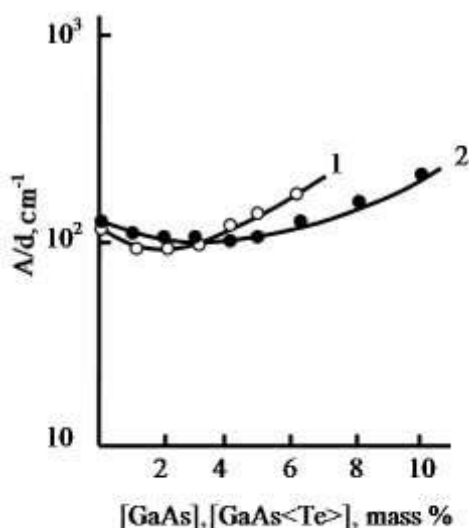


Рис.3.

Зависимость коэффициента поглощения (A/d) композитных пленок ПЭВП- GaAs (1) и ПЭВП- GaAs<Te> (2) от массового содержания наполнителей.

Таким образом, варьирование типа полупроводниковых наполнителей при низких их содержаниях изменяет надмолекулярную структуру полимерной матрицы, что приводит к изменению структур и оптических свойств. Показано, что

полупроводниковые наполнители GaAs и GaAs<Te>, изменяя НМС полимерной матрицы, приводят к изменению коэффициента поглощения в области $\lambda=300\div800\text{nm}$.

1. M.F.Galikhanov, D.A.Eremeev, R.Y.Deberdeev, *Elektret effect in Compounds of Polystyrene with Aerosil, Russian Journal of Applied Chemistry*, **76** (2003) 1651-1654.
2. Л.И.Трахтенберг, Г.Н.Герасимов, В.К.Потапов, *Нанокмпозиционные металлополимерные пленки: сенсорные, каталитические и электрофизические свойства, Вестник Московского университета*, **42** (2005) 325-331.
3. Э.Г.Эфендиев, Н.Н.Гаджиева, Т.М.Ильяслы, Р.Ф.Аббасова, Ф.Ф.Яхьяев, *Структура полиэтиленовых пленок, содержащих наночастицы меди. Журнал прикладной спектроскопии*, **73** (2006) 408-410.
4. Э.М.Годжаев, А.М.Магеррамов, Ш.А.Зейналов, С.С.Османова, Э.А.Аллахьяров, *Коронозлектреты на основе композитов полиэтилен высокой плотности с полупроводниковым наполнителем TeGaS₂, Электронная обработка материалов*, №6 (2010) 91-96.
5. Г.А.Мамедов, Э.М.Годжаев, А.М.Магеррамов, Ш.А.Зейналов, *Исследования рельефа поверхности атомно-силовым методом и диэлектрических свойств композиций полиэтилена высокой плотности и добавок TeGaS₂, Электронная обработка материалов*, **47** №6 (2011) 94-98.
6. Э.М.Годжаев, А.М.Магеррамов, С.С.Османова, М.А.Нуриев, Э.А.Аллахьяров *Зарядовое состояние композиций на основе композитов полиэтилена с полупроводниковым наполнителем TeInSe₂, Электронная обработка материалов*, №2 (2007) 84-88.
7. А.М.Магеррамов, *Структурное и радиационное модифицирование электретных, пьезоэлектрических свойств полимерных композитов, Баку, «Элм»*, (2001) 327.
8. А.Б.Смирнов, Б.А.Федоров, Д.Э.Темнов, Е.Е.Фомичева, *Структурные и электретные свойства полипропилена с различным содержанием аморфного диоксида кремния, Наносистемы: Физика, химия, математика*, **3** №2 (2012) 65-72.

GaAs və GaAs<Te> YARIMKEÇİRİCİ ƏLAVƏLİ YUXARI SİXLİQLİ POLİETİLEN NAZİK KOMPOZİT TƏBƏQƏLƏRİNİN OPTİK UDULMA SPEKTRLƏRİ

M.İ.ƏLİYEV, N.N.HACIYÉVA, G.B.ƏHMƏDOVA

İşdə yuxarı sıxlıqlı polietilen (YSPE)+x kütlə %GaAs və YSPE+x kütlə %GaAs<Te> (x=1÷10) nazik kompozit təbəqələri alınmış və onların optik udulma spektrləri otaq temperaturunda öyrənilmişdir. Göstərilmişdir ki, GaAs və GaAs<Te> yarımkeçirici doldurucuları polimer matrisasının üstmolekulyar strukturunu dəyişərək $\lambda=300\div800\text{nm}$ oblastında onun udulma əmsalının dəyişməsinə səbəb olur.

OPTICAL ABSORPTION SPECTRA OF COMPOSITE FILMS OF POLYETHYLENE OF HIGH DENSITY WITH SEMICONDUCTOR GaAs and GaAs <Te> FILLERS

M.I.ALİEV, N.N.GADZHİÉVA, G.B.AHMADOVA

Composite films of polyethylene of high density (PEHD)+x mass percentage of GaAs and PEHD+x mass percentage of GaAs<Te> (x=1÷10) have been obtained and their optical absorption spectra at room temperature in the range of $\lambda=200\div800\text{nm}$ have been studied. It has been shown that GaAs and GaAs<Te> semiconductor fillers, changing supramolecular structure of the polymer matrix, lead to change in absorption coefficient in the range of $\lambda=300\div800\text{nm}$.

УДК 541.123.3

**СИНТЕЗ, РЕНТГЕНОФАЗОВЫЙ АНАЛИЗ И ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА
ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $TlGa_{1-x}Er_xS_2$**

С.Н.МУСТАФАЕВА, Ю.Г.АСАДОВ, Э.М.КЕРИМОВА, М.М.АСАДОВ*

*Институт физики НАН Азербайджана
AZ 1143, г. Баку, пр. Г.Джавида, 33
solmust@gmail.com*

Институт химических проблем НАН Азербайджана
AZ 1143, г. Баку, пр. Г.Джавида, 29
mirasadov@gmail.com*

Поступила: 03.06.2013

Принята к печати: 26.12.2013

РЕФЕРАТ

Из исходных элементов синтезированы твердые растворы $TlGa_{1-x}Er_xS_2$ ($x = 0; 0.001; 0.005$ и 0.01) на основе слоистого соединения $TlGaS_2$. Изучены зависимости параметров решетки и физических свойств образцов твердых растворов $TlGa_{1-x}Er_xS_2$ от концентрации Er.

Ключевые слова: синтез, твердые растворы, $TlGa_{1-x}Er_xS_2$, параметры решетки, физические свойства.

ВВЕДЕНИЕ

Соединение $TlGaS_2$ является широкозонным слоистым полупроводником p -типа с температурой плавления $T_{пл}=1165K$, обладает широким спектром практически важных физических характеристик, таких как высокая фото- и рентгеночувствительность. В процессе легирования полупроводников физические свойства зависят от того, какое положение займет легирующая примесь. В тройных полупроводниках вопрос о путях замещения атомами металлов катионных позиций до конца не изучен. В соединении $TlGaS_2$ с моноклинной структурой при легировании металлами (Yb, Fe, Er) установлено, что одинарное замещение Ga с образованием твердых растворов, связанных через анион серы, является энергетически выгодным [1–5]. Эти данные о катионном замещении Ga^{3+} легирующими металлами в $TlGaS_2$ согласуются с тем, что в структуре кристалла $TlGaS_2$ исходные элементы находятся в Tl^{1+} , Ga^{3+} , S^{2-} степенях окисления [6].

В данной работе приведены результаты синтеза и исследования свойств твердых растворов $TlGa_{1-x}Er_xS_2$ ($x=0; 0.001; 0.005$ и 0.01).

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В качестве исходных компонентов использовали особо чистые химические элементы: Tl (Тл00), Ga (Ga 5N), S (ОСЧ 165), Er (99.99%). Твердые растворы $TlGa_{1-x}Er_xS_2$ ($x=0; 0.001; 0.005$ и 0.01) синтезировали из взятых в стехиометрических соотношениях химических элементов путем непосредственного их сплавления в вакуумированных до 10^{-3} Па кварцевых ампулах при $1000\pm 5K$ в течение $5\div 7$ часов. Завершенность синтеза и гомогенность полученных образцов, а также их индивидуальность контролировали методами ДТА и РФА и сопоставлением полученных данных с литературными. Качественные кристаллы получали из синтезированных $TlGa_{1-x}Er_xS_2$ методом направленной кристаллизации в вакуумированных кварцевых ампулах.

Рентгенографическое исследование кристаллов $TlGa_{1-x}Er_xS_2$ было проведено на порошковом автодифрактометре типа D8-ADVANCE в режиме $0.5^\circ < 2\theta < 80^\circ$ ($SiK\alpha$ -излучение; $\lambda=1.5418\text{\AA}$) при 40кВ и 40мА. Полученные рентгендифракционные данные обработаны и уточнены по программам EVA и TOPAZ. При обработке

рентгеновских данных кристаллов было установлено, что эти данные хорошо индицируются на основе данных, приведенных в банке данных Международного дифракционного центра.

Угловое разрешение записи составляло 0.1° . Ошибки определения углов отражений не превышали $\Delta\theta = \pm 0.02^\circ$.

Рентгенофазовый анализ показал, что кристаллическая структура образцов соответствует моноклинной сингонии, т.е. на дифрактограммах твердых растворов присутствовала система линий, соответствующая структуре соединения TlGaS_2 . Элементарная ячейка соединения TlGaS_2 со слоистой структурой состоит из слоевых пакетов, каждый такой слой состоит из последовательности структурных единиц Ga_4S_{10} в виде пирамид, которые, в свою очередь, образованы тетраэдрами GaS_4 . Пирамиды образованных слоев обращены друг к другу вершинами и, в получившихся таким образом тригональных полостях, располагаются атомы таллия.

Образцы твердых растворов $\text{TlGa}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$ для электрических измерений были изготовлены в виде плоских конденсаторов, плоскость которых была перпендикулярна С-оси кристалла. В качестве электродов использована серебряная паста. Толщина кристаллических пластинок из $\text{TlGa}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$ составляла от 100 до 170 мкм для разных составов. В процессе электрических измерений образцы помещались в экранированную камеру. Диэлектрические коэффициенты кристаллов $\text{TlGa}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$ измерены резонансным методом с помощью куметра TESLA 560. Диапазон частот переменного электрического поля составлял $5 \cdot 10^4 - 3.5 \cdot 10^7$ Гц. Точность определения резонансных значений емкости и добротности ($Q = 1/\text{tg}\delta$) измерительного контура была ограничена погрешностями, связанными со степенью разрешения отсчетов по приборам. Градуировка конденсатора имела точность $\pm 0,1$ пкФ. Воспроизводимость положения резонанса составляла по емкости $\pm 0,2$ пкФ, а по добротности $\pm 1.0 \div 1.5$ деления шкалы. При этом наибольшие отклонения от средних значений составляли $3 \div 4\%$ для ϵ и 7% для $\text{tg}\delta$.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Дифрактограммы порошковых образцов $\text{TlGa}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$ ($x = 0.001$; 0.005 и 0.01) при комнатной температуре приведены на Рис.1–Рис.3, их расчет – в Таблицах 1–3. Как видно из таблиц, введение эрбия в указанном количестве в кристаллы TlGaS_2 не приводит к изменению структуры полученных разбавленных твердых растворов $\text{TlGa}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$. Было обнаружено, что материалы с $x = 0.001$; 0.005 и 0.01 являются однофазными. Параметры решетки $\text{TlGa}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$ мало меняются с составом.

Проведенная нами оценка растворимости эрбия в решетке TlGaS_2 с учетом известных эффективных ионных радиусов атомов указывает на то, что радиус внедряющегося атома примеси Er^{3+} ($1.03 \text{ \AA}$) по своему значению ближе к радиусу Ga^{3+} ($0.76 \text{ \AA}$), чем к радиусу Tl^{1+} ($1.64 \text{ \AA}$), т.е. в слоистом кристалле TlGaS_2 частичное замещение галлия эрбием соответствует условию образования раствора замещения.

Частотная зависимость диэлектрических потерь является важной характеристикой материала и определяется не только структурой материала, но и наличием и составом примесей. В диэлектриках и сегнетоэлектриках обычно диэлектрические потери высоки в области мегагерцовых частот, что связывается с установлением доменной поляризации.

На Рис.4 приведены зависимости диэлектрических коэффициентов ϵ' (кривая 1) и $\text{tg}\delta$ (кривая 2) твердых растворов $\text{TlGa}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$ от состава. Диэлектрические коэффициенты кристаллов $\text{TlGa}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$ существенно зависели от их состава.

Наиболее ошутимое изменение диэлектрических коэффициентов от процентного содержания эрбия в образцах $\text{TlGa}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$ наблюдалось при начальном пределе частоты $f=5 \cdot 10^4$ Гц. Так, если для TlGaS_2 при $f=5 \cdot 10^4$ Гц значение ϵ' составляло 23.5, то при $x=0.01$ $\epsilon'=3.6$. Другими словами значение ϵ' уменьшалось примерно в 6,5 раз, а значение $\text{tg} \delta$ увеличивалось с 0.017 до 0.184 с увеличением концентрации Er.

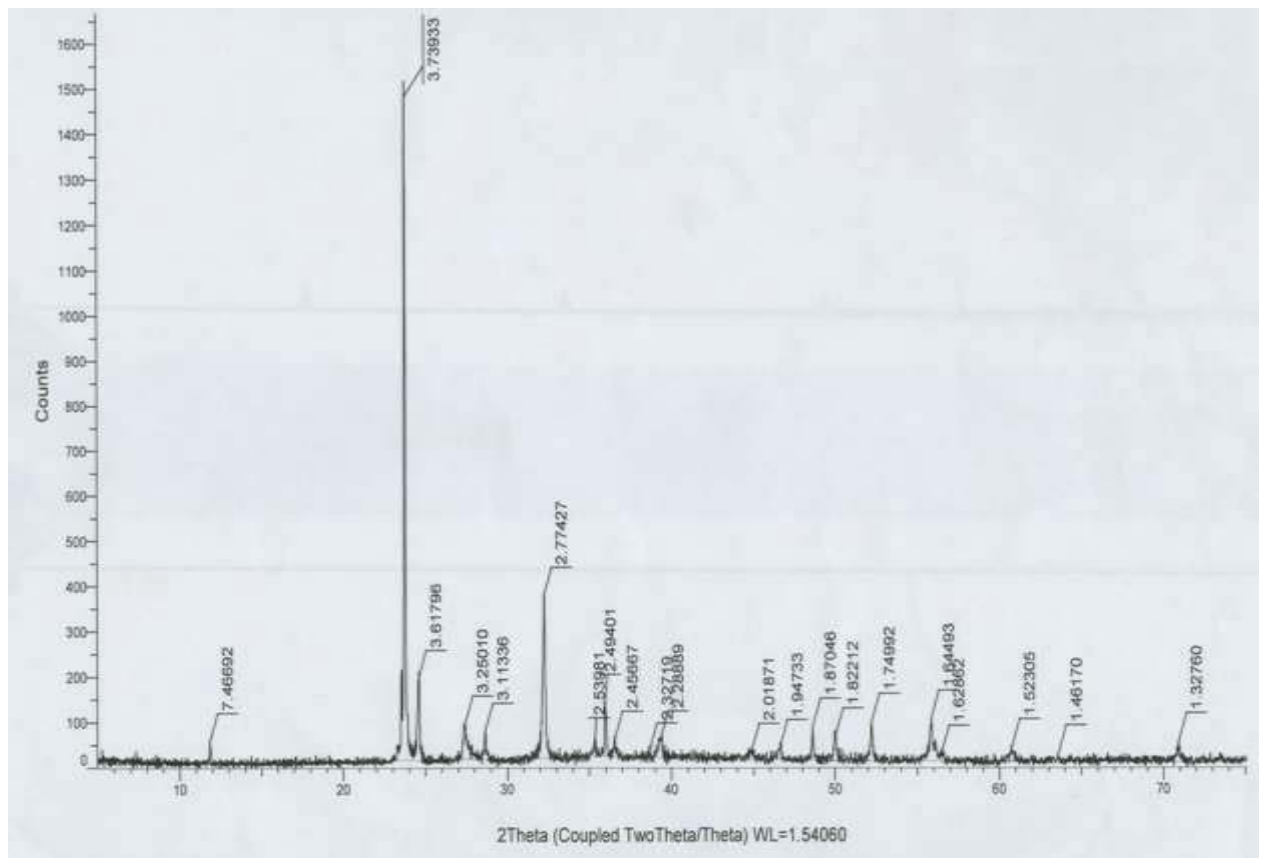


Рис. 1.

Дифрактограмма порошковых образцов $\text{TlGa}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$ ($x=0.001$) при комнатной температуре.

В области частот $5 \cdot 10^4 \div 3.5 \cdot 10^7$ Гц была измерена также проводимость твердых растворов $\text{TlGa}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$ различного состава ($x=0$; 0.001; 0.005 и 0.01). Для твердых растворов $\text{TlGa}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$ полученная кривая $\sigma_{ac}(f)$ состояла из двух участков: $\sigma_{ac} \sim f^{0.6}$ (при сравнительно низких частотах) и $\sigma_{ac} \sim f^{0.8}$ при более высоких частотах ($f > 10^6$ Гц). Наблюдение участков $\sigma_{ac} \sim f^{0.8}$ свидетельствует о наличии в кристаллах $\text{TlGa}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$ прыжковой проводимости по состояниям, локализованным вблизи уровня Ферми. Для изученных твердых растворов $\text{TlGa}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$ различного состава из зависимости $\sigma_{ac}(f)$ оценена плотность локализованных состояний вблизи уровня Ферми ($N_F = 5.9 \cdot 10^{18} \div 1.1 \cdot 10^{19}$ эВ $^{-1}$ см $^{-3}$). Вычислены также среднее время прыжков из одного локализованного состояния в другое ($\tau = 5 \cdot 10^{-8} \div 10^{-7}$ с), среднее расстояние прыжков ($R = 77 \div 81$ Å), энергетический разброс локализованных состояний в окрестности уровня Ферми ($\Delta E = 0.11 \div 0.15$ эВ), а также концентрация локализованных состояний, ответственных за проводимость на переменном токе ($N_l = 8.8 \cdot 10^{17} \div 10^{18}$ см $^{-3}$).

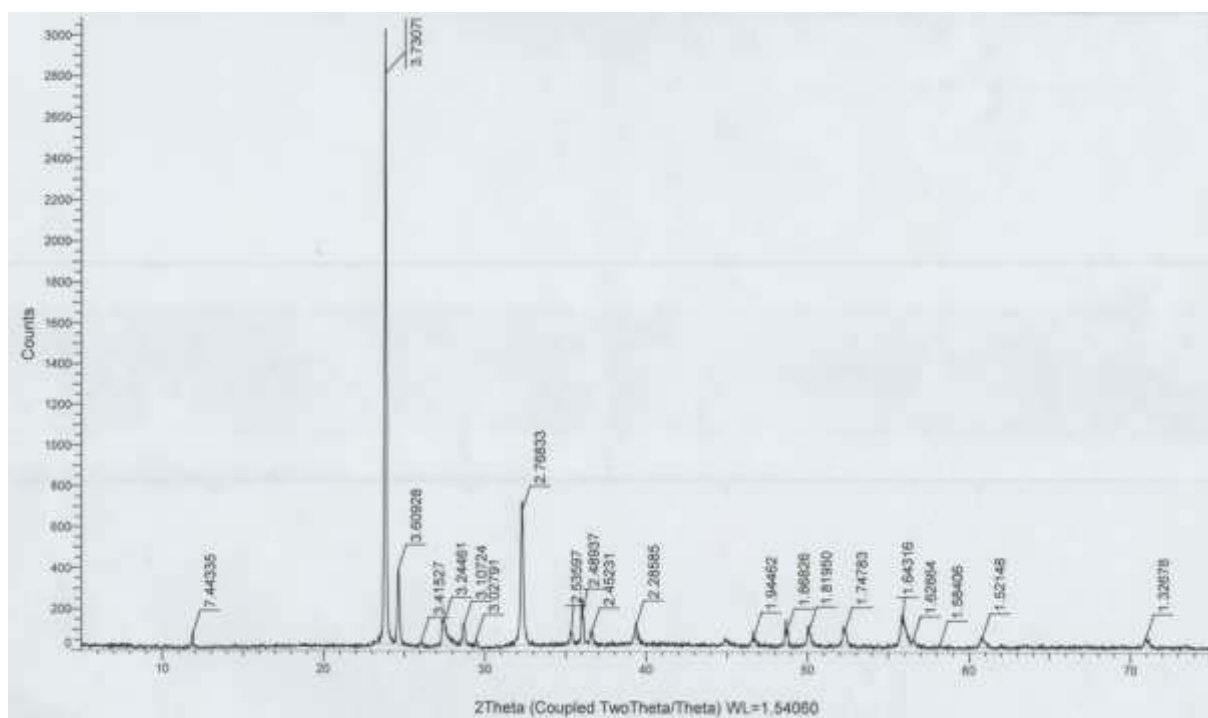


Рис. 2.

Дифрактограмма порошковых образцов $\text{TiGa}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$ ($x=0.005$) при комнатной температуре.

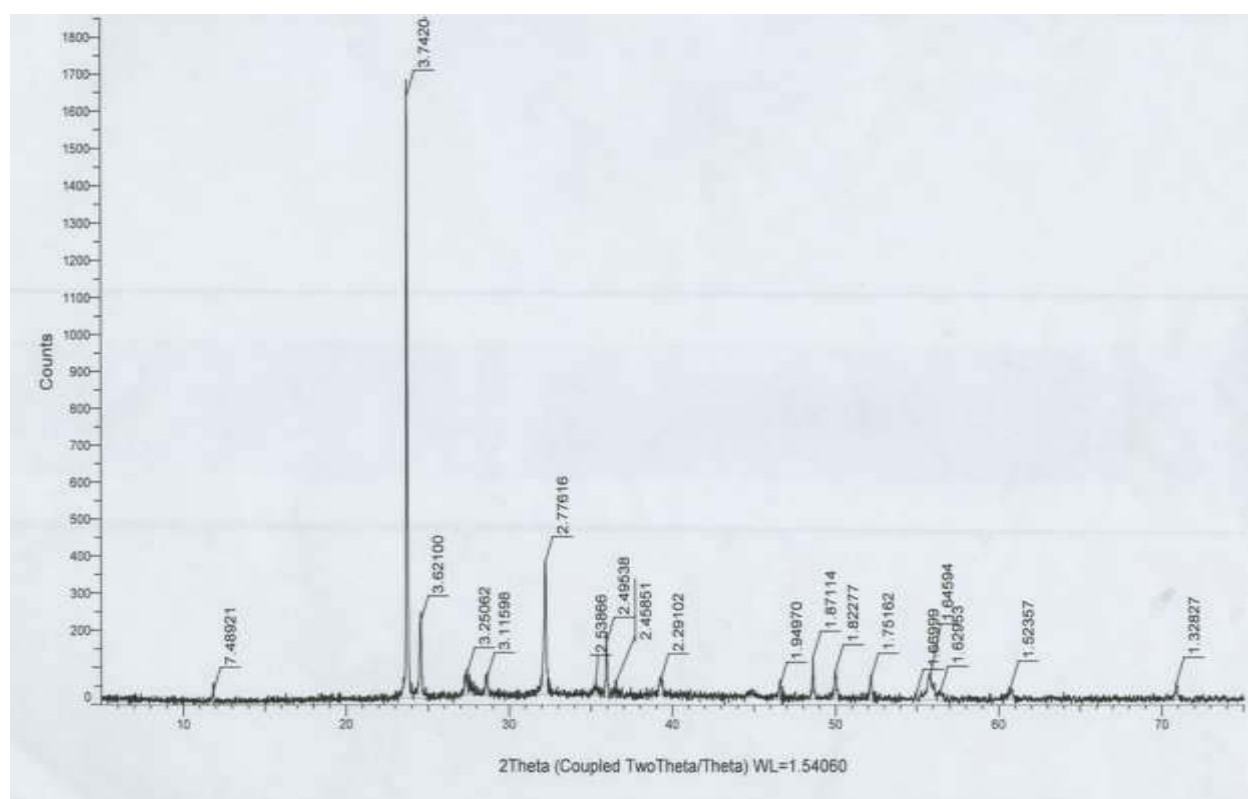


Рис. 3.

Дифрактограмма порошковых образцов $\text{TiGa}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$ ($x=0.01$) при комнатной температуре.

Таблица 1.

Результаты расчета дифрактограммы $\text{TlGa}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$ ($x=0.001$) при комнатной температуре.

TlGaS_2	$\text{TlGa}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$ ($x=0.001$)			Параметры решетки $\text{TlGa}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$ ($x=0.001$)	Параметры решетки TlGaS_2
$d_{\text{эксп.}} \text{ \AA}$	$d_{\text{эксп.}} \text{ \AA}$	I/I_0	hkl		
7.4812	7.4669	4	002	$a = 10.3302 \text{ \AA}$ $b = 10.2602 \text{ \AA}$ $c = 15.1805 \text{ \AA}$ $\beta = 99.60^\circ$ $z = 16$ пр. гр. C2/c $V = 1585.006 \text{ \AA}^3$ $\rho = 5.642 \text{ г/см}^3$	$a = 10.299 \text{ \AA}$ $b = 10.284 \text{ \AA}$ $c = 15.175 \text{ \AA}$ $\beta = 99.60^\circ$ $z = 16$ пр. гр. C2/c $V = 1584.74 \text{ \AA}^3$ $\rho = 5.67 \text{ г/см}^3$
3.7406	3.7393	100	004		
3.6129	3.6180	13	220		
3.2511	3.2501	5	130		
3.1119	3.1134	5	222		
2.7736	2.7743	25	223		
2.5339	2.5398	8	041		
2.4937	2.4940	6	006		
2.4570	2.4567	2	224		
2.3349	2.3272	5	331		
2.2852	2.2889	2	043		
2.0187	2.0187	2	511		
1.9471	1.9473	5	226		
1.8703	1.8705	2	008		
1.8193	1.8221	5	441		
1.7478	1.7499	5	530		
1.6436	1.6449	2	408		
1.6255	1.6286	2	622		
1.5229	1.5231	2	622		
1.4604	1.4617	4	537		

Таблица 2.

Результаты расчета дифрактограммы $\text{TlGa}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$ ($x=0.005$) при комнатной температуре.

TlGaS_2	$\text{TlGa}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$ ($x=0.005$)			Параметры решетки $\text{TlGa}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$ ($x=0.005$)	Параметры решетки TlGaS_2
$d_{\text{эксп.}} \text{ \AA}$	$d_{\text{эксп.}} \text{ \AA}$	I/I_0	hkl		
7.481	7.4434	4	002	$a = 10.3243 \text{ \AA}$ $b = 10.3057 \text{ \AA}$ $c = 15.1487 \text{ \AA}$ $\beta = 99.60^\circ$ $z = 16$ пр. гр. C2/c $V = 1587.73 \text{ \AA}^3$ $\rho = 5.16 \text{ г/см}^3$	$a = 10.299 \text{ \AA}$ $b = 10.284 \text{ \AA}$ $c = 15.175 \text{ \AA}$ $\beta = 99.60^\circ$ $z = 16$ пр. гр. C2/c $V = 1584.74 \text{ \AA}^3$ $\rho = 5.67 \text{ г/см}^3$
3.741	3.7307	100	004		
3.613	3.6093	15	220		
3.421	3.4153	2	221		
3.251	3.2446	5	130		
3.112	3.1072	4	222		
3.039	3.0279	2	132		
2.768	2.7683	25	224		
2.534	2.5360	4	041		
2.494	2.4894	10	006		
2.452	2.4523	5	116		
2.285	2.2859	4	043		
1.947	1.9446	5	226		
1.870	1.8683	5	008		
1.819	1.8195	5	441		
1.748	1.7478	8	530		
1.644	1.6432	2	047		
1.626	1.6266	2	622		
1.585	1.5841	2	138		
1.521	1.5215	2	263		

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Установлено, что в образцах твердых растворов $\text{TlGa}_{1-x}\text{Er}_x\text{S}_2$ ($x=0.001$; 0.005 и 0.01) с увеличением концентрации Er параметры кристаллической решетки мало меняются с составом. Это можно связать с тем, что Er и Ga близки по значениям атомных радиусов, и замещение Ga происходит по изоморфной модели. На концентрационных зависимостях обнаружено, что действительная составляющая комплексной диэлектрической проницаемости уменьшалась, а значение тангенса

угла диэлектрических потерь увеличивалось с увеличением концентрации эрбия в кристаллах $TlGa_{1-x}Er_xS_2$.

Таблица 3.

Результаты расчета дифрактограммы $TlGa_{1-x}Er_xS_2$ ($x=0.01$) при комнатной температуре.

$TlGaS_2$	$TlGa_{1-x}Er_xS_2$ ($x=0.01$)			Параметры решетки $TlGa_{1-x}Er_xS_2$ ($x=0.01$)	Параметры решетки $TlGaS_2$
$d_{эксп.}, \text{\AA}$	$d_{эксп.}, \text{\AA}$	I/I_0	hkl		
7.4812	7.4892	4	002	$a = 10.3413 \text{\AA}$ $b = 10.3142 \text{\AA}$ $c = 15.1951 \text{\AA}$ $\beta = 99.60^\circ$ $z = 16$	$a = 10.299 \text{\AA}$ $b = 10.284 \text{\AA}$ $c = 15.175 \text{\AA}$ $\beta = 99.60^\circ$ $z = 16$
3.7406	3.7420	100	004		
3.6129	3.6210	15	220		
3.2511	3.2506	4	130		
3.1119	3.1160	4	222	пр. гр. $C2/c$	пр. гр. $C2/c$
2.7736	2.7762	20	223		
2.5339	2.5387	8	041		
2.4937	2.4954	10	006		
2.4570	2.4585	4	224	$V = 1596.5343 \text{\AA}^3$ $\rho = 5.642 \text{ г/см}^3$	$V = 1584.74 \text{\AA}^3$ $\rho = 5.67 \text{ г/см}^3$
2.2906	2.2910	4	402		
1.9471	1.9497	4	226		
1.8703	1.8711	10	008		
1.8193	1.8228	10	154		
1.7508	1.7516	8	154		
1.6791	1.6700	8	352		
1.6470	1.6459	4	406		
1.6255	1.6295	4	621		
1.5229	1.5236	4	622		

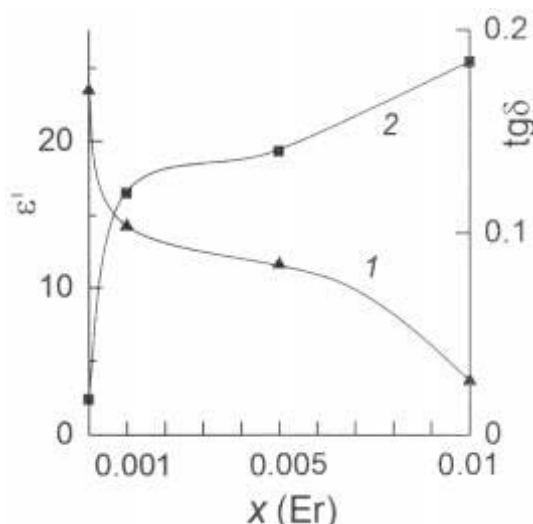


Рис. 4.

Зависимость диэлектрических коэффициентов ϵ' (кривая 1) и $\text{tg}\delta$ (кривая 2) кристаллов $TlGa_{1-x}Er_xS_2$ от концентрации эрбия при частоте $f = 5 \cdot 10^4 \text{ Гц}$.

1. С.Н.Мустафаева, фотозлектрические рентгендозиметрические свойства монокристаллов $TlGaS_2<Yb>$, ФТТ, **47** (2005) 1937- 1940.
2. Е.М.Kerimova, S.N.Mustafaeva, Yu.G.Asadov, R.N. Kerimov, *Syntesis, growth and properties of $TlGa_{1-x}Yb_xS_2$ crystals*, Crystallography Reports, **50** (2005) 122123.
3. S.N.Mustafaeva, E.M.Kerimova, P.G.Ismailova, M.M.Asadov, *Roentgendosimetric characteristics of detectors on the base of $TlGaS_2<Yb>$ signal cryatals*, Fizika, **4** (2004) 108-115.
4. С.Н.Мустафаева, М.М.Асадов, С.Б.Кязимов, Н.З.Гасанов, Диаграмма состояния системы $TlGaS_2-TlFeS_2$ и ширина запрещенной зоны кристаллов $TlGa_{1-x}Fe_xS_2$ ($0 \leq x \leq 0.01$), Неорган. Материалы, **48** (2012) 1110-1113.

5. С.Н.Мустафаева, М.М.Асадов, Э.М.Керимова, Н.З.Гасанов, *Диэлектрические и оптические свойства монокристаллов, Неорган. Материалы*, **49** (2013) 1271-1276.
6. G.E.Delgado, A.J.Mora, F.V.Perez, J.Gonzalez, *Диэлектрические и оптические свойства монокристаллов, Physica B*, **391** (2007) 385-388.

$TlGa_{1-x}Er_xS_2$ BƏRK MƏHLULLARIN SINTEZİ, RENTGENFAZA ANALİZİ VƏ FİZİKİ XASSƏLƏRİ

S.N.MUSTAFAEVA, Y.Q.ƏSƏDOV, E.M.KƏRİMOVA, M.M.ƏSƏDOV

İlkin elementlərdən laylı quruluşa malik olan $TlGaS_2$ əsasında $TlGa_{1-x}Er_xS_2$ ($x=0$; 0.001; 0.005 və 0.01) bərk məhlullar sintez edilmişdir. $TlGa_{1-x}Er_xS_2$ bərk məhlullarının numunələrinin qəfəs parametrlərinin və fiziki xassələrinin Er-un qatılığından asılılıqları tədqiq edilmişdir.

SYNTHESIS, ROENTGENOPHASE ANALYSIS AND PHYSICAL PROPERTIES OF $TlGa_{1-x}Er_xS_2$ SOLID SOLUTIONS

S.N.MUSTAFAEVA, Yu.G.ASADOV, E.M.KERIMOVA, M.M.ASADOV

$TlGa_{1-x}Er_xS_2$ ($x=0$; 0.001; 0.005; 0.01) solid solutions, based on the layered compound $TlGaS_2$, have been prepared by direct elemental synthesis. The dependence of the lattice parameters and physical properties on Er-concentration has been studied in $TlGa_{1-x}Er_xS_2$ solid solutions.

Редактор: проф. С.И.Мехтиева

InGaTe₂ BİRLƏŞMƏSİNİN QƏFƏS PARAMETRLƏRİNİN, ELEKTRON VƏ DEŞİKLƏRİN EFFEKTİV KÜTLƏLƏRİNİN HESABLANMASI

E.M.QOCAYEV, Z.A.CAHANGİRLİ, Ü.S.ABDURƏHMANOVA

*Azərbaycan Texniki Universiteti
AZ 1073, Bakı ş., H.Cavid pr., 25
geldar-04@mail.ru*

Daxil olub: 03.12.2013
Çapa verilib: 24.01.2014

REFERAT

İşdə InGaTe₂ birləşməsinin kristallik qəfəs parametrlərini hesablamaq üçün elementar qəfəsin həcmi dəyişməklə tam enerji hesablanmış, hal tənzimləmə daxil olan parametrlər seçilərək tam enerjinin elementar qəfəsin həcmindən asılılığı müəyyən edilmiş və onun minimal qiymətinə əsasən qəfəs parametrləri hesablanmışdır. Nəzəri hesablanmış nəticələrin eksperimental nəticələrlə yaxşı uzlaşması müəyyən edilmişdir. InGaTe₂ birləşməsində elektronların və deşiklərin effektiv kütlələrini hesablamaq üçün həmin birləşməni psevdopotensial üsulu ilə hesablanmış zona quruluşuna əsasən valent və keçirici zonalarının ekstremumları təyin edilmiş və effektiv kütlə tenzorları təyin edilmişdir.

Açar sözlər: qəfəs parametrləri, effektiv kütlə, psevdopotensial üsulu, Murnaqaq hal tənzimləmə.

Bəsit və çoxkomponentli maddələrin atomları arasındakı kimyəvi rabitənin təbiəti haqqında zəruri informasiyanı almaq üçün müvafiq analizlər aparmaq lazımdır. Məlum olduğu kimi bərk cismin kompleks fiziki xassələri onun kimyəvi tərkibi və atomların faza düzülüşü ilə müəyyən edilir. Bu və ya digər kristallik quruluş üçün elektron qarşılıqlı təsirinə xarakteri və atomların düzülüşü barədə aydın təsəvvür yaratmağa imkan verir. Lakin, müasir dövrdə yeni alınmış mürəkkəb yarımkeçiricilərin tədqiqi əsasən onların fiziki xüsusiyyətlərinin öyrənilməsi istiqamətində aparılır. Kristallik qəfəsin quruluşunun öyrənilməsinə isə lazımi diqqət yetirilmir.

Qeyd olunanlardan aydın olur ki, yeni tərkibli kimyəvi birləşmələrin xassələrinin və onlarda baş verən struktur çevrilmələrinin dərk edilməsi və aydınlaşdırılması üçün rentgenostruktur analizlərinin aparılması zəruridir. Eyni zamanda, müəyyən tərkibli kimyəvi birləşmələrin müxtəlif müəlliflər tərəfindən rentgenoqrafik üsulla eksperimental təyin edilmiş qiymətləri adətən bir-birindən fərqlənir. Bu hal tədqiqat obyektini olan InGaTe₂ birləşməsində də müşahidə edilmişdir. Belə ki, [1] işinin müəllifləri tərəfindən təyin edilmiş qəfəs parametrləri üçün alınmış qiymətlər $a=8.3945\text{Å}$, $c=6.8352\text{Å}$, həmin işin müəllifləri tərəfindən alınmış qiymətlər isə $a=8.3945\text{Å}$, $c=6.8352\text{Å}$ olmuşdur. Digər tərəfdən, qəfəs parametrlərinin rentgenoqrafik üsulla təyin edilməsi kifayət qədər böyük zəhmət tələb edən tədqiqat işidir. Bunları nəzərə alaraq təqdim etdiyimiz tədqiqat işində InGaTe₂ birləşməsinin qəfəs parametrlərinin təyin edilməsinə cəhd etmişik.

Məlumdur ki, kristal kənar təsirlərə məruz qaldıqda deformasiyaya uğrayır. Bu zaman həm qəfəs parametrləri, həm də atomların onların vəziyyətlərini xarakterizə edən koordinatları dəyişikliyə uğrayır. Ona görə də bu parametrlərin deformasiyasının müəyyən qiymətində parametrlərin hesablanması vacib məsələdir. Qəbul edilmişdir ki, entropiyanın sabit qiymətində təzyiq tam enerjinin həcmə görə birinci tərtib törəməsi ilə, həcmi sıxılma isə təzyiqin sabit temperaturda həcmə görə törəməsi ilə xarakterizə edilir.

$$P = -\left(\frac{\partial E}{\partial V}\right)_S, \quad B = -V\left(\frac{\partial P}{\partial V}\right)_T$$

Eksperimental olaraq həcmi sıxılmanın modulu təzyiqin kiçik dəyişmələrində

$$B' = \left(\frac{\partial B}{\partial P} \right)_T$$

kimi tapılır. Əgər qəbul etsək ki, $B' = B'_0$, onda $B = B_0 + B'_0 P$ alınar. Bu zaman

$$\frac{dV}{V} = - \frac{dP}{B_0 + B'_0 P}$$

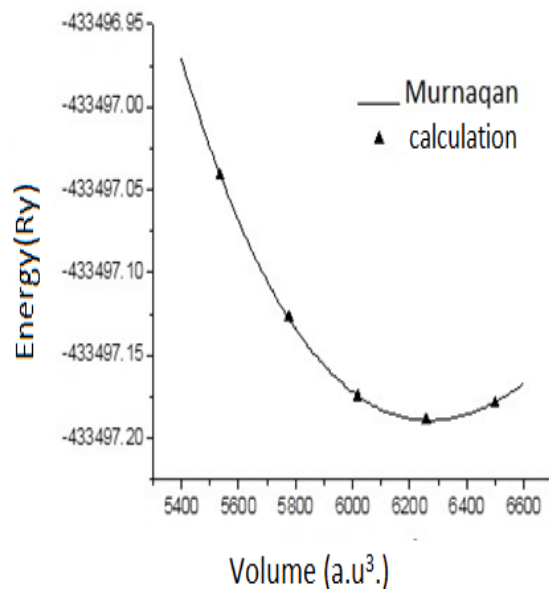
alınar. Bu ifadənin inteqrallanması ilə

$$P(V) = \frac{B_0}{B'_0} \left(\left(\frac{V_0}{V} \right)^{B'_0} - 1 \right), \text{ buradan isə } V(P) = V_0 \left(1 + B'_0 \frac{P}{B_0} \right)^{-1/B'_0} \text{ olması alınır.}$$

Məlum olduğu kimi elementar qəfəslərin tam enerjiləri müəyyən V_0 tarazlıq həcmiləri ilə müəyyən edilirlər və bu həcmə azacıq dəyişməsi ilə kristalın tam enerjisi artır. Bu asılılıq Murnaqan düsturu adlanan düsturla ifadə edilir [3].

$$E(V) = E_0 + \left[\frac{B_0 V}{B'_0} \left(\frac{(V_0/V)^{B'_0}}{B'_0 - 1} + 1 \right) - \frac{B_0 V}{B'_0 - 1} \right] \frac{1}{14703.6},$$

burada $E_0 = E(V_0)$ tarazlıq həcminə müvafiq enerjidir (yəni enerjinin minimum



qiymətidir), $B = -V(\partial P / \partial V)_T$, B - həcmi sıxılma modulu, B_0 - həcmi sıxılma modulunun tarazlıq halındakı qiymətidir ($P=0$ olduqda). B'_0 isə onun sabit temperaturda təzyiqə görə birinci tərtib törəməsidir. Tənliyə daxil edilmiş $\frac{1}{14703.6}$ tənliyi tam enerjinin nəticələrinin Ridberqlə alınmasının təmin edilməsi üçün daxil edilib.

Kristallik qəfəsin parametrlərini təyin etmək üçün elementar qəfəsin həcmi $\pm 8\%$ dəyişərək tam enerjinin müvafiq qiymətlərini hesablamışıq. Murnaqan hal tənliyinə daxil olan parametrlər elə seçilmişdir ki, tam enerjinin elementar qəfəsinin həcmindən asılılığı şəkildə göstərilən formada olsun (Şəkil).

Şəkil.

Elementar qəfəsin tam enerjisinin həcmdən asılılığı.

Elementar qəfəsin həcmi hesablanmış qiymətlərinə görə $V_0 = 6268,1419$ a.u., $B = 40,2392$ GPa, onun təzyiqə görə törəməsi $B' = 4,5588$ olmuşdur. Bununla yanaşı hesablar Birç- Murnaqan tənliyi ilə aparılmışdır.

$$E(V) = E_0 + \frac{9V_0 B_0}{16} \left\{ \left[\left(\frac{V_0}{V} \right)^{\frac{2}{3}} - 1 \right]^3 B'_0 + \left[\left(\frac{V_0}{V} \right)^{\frac{2}{3}} - 1 \right]^2 \left[6 - 4 \left(\frac{V_0}{V} \right)^{\frac{2}{3}} \right] \right\} \frac{1}{14703.6}$$

Qeyd edək ki, tarazlıq halında qəfəs parametrlərinin hesablanması onların nisbətlərinin sabitliyi halında aparılmışdır. Elementar qəfəsin həcmi $V = a^2 c$ kimi

tapıldığından qəfəs parametrlərini yüksək dəqiqliklə hesablamaq olur. Hesablamaların nəticələrini kifayət qədər etibarlı hesab etmək olar.

Cədvəl.

Murnaqaq və Birç- Murnaqaq hal tənliklərinin parametrləri.

Parametr	Murnaqaq	Birç - Murnaqaq
$V_0, \text{a.u}$	6268,1419	6267.8101
E_0, R_y	-433437.189425	-433497.189401
B, GPa	40.2392	40.1350
B'	4.5588	4.7886

Məlum olduğu kimi effektiv kütlə yarımkeçiricilərin elektron xassələrinin əsas xarakteristikası hesab edilir. Effektiv kütlədən elektrik və maqnit xassələrinin öyrənilməsində, kinetik parametrlərin hesablanmasında və kritik nöqtələrdə optik parametrlərin analizində istifadə edilir. Effektiv kütlənin təyin edilməsinin müxtəlif yolları vardır. Onlardan biri də müasir nəzəri mülahizələrə əsaslanaraq hesablanmış zona quruluşuna görə elektronların və dəşiklərin effektiv kütlələrinin hesablanmasıdır.

InGaTe_2 monokristal $A^{III}B^{VI}$ tip zəncirvari quruluşa malik yarımkeçirici birləşmədir. Bu birləşmənin yarımkeçirici xassələri Muzer-Pirson kimyəvi rabitə modeli əsasında izah edilir. Birləşmənin qəfəs parametrləri $a=8.3945\text{\AA}$, $c=6.8352\text{\AA}$ və atom koordinatları $x=0.1730$ [2] işindən götürülüb.

Psevdopotensial üsulu ilə hesablanmış zona quruluşuna əsasən InGaTe_2 birləşməsində elektronların və dəşiklərin effektiv kütlələri hesablanmışdır. Bu məqsədlə valent və keçiricilik zonalarının ekstremumları təyin edilir, elektronların və dəşiklərin tərs effektiv kütlə tenzorları təyin edilir. Hesablama aşağıdakı ifadənin köməyiylə aparılır.

$$\left[\frac{m_0}{m^*} \right]_{ij} = \delta_{ij} + \frac{2}{m_0} \sum_{n' \neq n} \frac{\langle n, \mathbf{k}_0 | \mathbf{P}_i | n', \mathbf{k}_0 \rangle \langle n', \mathbf{k}_0 | \mathbf{P}_j | n, \mathbf{k}_0 \rangle}{E_n(\mathbf{k}_0) - E_{n'}(\mathbf{k}_0)},$$

burada m_0 elektronun kütləsi, δ_{ij} - Kroneker simvolu ; $\langle n, \mathbf{k}_0 | \mathbf{P}_i | n', \mathbf{k}_0 \rangle$ bu $\mathbf{k}_0$ ekstremum nöqtəsində hesablanmış $\mathbf{P}_i = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x_i}$ impuls operatorunun matrisa elementi; n - verilmiş zonanın nömrəsi; n' - digər zonalar.

$$\langle n, \mathbf{k}_0 | \mathbf{P}_i | n', \mathbf{k}_0 \rangle = \int \psi_{n\mathbf{k}_0}^*(\mathbf{r}) \mathbf{P}_i \psi_{n'\mathbf{k}_0}(\mathbf{r}) d\mathbf{r}$$

İnteqrallama elementar qəfəsin həcmi üzrə aparılır. Ekstremum nöqtəsində elektronun (dəşiyin) $\psi_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ dalğa funksiyasına uyğun gələn energetik spektri psevdodalğa tənliyindən təyin edilir.

$$\left[\frac{\mathbf{P}^2}{2m_0} + V(\mathbf{r}) \right] \psi_{n\mathbf{k}_0}(\mathbf{r}) = E_n(\mathbf{k}_0) \psi_{n\mathbf{k}_0}(\mathbf{r}).$$

Zona quruluşu hesablanarkən konfigurasiya fəzasında qeyri - lokal ion psevdopotensialları [4-5] işində təklif edilən sxem əsasında qurulmuşdur. InGaTe_2 birləşməsinin zona quruluşu hesablanarkən ion yükünün ekranlaşması, həmçinin mübadilə-korrelyasiya effektləri Xabbard-Şem modelinə görə dielektrik formalizm çərçivəsində hər bir ion ətrafında yüklərin ixtiyari paylanması nəzərə alınmışdır. Dalğa funksiyasının parçalanmasında 1800-ə qədər müstəvi dalğadan istifadə edilmişdir. Nəzərə alınan müstəvi enerjiləri 30 Rydb götürülmüşdür.

Müəyyən edilmişdir ki, keçiricilik zonasındakı minimum $k_0 = 0,125b_1 + 0,125b_2 + 0,375b_3$ nöqtəsində yerləşir; halın dalğa funksiyası gətirilməyən D_1 təsəvvürünə aid edilir. Elektronların və deşiklərin effektiv kütlələrinin tenzorunun tərs qiymətinin komponentləri $0,01m_0$ dəqiqliklə aşağıdakı ifadələrlə hesablanmışdır.

$$\left(\frac{m_0}{m_n} \right) = \begin{pmatrix} 3,09 & 0 & 0 \\ 0 & 3,09 & 0 \\ 0 & 0 & 4,59 \end{pmatrix}.$$

Valent zonasının maksimumu $k_0 = 0.5b_1 - 0.5b_2 + 0.5b_3$ (b_1, b_2, b_3) tərs qəfəsin bazis translyasiyalarıdır. Halın dalğa funksiyası gətirilməyən T_3 –anlayışına aiddir. Deşiklərin effektiv kütlələrinin tenzor modulları

$$\left(\frac{m_0}{m_{p\perp}^*} \right) = \begin{bmatrix} -2.31 & 0 & 0 \\ 0 & -2.31 & 0 \\ 0 & 0 & -0.11 \end{bmatrix}.$$

Deşiklərin effektiv kütlələri kəskin anizotropluğa malikdir, yəni $\left(\frac{m_{p\parallel}^*}{m_{p\perp}^*} \right) = 21$

Burada $m_{p\parallel}^*$ və $m_{p\perp}^*$ deşiklərin c tetraqonal oxuna paralel və perpendikulyar istiqamətlərdə qiymətlərini ifadə edir. Göründüyü kimi kütlələrin tərs qiymətlərinin tenzorları hər iki maksimum üçün diaqonal şəkildədir, yəni ekstremumlar ətrafında izoenergetik səthlər fırlanma ellipsoidi formasına malikdir.

1. X.Gonze, J.M.Beuken, R.Caracas et al., *First Principles Computation of Material Properties: the ABINIT Software Project*, *Allan. Comput. Mater. Sci.*, **25** (2002) 478–492.
2. M.Mobarak, H.Berger, G.F. Lorusso et al., *The Growth and Properties of Single Crystals of GaInTe₂, a Ternary Chalkogenide Semiconductor*, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **31** (1998) 1433–1437.
3. F.D.Murnghan, *The compressibility of media under extreme pressures*, *Proceedings of the National Academy of Sciences*, **30** (1944) 244–247.
4. В.Хейне, М.Л.Коэн, Д.Уейр, *Теория псевдопотенциалов*, Москва, изд. «Мир», (1973) 557.
5. G.B.Bachelet, D.R.Haman, V.Shlüter, *Pseudopotentials that work: from H to Pu*, *Physical Review B*, **26** (1982) 4199–4228.

CALCULATION OF THE ELEMENTARY CELL PARAMETERS, EFFECTIVE MASSES OF ELECTRONS AND HOLES IN InGaTe₂

E.M.QOJAEV, Z.A.JAHANGİRLİ, U.S.ABDURAHMANOVA

Total energy of compound InGaTe₂ has been calculated to determine lattice spacing. It has been determined dependence of the total energy on the volume of the elementary lattice by a choice of parameters entering into the state equation and on its minimum value the lattice spacing have been calculated. Theoretically and experimentall results have been in a good agreement. The extrema of the valence and conduction bands have been investigated on the basis of band structure calculated by a pseudopotential method for this compound for the purpose of calculate the effective masses of electrons and holes in compound InGaTe₂.

**РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕМЕНТАРНОЙ ЯЧЕЙКИ, ЭФФЕКТИВНЫХ МАСС
ЭЛЕКТРОНОВ И ДЫРОК В InGaTe_2**

Э.М.ГОДЖАЕВ, З.А. ДЖАХАНГИРЛИ, У.С.АБДУРАХМАНОВА

В работе вычислена полная энергия для определения кристаллических параметров соединения InGaTe_2 путем изменения объема элементарной решетки, определена зависимость полной энергии от объема элементарной решетки выбором параметров, входящих в уравнение состояния и по ее минимальному значению вычислены параметры решетки. Установлено хорошее соответствие между экспериментально и теоретически вычисленными результатами. Для вычисления эффективных масс электронов и дырок в соединении InGaTe_2 были определены экстремумы валентной зоны и зоны проводимости на основе зонной структуры, вычисленные методом псевдопотенциала для данного соединения.

Редактор: акад. Б.М.Аскеров

**МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КОМПОНЕНТОВ В
МОНОКРИСТАЛЛАХ ТВЁРДЫХ РАСТВОРОВ InSb-AlSb, ВЫРАЩЕННЫХ
МЕТОДАМИ ЧОХРАЛЬСКОГО И БРИДЖМЕНА**

В.К.КЯЗИМОВА, М.А.АКПЕРОВ, А.И.АЛЕКПЕРОВ, Г.Х.АЖДАРОВ

*Институт Физики НАН Азербайджан
Баку, AZ-1143, пр. Г.Джавида, 131
zangi@physics.ab.az*

Поступила: 26.12.2013
Принята к печати: 24.01.2014

РЕФЕРАТ

В пфанновском приближении с учётом сложной зависимости коэффициента сегрегации компонентов от состава расплава выполнено математическое моделирование распределения компонентов вдоль осей кристаллов твёрдых растворов системы InSb-AlSb, выращенных традиционными методами Чохральского и Бриджмена. Рассчитаны концентрационные профили компонентов вдоль осей кристаллов InSb-AlSb, выращенных из расплавов с различным стартовым составом. Полученные результаты определяют возможности указанных методов и оптимальные условия для выращивания кристаллов InSb-AlSb с заданным составом и распределением компонентов.

Ключевые слова: InSb, AlSb, расплав, твёрдые растворы, сегрегация компонентов, пфанновское приближение.

Полупроводниковые алмазоподобные соединения InSb и AlSb полностью растворяются друг в друге в любых соотношениях как в жидком, так и в твёрдом состояниях [1]. Значительное различие в ширинах запрещённых зон InSb (~0,23эВ) и AlSb (~1,55эВ) открывает возможность прецизионного управления величиной этого фундаментального параметра и электронными процессами в кристаллах твёрдых растворов этих полупроводников путём простого изменения состава матрицы. В настоящей работе выполнено математическое моделирование распределения компонентов в монокристаллах твёрдых растворов InSb-AlSb, выращенных традиционными (консервативными) методами Чохральского и Бриджмена из расплавов с различным исходным составом. Цель - установление возможностей указанных методов для выращивания кристаллов InSb-AlSb с заданным составом и распределением компонентов в оптимальных режимах. Отметим, что аналогичные задачи решались в пфанновском приближении для ряда алмазоподобных бинарных твёрдых растворов в работах [2-7], результаты которых дали хорошее согласие с экспериментальными данными.

На Рис.1 представлены концептуальные схемы выращивания кристаллов твёрдых растворов традиционными методами Чохральского и Бриджмена, заложенные в основу расчёта концентрационного профиля компонентов по длине слитков InSb-AlSb. В стартовый момент ($t=0$) температура на фронте затравки расплавов равна T ликвидуса исходного состава расплава. Затем включается механизм перемещения затравки (Рис.1А) или тигля относительно нагревателя (Рис.1В), и происходит рост кристалла твёрдого раствора.

Задачу концентрационного распределения компонентов по длине кристаллов InSb-AlSb, как и в работах [2-7], решали в пфанновском приближении, предполагающем выполнение следующих стандартных условий: в расплаве отсутствует испарение и разложение компонентов; скорости диффузии молекул компонентов в расплаве достаточно высоки и обеспечивают равномерность его состава по всему объёму; диффузия компонентов в твёрдой фазе пренебрежимо

мала; на фронте кристаллизации существует равновесие между жидкой и твёрдой фазами, определяемое диаграммой фазового состояния системы; фронт кристаллизации плоский.

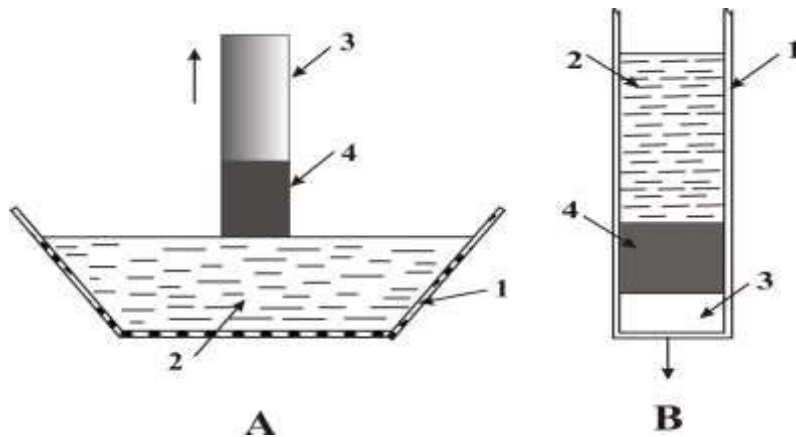


Рис.1.

Концептуальные схемы выращивания кристаллов твёрдых растворов InSb- AlSb методами Чохральского (А) и Бриджмена (В). 1 – тигель; 2 – расплав InSb- AlSb; 3 – затравка; 4 – растущий кристалл.

Введём следующие обозначения: V_0, V_l – объёмы расплава в тигле в начальный и текущий моменты; V_c – объём расплава, кристаллизующийся в единицу времени; C_c, C_l – доля молекул AlSb в единице объёма кристалла и расплава, соответственно; $K = C_c / C_l$ – коэффициент сегрегации AlSb; C_l^0 – концентрация (доля молекул) AlSb в расплаве в стартовой позиции кристаллизации; C – общее количество AlSb в расплаве.

Учитывая принятые обозначения, имеем

$$C_l = \frac{C}{V_l} \quad \text{и} \quad \frac{dC_l}{dt} = \frac{\dot{C}V_l - \dot{V}_l C}{V_l^2}. \quad (1)$$

По условию задачи считаем, что V_c не зависит от времени, тогда имеем

$$V_l = V_0 - V_c t, \quad \dot{V}_l = -V_c, \quad \dot{C} = -V_c C_l K. \quad (2)$$

Подставляя данные (2) в уравнение (1) после ряда преобразований и интегрирования, получим

$$\frac{V_c t}{V_0} \equiv \gamma = 1 - \exp \left[- \int_{C_l^0}^{C_l} \frac{dC_l}{C_l K - C_l} \right], \quad (3)$$

здесь $\gamma \equiv V_c t / V_0$ – доля закристаллизованной части расплава в момент t в единицах начального объёма расплава.

Решение интеграла в уравнении (3) требует знания аналитической зависимости коэффициента сегрегации (K) AlSb от C_l . Зависимость K от C_l равно как и от C_c может быть рассчитана из данных диаграммы равновесного фазового состояния рассматриваемой системы. На Рис.2 представлена эта диаграмма [1] и построенные на её основе кривые зависимости K от C_l и C_c . Кривые 1 и 2 рассчитаны последовательным вычислением K для сопредельных значений C_l и C_c во всём непрерывном ряду твёрдых растворов. Как видно из Рис.2, коэффициент сегрегации AlSb изменяется сложным образом с составом расплава и кристалла в довольно широком диапазоне от значения ~ 70 до 1 и не поддаётся аналитическому описанию. Однако, данные кривой 1 (или 2) Рис.2 оказываются достаточными для определения значения интеграла в (3) графическим или численным методом [3]. На Рис.3 приведены расчётные зависимости концентрации AlSb вдоль слитков

твёрдых растворов InSb-AlSb, рассчитанные численным методом для четырёх различных значений стартового состава расплава. Как видно, во всех случаях концентрация AlSb максимальна в начальной части слитка и резко уменьшается по его длине, стремясь к нулю в конце слитка. В начальной части кристалла концентрация AlSb значительно превышает C_l^0 в связи с довольно большим значением его коэффициента сегрегации (см. Рис.2). Как следует из анализа этих данных, при заданном количестве исходного расплава на скорость изменения состава вдоль кристаллов, выращиваемых методами Чохральского и Бриджмена, можно повлиять путём изменения C_l^0 и диаметра растущих кристаллов. Семейства кривых, аналогичных представленным на Рис.3, построенные для заданных концентрационных диапазонов компонентов твёрдых растворов InSb-AlSb, дают возможность определять нужные режимы получения кристаллов с требуемым составом и градиентом концентраций компонентов.

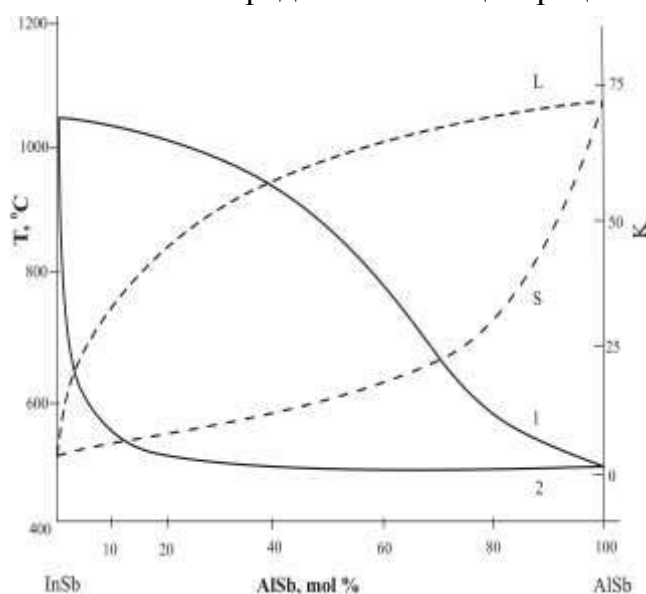


Рис.2.

Зависимости коэффициента сегрегации AlSb (K) от составов кристалла (кривая 1) и расплава (кривая 2) и диаграмма фазового состояния системы InSb-AlSb [1] (пунктирные линии).

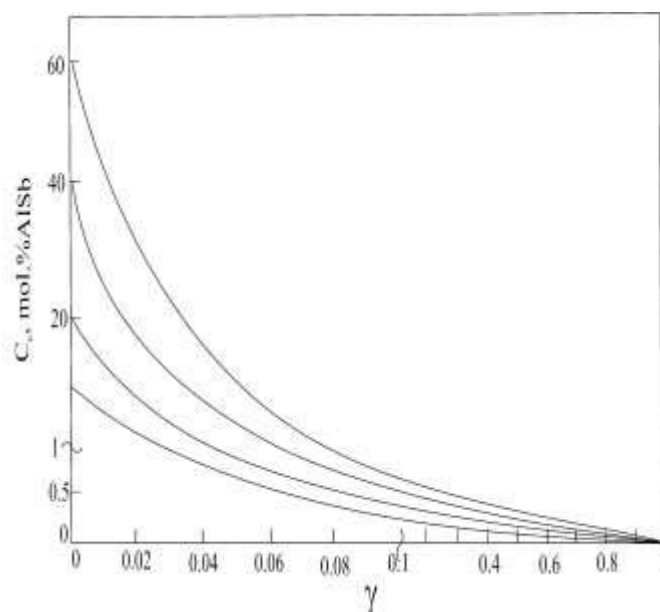


Рис.3.

Зависимости концентрации AlSb в кристаллах твёрдых растворов InSb-AlSb, выращенных методами Чохральского и Бриджмена, от доли закристаллизовавшегося расплава для четырёх различных значений C_l^0 (кривые 1, 2, 3 и 4 отвечают значениям концентрации AlSb в расплаве 0.143, 0.30, 0.72, и 1,53 мол.%, соответственно).

Заметим, что во многих случаях требуются кристаллы твёрдых растворов с однородным распределением компонентов. Как видно из Рис.3, традиционные методы Чохральского и Бриджмена не обеспечивают выполнения этой задачи для системы InSb-AlSb. Для выращивания однородных кристаллов обсуждаемой бинарной системы требуются неконсервативные методы, обеспечивающие постоянство состава расплава в процессе его кристаллизации [2,3].

На основе вышеизложенного материала можно сделать следующее заключение: математическим моделированием распределения компонентов в кристаллах бинарной системы InSb-AlSb можно определять возможности и оптимальные условия для получения твёрдых растворов с заданным составом и градиентом концентраций компонентов методами Чохральского и Бриджмена.

1. В.С.Земсков, В.Б.Лазарев, *Твёрдые растворы в полупроводниковых системах*, «Наука», Москва, (1978)197.
2. T.A.Campbell, M.Schweizer, P.Dold et al., *Float zone growth and characterization of Ge_{1-x}Si_x (x<10at%) single crystals*, *J. Crystal Growth*, **226** (2001) 231-237.
3. G.Kh.Azhdarov, T.Kucukomeroglu, A.Varilci et al., *Distribution of components in Ge-Si bulk single crystals grown under continuous feeding of the melt with the second component (Si)*, *J. Crystal Growth*, **226** (2001) 437-442.
4. N.V.Abrosimov, S.N.Rossolenko, W.Thieme et al., *Czochralski growth of Si- and Ge-rich SiGe single crystals*, *J. Crystal Growth*, **174** (1997) 182-186.
5. G.Kh.Azhdarov, R.Z.Kyazimzade, *Growth of homogeneous single crystals of Ge-Si solid solutions by the modified Bridgman method*, *Crystallography Reports*, **50** (2005) S149-S153.
6. G.Kh.Azhdarov, Z.M.Zeynalov, Z.A.Agamaliyev, A.I.Kyazimova, *Growth of single crystals of semiconductor solid solutions by double feeding of the melt method*, *Crystallography Reports*, **55** (2010)763-767.
7. П.Г.Аждаров, М.А.Акперов, А.И.Алекперов, В.В.Мир-Багиров, *Аксиальное распределение компонентов в кристаллах InAs-GaAs, выращенных методом зонной плавки*, *Transactions of Azerbaijan National Academy of Sciences, Series of Physical-Mathematical and Technical Sciences, Physics and Astronomy*, **XXXII** №5 (2012) 71-75.
8. З.М.Захрабекова, *Кристаллы твёрдых растворов Ge-Si. Получение и электрические свойства сложнолегированных кристаллов Ge-Si с примесями меди, алюминия и сурьмы*, *LAP LAMBERT Academic Publishing, Германия*, (2013) 139.
9. В.К.Казимова, *Кристаллы Ge-Si и их свойства. Получение и электрические свойства твёрдых растворов Ge-Si, сложнолегированных примесями меди, индия и сурьмы*, *LAP LAMBERT Academic Publishing, Германия*, (2013) 144.

ÇOXRALSKI VƏ BRİCMEN ÜSULLARI İLƏ ALINAN InSb-ALSb BƏRK MƏHLUL MONOKRİSTALLARINDA KOMPONENTLƏRİN PAYLANMASININ MODELƏŞDİRİLMƏSİ

V.K.KAZIMOVA, M.Ə.ƏKPƏROV, Ə.İ.ƏLƏKPƏROV, H.X.ƏJDƏROV

Komponentlərin seqreqasiya əmsalının ərintinin tərkibindən mürəkkəb asılılığını nəzərə alaraq, ənənəvi Çoxralski və Bricmen üsulları ilə alınan InSb-ALSb bərk məhlul kristallarında komponentlərin paylanmasının Pfann yaxınlaşmasında riyazi modelləşdirilməsi aparılıb. Ərintinin muxtəlif başlanğıc tərkiblərindən alınan kristallarda komponentlərin konsentrasiya paylanması hesablanıb. Göstərilib ki alınan nəticələr muxtəlif tərkibli InSb-ALSb kristallarının alınmasında Çoxralski və Bricmen üsullarının imkanlarını və onların optimal istifadə şəraitlərini təyin edir.

MODELING OF THE COMPONENTS DISTRIBUTION IN InSb-ALSb SOLID SOLUTION CRYSTALS GROWN BY CZOCHRALSKI AND BRIDGMAN METHODS

V.K.KAZIMOVA, M.A.AKPEROV, A.I.ALEKPEROV, G.Kh.AZH DAROV

Modeling of the components distribution in InSb-ALSb solid solutions crystals, grown by the conventional Czochralski and Bridgman methods, with allowance for the complicated dependence of their segregation coefficients on the melt composition has been carried out in Pfann approximation. Concentration profiles of the components in crystals, grown from the melt with various starting composition have been calculated. Obtained results have defined the potential of the methods and optimum conditions for growing InSb-ALSb crystals with desired composition from the melt.

Редактор: проф. Э.К.Гусейнов

СПЕКТР ИК ПОГЛОЩЕНИЯ В КОМПОЗИТАХ ПОЛИМЕР+InP

**М.И.АЛИЕВ, Ш.Ш.РАШИДОВА, Н.Н.ГАДЖИЕВА, С.М.РЗАЕВА,
М.А.ГУСЕЙНОВА, И.М.АЛИЕВ, А.А.АЛИЕВ**

*Институт Физики НАН Азербайджана
AZ1143, г.Баку, пр.Г.Джавида, 131
rzayevasitare@gmail.com*

Поступила: 26.12.2013
Принята к печати: 24.01.2014

Ключевые слова: полиэтилен высокой плотности, фосфид индия, полупроводниковые наполнители, композитные пленки, оптические спектры поглощения

Реферат
Исследованы ИК спектры поглощения в композитах ПЭВП+InP методом Фурье ИК-спектроскопии в области длин волн $4000\div 400\text{см}^{-1}$ при комнатной температуре. Показано, что при введении микрочастиц InP с концентрацией $2\div 3\text{масс.}\%$ в композитах наблюдается максимальное значение относительной степени кристалличности. В спектре поглощения композитов наблюдается изменение пиков поглощения, связанных с наличием аморфной и кристаллической областей.

ВВЕДЕНИЕ

Оптоэлектроника полимеров привлекает значительный интерес в связи с открытием проводящих полимеров, которые могут быть использованы как активные компоненты в электронных приборах. Для получения композитных материалов электронные и оптические свойства проводящих полимеров могут изменяться на молекулярном уровне или посредством смешивания с другими органическими или неорганическими соединениями. Органические и неорганические композитные материалы приобретают все более важное значение из-за их необычных свойств. Особый интерес представляют композиты, основанные на полиэтилене высокой плотности (ПЭВП) с полупроводниковым соединением InP. Композитный материал имеет более высокое поглощение по сравнению с полимером и его значение увеличивается с концентрацией наполнителя (фосфида индия) в пленках полимер + InP [1,2]. В данной статье представлены спектры ИК-поглощения в композитах полиэтилен+InP (содержание которого составляет 2-10масс%) при комнатной температуре. ИК спектроскопия позволяет проследить структурные изменения, обусловленные внедрением микрочастиц в полимерную матрицу [3].

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Путем механического смешивания из порошков ПЭВП и полупроводника InP (с размерами частиц $\approx 50\text{мкм}$) изготавливали однородную смесь. Затем эта смесь подвергалась горячему прессованию при температуре $T=140^\circ\text{C}$ продолжительностью 15 мин. и охлаждалась до комнатной температуры в течение 30мин., что позволяло получать ПЭВП пленки для оптических исследований с равномерным распределением микрочастиц по объему. Равномерность распределения наполнителя в пленках контролировалось фоном Фурье-ИК спектров поглощения. Толщина исследуемых пленок была $d=50\div 100\text{мкм}$. Содержание микрочастиц InP варьировалась от 2 до 10масс.%. Фурье-ИК спектры поглощения образцов регистрировались на Varian FT-IR спектрометре при комнатной температуре в области длин волн $4000\div 400\text{см}^{-1}$.

Степень кристалличности образцов рассчитывалась с учетом оптических плотностей по формуле [4]:

$$K = \frac{1,4 \cdot (D_{730}/D_{719})}{1 + 0,4 \cdot ((D_{730}/D_{719}))}, \quad (1)$$

где D_{730} и D_{719} – оптические плотности полос 730 и 719см^{-1} в ИК спектрах поглощения пленок.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На Рис.1 приведены Фурье-ИК спектры поглощения исходных пленок ПЭВП без микрочастиц (кривая 1) и содержащих 2, 3, 4 и 10 масс.% микрочастиц фосфида индия (кр.2,3,4,5, соответственно) в области полосы 725см^{-1} , соответствующей маятниковым колебаниям CH_2 –группы в ячейке кристаллического ПЭВП. Полоса 730см^{-1} характеризует кристаллическую область ПЭВП, а полоса 719см^{-1} кристаллическую область с аморфными прослойками [4]. Как видно из Рис.1, в результате внедрения микрочастиц InP происходит перераспределение интенсивностей дублетной полосы. Степень кристалличности исходного образца, вычисленная по формуле (1), составила 65%, а образцов ПЭВП с наполнителем InP в количестве от 2 до 10 мас.% изменялась от 51 до 47%.

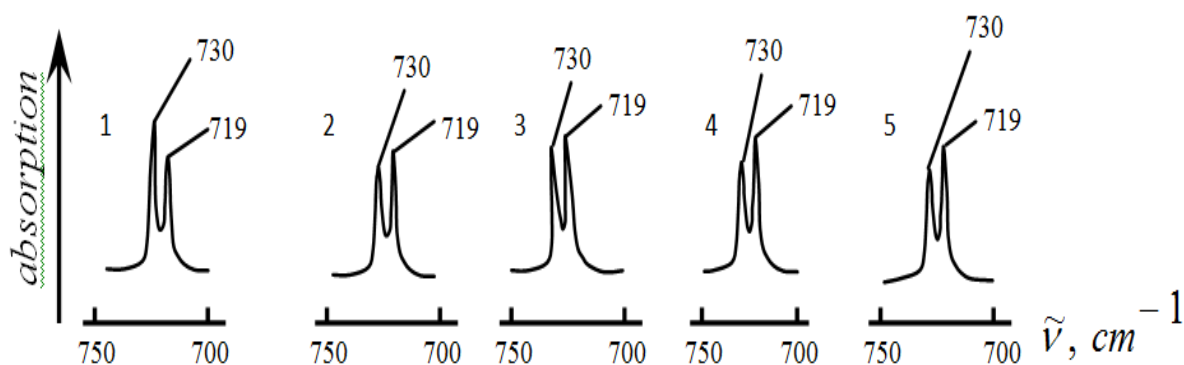


Рис.1.

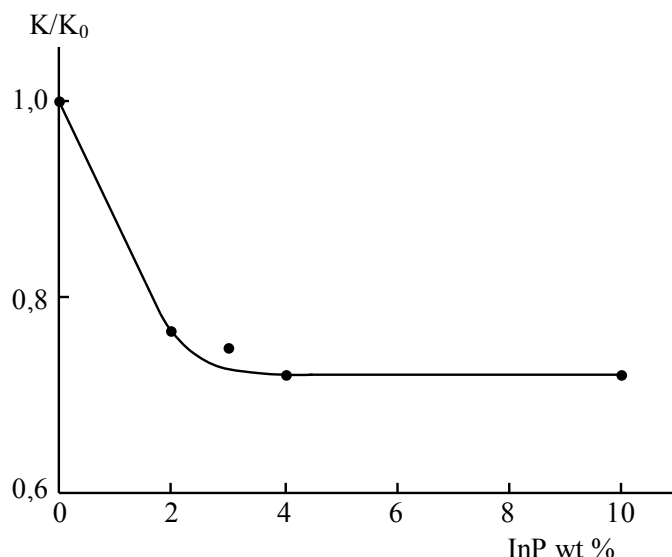
Фурье ИК-спектры поглощения исходных (1) и композитов ПЭВП, содержащих 2 (2), 3 (3), 4 (4) и 5(10) масс % микрочастиц InP.

Полоса 730см^{-1} относится к типу симметрии $V_{1и}$, а полоса 719см^{-1} – к симметрии $V_{2и}$. Расщепление полосы колебаний CH_2 -групп объясняется взаимодействием соседних молекул в кристаллической области, при этом маятниковые колебания происходят соответственно в фазе или противофазе. Расщепление полос не происходит, когда обе цепи в элементарной ячейке неэквивалентны друг другу. При неодинаковом содержании цепей обоих сортов в образце возможно расщепление, и эффект зависит от соотношения концентрации.

Для определения степени кристалличности использовали дублет полос в области $719\div 730\text{см}^{-1}$. Полоса при 730см^{-1} проявляется лишь при наличии в полиэтилене кристаллической фазы, она исчезает при плавлении и вновь появляется при охлаждении образца. Отношение величин интегрального поглощения обоих компонентов дублета характеризует степень кристалличности полимера. Полоса 730см^{-1} характеризует кристаллические области, а полоса 719см^{-1} кристаллиты +аморфные прослойки [5]. Этот дублет возникает из-за расщепления полосы 719см^{-1} , соответствующей маятниковым колебаниям CH_2 -группы в ячейке кристаллита.

Как видно, в отличие исходного полиэтилена (Рис.1, кр.1) интенсивность полосы при 719см^{-1} в композитах с содержанием 2, 3, 4, 10 масс% фосфида индия медленно уменьшается, что объясняется уменьшением концентрации CH_2 -групп. В результате этого отношение оптических плотностей D_{730}/D_{719} , используемое для определения степени кристалличности, уменьшается (от 51 до 47%).

На Рис. 2 показано изменение относительной степени кристалличности (K/K_0) пленок ПЭВП+InP в зависимости от массового содержания микрочастиц InP. Наблюдается область, характеризующая максимальную степень кристалличности. Для композита ПЭВП+ InP эта область образуется при $2\div 3\text{масс.}\%$ концентрациях InP. По



спектру поглощения видно, что с увеличением массового процента наполнителя InP наблюдается смещение пиков поглощения кристаллических полос, соответствующих 730см^{-1} и кристаллических+аморфных полос, соответствующих полосе 719см^{-1} .

Рис.2

Зависимость относительной степени кристалличности образцов ПЭВП + InP от массового содержания микрочастиц наполнителя InP в композитах ПЭВП.

Примеси, введенные в полиэтиленную матрицу, создают неодинаковые по прочности связи с молекулами полиэтилена, тем самым изменяя энергию связи вдоль и между ними. Поэтому процесс и кинетика кристаллизации полимера в значительной степени зависят от присутствия примеси. Характер действия примеси на кристалличность композита зависит от концентрации примеси, и эта зависимость носит довольно сложный характер. Добавка примеси InP в $2\div 3\text{масс.}\%$ уменьшает кристалличность композита ПЭВП+InP. Затем при последующем уменьшении концентрации примеси наблюдается дальнейшее уменьшение относительной степени кристалличности, причем в образцах с концентрацией наполнителя от 4 до 10% она остается практически постоянной. Добавление наполнителя в полиэтиленную матрицу, существующую в аморфной фазе, препятствует разрыву цепочек и колец из его молекул на коротких участках, приводя к образованию зародышей.

По спектру поглощения видно, что с увеличением массового процента наполнителя InP наблюдается смещение пиков поглощения кристаллических полос, соответствующих 730см^{-1} , и кристаллических+аморфных полос, соответствующих полосе 719см^{-1} .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Композиты полиэтилена высокой плотности + фосфид индия были изготовлены путем механического смешивания порошков ПЭВП и полупроводника. Исследовались ИК-спектры поглощения пленок в области длин волн $4000\div 400\text{см}^{-1}$. На основе сравнительного анализа Фурье ИК-спектров определены конформации кристаллов и структуры кристаллов этих материалов. Получено, что введение микрочастиц InP в полиэтиленовые образцы изменяет

степень кристалличности и оптические свойства композитов. При концентрации наполнителя InP в 2÷3масс.% наблюдается область максимальной степени кристалличности композитных пленок.

1. Y.Cao, P.Smith, A.J.Heeger, *Spectroscopic studies of polyaniline in solution and in spin-cast films*, *Synth Met*, **32** (1989) 263-281.
2. H.Randriamahazaka, V.Noel, S.Guillerez, C.Chevrot, *Interpenetrating organic conducting polymer composites based on polyaniline and poly (3,4-ethylenedioxythiophene) from sequential electropolymerization*, *J. Electroanal Chem*, **585** (2005) 157-166.
3. Э.Г.Эфендиев, Н.Н.Гаджиева, Т.М.Ильяслы, Р.Ф.Аббасова, Ф.Ф.Яхьяев, *Структура полиэтиленовых пленок, содержащих наночастицы меди*, *Журнал прикладной спектроскопии*, **73** (2006) 408-410.
4. Э.М.Годжаев, А.М.Магеррамов, С.С.Османова, М.А.Нуриев, Э.А.Аллахьяров, *Зарядовое состояние композиций на основе композитов полиэтилена с полупроводниковым наполнителем TeInSe₂*, *Электронная обработка материалов*, **2** (2007) 84-88.
5. В.А.Марихин, А.И.Волтенен, В.И.Золотарев, *Тонкая структура полиэтилена, закристаллизованного при перемешивании раствора*, *Высокомолекулярные соединения*, **32A** (1990) 2378-2384.

POLİMER +InP KOMPOZİTLƏRİNDƏ İQ UDULMA SPEKTRİ

**M.İ.ƏLİYEV, Ş.Ş.RƏŞİDOVA, N.N.HACIYEV, S.M.RZAYEVA, M.A.HÜSEYNOVA,
İ.M.ƏLİYEV, A.Ə.ƏLİYEV**

YSPE+InP kompozit təbəqələrdə İQ udulma spektrləri 4000-400 sm⁻¹ dalğa uzunluğu oblastında, otaq temperaturunda Furiye-İQ spektroskopu metodu ilə tədqiq olunmuşdur. Göstərilmişdir ki, 2-3küt.% miqdarında InP mikrohissəciklərini daxil etdikdə kompozitin nisbi kristallik dərəcəsi maksimum qiymət alıb. Udulma spektrində müşahidə olunan dəyişiklik amorf və kristallik hallarının olması ilə əlaqədardır.

IR ABSORPTION SPECTRA OF POLYMER+InP COMPOSITES

**M.I.ALIYEV, Sh.SH.RASHIDOVA, N.N.QADGIEVA, S.M.RZAEVA, M.A.GUSEYNOVA,
I.M.ALIYEV, A.A.ALIYEV**

IR absorption spectra of HDPE+InP composites by Fourier IR spectroscopic method in the range of frequencies of 4000 to 400cm⁻¹ at room temperature have been investigated. It has been shown that the maximum value of the relative degree of crystallinity in the composites has been obtained at concentration 2÷3wt% of InP microparticles. In the absorption spectrum change in absorption peaks, associated with amorphous and cristalline regions, has been observed.

Редактор: чл. корр. А.А.Гарибов

УДК: 539 213

**КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА В ХАЛЬКОГЕНИДНОМ
СТЕКЛООБРАЗНОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ $\text{Se}_{95}\text{Te}_5$, ЛЕГИРОВАННОМ
САМАРИЕМ**

С.У.АТАЕВА, А.И.ИСАЕВ, С.И.МЕХТИЕВА, С.Н.ГАРИБОВА

*Институт Физики НАН Азербайджана
AZ 1143, г.Баку, пр. Г.Джавида, 131
Seva_atayeva@mail.ru*

Поступила: 26.12.2013
Принята к печати: 24.01.2014

РЕФЕРАТ

Исследованы спектры комбинационного рассеяния света (КРС) термически напылённых пленок селена чистого и легированного самарием халькогенидного стеклообразного полупроводника (ХСП) $\text{Se}_{95}\text{Te}_5$. Показано, что спектры КРС аморфного селена состоят из двух полос с максимумами при 40,5 и 254 см⁻¹, а остальные образцы из трех полос с максимумами при 37,1-40,3; 208,8-211,9 и 248,4-253,3 см⁻¹, сильно изменяющихся легированием. Наблюдаемые особенности объяснены изменением относительной доли различных структурных единиц, а также возможными изменениями локальной структуры на уровне среднего и ближнего порядков.

Ключевые слова: аморфные полупроводники, комбинационное рассеяние света, фоточувствительность, ближний порядок, концентрация заряженных дефектов.

Широкое применение халькогенидных стеклообразных полупроводников в различных электронных и оптоэлектронных устройствах стимулировало рост исследований, посвященных им [1-2]. Это, прежде всего, обусловлено уникальными свойствами ХСП: прозрачностью в видимой и ближней ИК-областях, высокой фоточувствительностью, оптической нелинейностью [3-5], потенциальной возможностью неограниченного легирования, а также простотой технологического процесса [6]. Кроме того, эти материалы изменяют свои электрические, фотоэлектрические и оптические свойства под действием света, т.е. изменяются показатель преломления света, край оптического поглощения и появляются неспаренные спины, регистрируемые электронным спиновым резонансом, обладают фотолюминесценцией со стоксовым сдвигом, усталостью и т.д. [7-9]. ХСП материалы привлекательны еще тем, что в них наблюдаются такие фотоиндуцированные эффекты, как изменение объема (расширение и сжатие), индуцированного светом с энергией фотона, соответствующей ширине запрещенной зоны [10-11]. Указанные свойства ХСП обеспечивают их успешное применение в оптически запоминающих устройствах, планарных волноводах, волоконных усилителях, оптических переключателях и лазерах [12-17].

Аморфный и стеклообразный селен как типичные представители ХСП материалов интенсивно исследуются в настоящее время [18-20]. Это, прежде всего, связано со структурными особенностями аморфного селена, в частности, его гибкостью, чему способствуют цепная структура и Ван-дер-Ваальсовая связь между цепями. Указанные особенности позволяют модифицировать структуру в результате изменения режима технологического процесса, химического состава и легирования, что позволяет направленно изменять их свойства. Чтобы увеличить устойчивость к кристаллизации и улучшить электронные свойства в аморфный селен добавляют изоэлектронные (сера и теллур) и разветвляющие (мышьяк) элементы с целью расширения области их применения.

Целью работы является исследование локальной структуры $\text{Se}_{95}\text{Te}_5$, легированного самарием. Выбор указанного ХСП в качестве объекта исследования

обусловлен тем обстоятельством, что замена части атомов селена теллуром способствует частичному разрушению колец Se_8 и сокращению длины цепных молекул. Использование самария для легирования связано с тем, что он как химически активный элемент, проявляя валентность равную двум и трем, должен образовывать новые структурные элементы с атомами селена и теллура. Таким образом, использование в качестве добавки теллура и легирующего элемента самария должно приводить к модификации структуры аморфного селена. Последнее позволит установить способы управления электронными свойствами ХСП материала для обеспечения успешности их практического применения и расширения области использования.

Как известно, эффективными методами исследования структуры некристаллических веществ являются инфракрасная спектроскопия и КРС. Анализ колебательных спектров указанных веществ позволит получить полезную информацию о типе химических связей, а также о порядке расположения атомов. Это, прежде всего, связано с тем что, в отличие от кристаллических веществ, где из-за выполнения правила отбора малое число колебательных движений создает дискретные линии, в аморфных телах вследствие нарушения правила отбора, связанного неупорядоченностью материала, все типы колебаний становятся оптически активными [21].

Настоящая работа посвящена исследованию спектра комбинационного рассеяния света в ХСП состава $\text{Se}_{95}\text{Te}_5$, легированного самарием.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА И ИЗГОТОВЛЕНИЕ ОБРАЗЦОВ

Синтез ХСП состава $\text{Se}_{95}\text{Te}_5$, легированного самарием, осуществлен в следующей последовательности: особо чистые элементарные вещества, в соответствующих атомных процентах, наполнялись в кварцевые ампулы и после откачивания воздуха до давления 10^{-4} мм. рт. ст. в течение 3 часов нагревались до температуры $900 \div 950^\circ\text{C}$ с выдержкой 12 часов при этой же температуре.

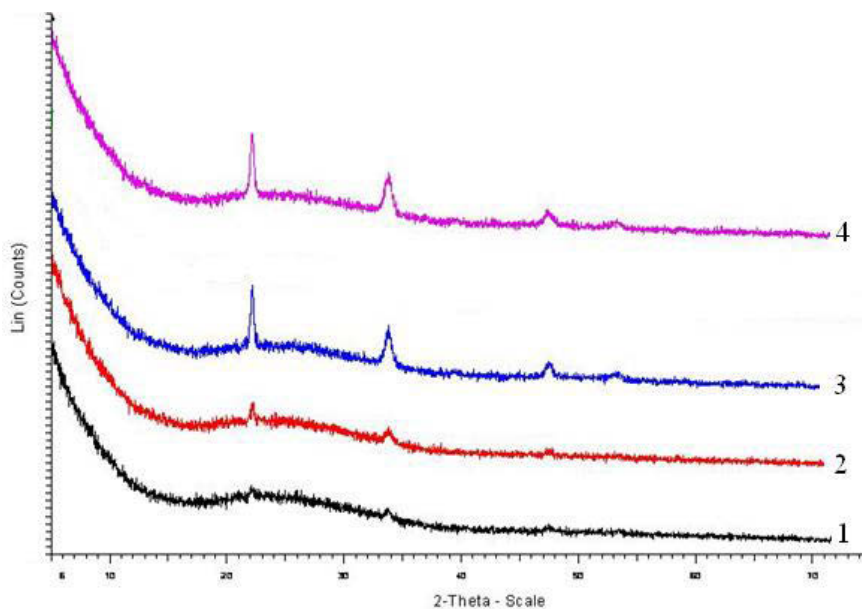


Рис.1.

Рентгенодифракционные картины пленок аморфного селена (кривая 1), составов $\text{Se}_{95}\text{Te}_5$ (кривая 2.), $\text{Se}_{95}\text{Te}_5\text{Sm}_{0.05}$ (кривая 3.) и $\text{Se}_{95}\text{Te}_5\text{Sm}_1$ (кривая 4.)

С целью обеспечения однородности образцов синтез проведен во вращающейся печи, а охлаждение проводилось в режиме выключенной печи. Легирование образцов осуществлялось в процессе синтеза. Пленки толщиной 10 мкм, используемые для исследования, получены термическим испарением со скоростью $0,3 \div 0,4$ мкм/мин. Агрегатное состояние синтезированных веществ и осажденных пленок установлено рентгенофазовым анализом на порошковом дифрактометре D8 ADVANCE фирмы Брукер (Германия) при режиме 40 кВ, 40 мА $10^\circ < \theta < 80^\circ$. На Рис.1 приведены рентгенодифракционные картины пленок аморфного селена, чистого, а также легированного самарием $\text{Se}_{95}\text{Te}_5$. Как видно из рисунка, все образцы являются аморфными.

Спектры комбинационного рассеяния света исследовались на трехмерном 3D конфокальном лазерном микроспектрометре Nanofinder 30 (Tokyo Instr.), длина волны возбуждения $\lambda = 532$ нм. Радиус сечения падающего на пленку лазерного луча ~ 4 мкм. Приемником излучения служила охлаждаемая CCD-камера (-70°C), работающая в режиме счета фотонов, время экспозиции составляло 1 мин.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Спектры КРС пленок аморфного селена (кр.1), $\text{Se}_{95}\text{Te}_5$ (кр.2) и $\text{Se}_{95}\text{Te}_5$, легированного самарием (кр.3-4) представлены на Рис.2. Как видно из рисунка, спектр аморфного селена проявляет хорошо выраженный широкий пик с максимумом при $40,5\text{ см}^{-1}$ и относительно узкую полосу с максимумом при 254 см^{-1} .

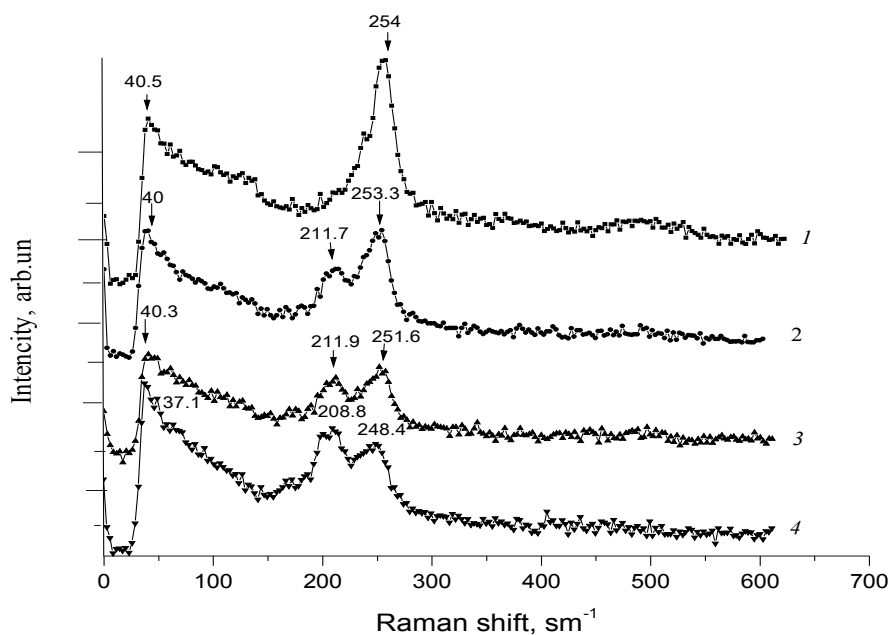


Рис.2.

Спектры комбинационного рассеяния пленок аморфного селена Se (кривая 1.), составов $\text{Se}_{95}\text{Te}_5$ (кривая 2.), $\text{Se}_{95}\text{Te}_5\text{Sm}_{0.05}$ (кривая 3.) и $\text{Se}_{95}\text{Te}_5\text{Sm}_1$ (кривая 4.), при мощности лазерного излучения 4 мВт.

В чистом и легированном самарием $\text{Se}_{95}\text{Te}_5$ указанные пики сохраняются. Однако в зависимости от химического состава и концентрации легирующих атомов

указанные пики подвергаются изменениям и появляются новые пики. Пик с максимумом при 251см^{-1} был наблюден и в других работах, посвященных аморфному селену [20,22-24], и приписан колебательной моде ковалентной связи Se-Se, длина которого составляет $2,35\text{ \AA}$ [20]. При замене части атомов селена теллуrom ($\text{Se}_{95}\text{Te}_5$) интенсивность указанного пика уменьшается и появляется полоса с максимумом при $211,7\text{см}^{-1}$, которая, согласно [25], соответствует колебаниям связи Se-Te. Известно, что аморфный селен состоит из длинных полимерных цепей и восьмичленных колец, между атомами которого существуют ковалентные связи, а между различными структурными элементами Ван-дер-Ваальсовы связи. Добавка теллура к аморфному селену приводит к частичному разрушению кольцевых молекул и укорачиванию полимерных цепей. В результате этого число связей Se-Se уменьшается и образуются связи Se-Te, сопровождающиеся появлением полос, соответствующих указанной связи ($211,7\text{см}^{-1}$). Как видно из Рис. 2, легирование самарием изменяет форму и интенсивность пиков в спектре КРС (кривая 3). При этом продолжается уменьшение интенсивности пика при $253,3\text{см}^{-1}$ и рост пика при $211,7\text{см}^{-1}$, а также слабое расширение последнего в низкочастотную сторону спектра. Это, по-видимому, связано с химической активностью атомов самария, образующих химические связи как с селеном, так и теллуrom (Sm-Se , Sm-Te , Se-Sm-Te , а также пирамидальные структурные элементы с участием атомов самария $\text{SmSe}_x\text{Te}_{3-x}$). Частоты колебательных мод, соответствующих указанным связям, близки друг другу, и поэтому они, перекрываясь, образуют полосу.

Как уже было отмечено, в спектре КРС исследованных образцов наблюдается хорошо выраженный пик с максимумом, находящимся в интервале частот $37,1\div 40,5\text{см}^{-1}$. Указанный пик интенсивно изучается начиная с 90-го года прошлого века и является универсальной особенностью стеклообразных и аморфных тел, но не проявляется в спектрах кристаллов, соответствующих материалов. Отмеченная особенность спектра КРС связана с тем, что в отличие от кристаллов, где в низкоэнергетической области плотность колебательных состояний (ПКС) описывается дебаевским законом, в стеклах и аморфных телах в указанной области существует избыточная ПКС, превышающая в несколько раз дебаевскую. Природа избыточной ПКС окончательно не установлена и является объектом дискуссии. Совпадающие мнения различных исследователей заключаются в том, что область локализации колебательных возбуждений, ответственная за избыточную ПКС в стеклах, содержит примерно сто атомов и поэтому несет информацию о структуре материала на масштабах среднего порядка (несколько нанометров) [26-27]. Показано, что низкочастотный пик связан с рассеянием света первого порядка на колебательных возбуждениях, подчиняющихся статистике Бозе и поэтому носит название «бозонного». Бозонный пик характеризуется такими параметрами как положение максимума, интенсивность и полуширина максимума полосы (ширина, соответствующая половине максимума). Обычно для сравнения различных образцов следят за изменением отношения I/I_0 и полуширины ($\Delta\omega$), принимаемых как характеристики среднего и ближнего порядков согласно [28]. Здесь I и I_0 - величины, соответствующие интенсивности в максимуме бозонного пика и полосе, обусловленной колебаниями ковалентной связи Se-Se. В Таблице приведены значения указанных величин для различных образцов. Как видно, добавка теллура в аморфный селен, а также легирование самарием системы $\text{Se}_{95}\text{Te}_5$ приводит к росту I/I_0 , и при этом величина $\Delta\omega$ почти не изменяется, но слабо уменьшается в системе $\text{Se}_{95}\text{Te}_5$ по сравнению с селеном. Исходя из этих данных, можно

предположить, что добавка теллура приводит к изменению как ближнего, так и среднего порядков, но легирование самарием приводит лишь к изменениям в масштабе среднего порядка, причем увеличивает степень неупорядоченности. В работе [29] исследована зависимость плотности дефектов (оборванных связей) N_D от характеристики структуры $a\text{-Si:H}$ на уровне среднего порядка и показано, что разупорядочение растет с увеличением концентрации заряженных дефектов. Исследованием дрейфовой подвижности носителей заряда в системе Se-Te нами [30] показано, что введением теллура в аморфный селен сильно увеличивается концентрация заряженных дефектов D^+ и D^- , сопровождающихся разупорядочением на уровне среднего порядка, которое действительно было наблюдалось в настоящей работе.

Как уже было отмечено, добавка теллура в аморфный селен приводит к разрушению колец Se_8 и укорачиванию полимерных цепей, что сопровождается увеличением числа оборванных связей и концентрации заряженных дефектов, т.е. растет разупорядочение на масштабе среднего порядка. Рост отношения I/I_0 при легировании самарием можно объяснить тем, что самарий как химически активный элемент образует ковалентные связи Sm-Se , Sm-Te , Se-Sm-Te , а также пирамидальные структурные элементы $\text{SmSe}_x\text{Te}_{3-x}$. Указанные структурные единицы образуют микровключения в аморфной матрице и, располагаясь хаотично, увеличивают степень неупорядоченности на уровне среднего порядка. Уменьшение $\Delta\omega$, как известно [29], свидетельствует об уменьшении дисперсии валентного угла, т.е. об упорядоченности на уровне ближнего порядка. Неизменность $\Delta\omega$ при легировании показывает о независимости ближнего порядка от концентрации легирующих атомов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследованы спектры КРС термически напылённых пленок аморфного селена, чистого и легированного самарием ХСП состава $\text{Se}_{95}\text{Te}_5$. В аморфном селене наблюдается узкая полоса с максимумом при 254см^{-1} , соответствующая колебательной моде ковалентной связи Se-Se . В $\text{Se}_{95}\text{Te}_5$ интенсивность указанного пика уменьшается и появляется новая полоса с максимумом при $211,7\text{см}^{-1}$, которая связывается с уменьшением доли связи Se-Se и образованием связи Se-Te . При легировании $\text{Se}_{95}\text{Te}_5$ самарием данная полоса уширяется и продолжает расти по интенсивности. Такое поведение спектра КРС объяснено образованием связей Sm-Se , Sm-Te , Se-Sm-Te , а также пирамидального структурного элемента $\text{SmSe}_x\text{Te}_{3-x}$. Во всех образцах наблюден хорошо выраженный пик, так называемый «бозонный» с максимумом в интервале частот $37,1\div 40,5\text{см}^{-1}$. По изменениям интенсивности и полуширины указанного пика высказано некоторое соображение о влиянии химического состава и легирования на локальную структуру исследованных материалов. Показано, что добавка теллура в аморфный селен, а также легирование самарием состава $\text{Se}_{95}\text{Te}_5$ приводит к росту степени неупорядоченности на уровне среднего порядка. Упорядоченность структуры на уровне ближнего порядка состава $\text{Se}_{95}\text{Te}_5$ не изменяется легированием, но незначительно больше, чем в аморфном селене.

1. S.R.Ovshinsky, D.Adler, *Progress in the sciences and applications of amorphous silicon, J. Non- Cryst. Solids*, **90** (1986) 229 – 241.
2. S.R. Iliott (Ed.), *Physics of Amorphous Materials, longman, Essex*, (1990) 38.

3. A.Zakery and S.R.Elliott, *Optical properties and applications of chalcogenide glasses: a review*, *J. Non- Cryst. Solids*, **330** (2003) 1- 12.
4. J.Sanghera and I.Aggarwal, *Active and passive chalcogenide glass optical fibers for IR applications: a review*, *J. Non- Cryst. Solids*, **256-257** (1999) 6-16.
5. J.S.Sanghera, I.D.Aggarwal, L.B.Shaw, C.M.Florea, P.Pureza, V.G.Nguyen, F.Kung, *Nonlinear properties of chalcogenide glass fibers*, *J. Optoelectronics and Advanced materials*, **8** (2006) 2148-2155.
6. А.И.Исаев, Л.П.Казакова, Э.А.Лебедев, С.И.Мехтиева, И.И.Ятлинко, А. С. №1512015, Москва, (1989).
7. А.И. Исаев, С.И.Мехтиева, С.Н.Гарибова, Р.И.Алекперов, В.З.Зейналов, *Исследование оптических параметров халькогенидной полупроводниковой системы Se-As, содержащей примеси EuF₃, ФТП*, **45** (2011) 1026-1030.
8. И.В.Фекешгази, К.В.Май, Н.И.Мателешко, В.М.Мица, Е.И.Бокач, *Структурные преобразования и оптические свойства халькогенидных стекол As₂S₃, ФТП*, **39** (2005) 986-990.
9. A.I.Isayev, S.I.Mekhtiyeva, N.Z.Jalilov , R.I.Alekperov, V.Z.Zeynalov, *The optical absorption of Se₉₅As₅ system doped by atoms of samarium*, *J.of Optoelectronics and Advanced Materials-RC, 1 ISS*, **8** (2007) 368-372.
10. Ke. Tanaka, *Photoinduced processes in chalcogenide glasses*, *Solid State Mater. Sci.*, **1** (1996) 567-571.
11. K.Shimakawa, A.Kolobov and S.R.Elliott, *Photoinduced effects and metastability in amorphous semiconductor and insulators of outstanding interest*, *Adv. Phys.*, **44** (1995) 475-588.
12. I.Aggarwal, and J.Sanghera, *Development and applications of chalcogenide glass fiber at NRL*, *J. Optoelectron. Adv. Mater.*, **4** (2002) 665-678.
13. J.Viens, C.Meneghini, A.Villeneuve, T.Galstian, E.Knystautas, M.Duguay, K.Ricardson, and T.Cardinal, *Fabrication and characterization of integrated optical waveguides in sulfide chalcogenide glasses*, *J. Lightwave Technol.*, **17** (1999) 1184.
14. Y.Ruan, W.Li., R.Jarvis, N.Madsen, A.Rode, and B.Luther-Davies, *Fabrication and characterization of low loss rib chalcogenide waveguides made by dry etching*, *Opt. Express.*, **12** (2004) 5140-5145.
15. H.Y.Hwang, G.Lenz, M.E.Lines and R.E.Slusher, U.S.Patent No 6, 208, 792 (27 March 2001).
16. A.K.Campbell, U. S. Patent № 20030047765 (pending).
17. T.Carrig, *Transition-metal-doped chalcogenide lasers*, *J.Electron. Mater.*, **31** (2002) 759-769.
18. J.Hegedus, K.Kohary, D.G.Pettifor, K.Shimakawa, S.Kugler, *Photoinduced Volume Changes in amorphous selenium*, *Phys. Rev. Lett.*, **95** (2005) 206803-206807.
19. J.Hegedus, K.Kohary, S.Kugler, *Universal feature of photo-induced volume changes in chalcogenide glasses*, *J. Non- Cryst. Solids*, **352** (2006) 1587-1590.
20. R. Lukacs, M. Veres, K. Shimakawa, and S. Kugler, *Photoinduced bond breaking in a – Se: Raman spectroscopic study*, *Phys. Status Solidi C*, **8** (2011) 2789-2791.
21. G.Lucovsky, F.L.Galeener, R.C.Keezer, R.H.Geils, H.A.Six, *Structural interpretation of infrared and Raman-spectra of glasses in alloy system Ge_{1-x}S_x* *Phys. Rev.*, **B10** (1974) 5134-5146.
22. V.V.Poborchii, A.V.Kolobov, and K.Tanaka, *An in situ Raman study of polarization-dependent photocrystallization in amorphous selenium films*, *Appl. Phys. Lett.*, **72** (1998) 1167-1169.
23. K.Okano, I.Saito, T.Mine, Y.Suzuki, T.Yamada, N.Rupasinghe, G.A.J.Amaratunga, W.I.Milne, and D.R.T.Zahn, *Characterizations of a-Se based photodetectors using X-ray*

- photoelectron spectroscopy and Raman spectroscopy*, *J. Non- Cryst. Solids*, **353** (2007) 308-312.
24. R.E.Tallman, B.A.Weinstein, A.Reznik, M.Kubota, K.Tanioka, and J.A.Rowlands, *Photo-crystallization in a-Se imaging targets: Raman studies of competing effects*, *J. Non- Cryst. Solids*, **354** (2008) 4577- 4581.
25. A.Mendoza-Galvan, E.Garcia-Garcia, Y.V.Vorobiev, J.Gonzalez-Hernandez, *Structural, optical and electrical characterization of amorphous $\text{Se}_{1-x}\text{Te}_x$ thin films alloys*, *Microelectronic Engineering*, **51-52** (2000) 677-687.
26. V.K.Malinovsky, V.N.Novikov, P.P.Parshin, A.P.Sokolov, M.G.Zemlyanov, *Universal form of the low-energy (2 to 10 meV) vibrational spectrum of glasses*, *Europhys.Lett.*, **11** (1990) 43-47.
27. М.И.Клингер, *Низкотемпературные свойства и локализованные состояния стекол*, *УФН*, **152** (1989) 623-652.
28. A.P.Sokolov, A.P.Shebanin, O.A.Sokolova, M.M.Mezdrogina, *Structural order in amorphous silicon and its alloys: Raman spectra and optical gap*, *J. Non. Cryst. Sol.*, **137-139** (1991) 99-102.
29. О.А.Голикова, *Средний порядок и оптоэлектронные свойства тетраэдрически координированного гидрированного аморфного полупроводника*, *ФТП*, **35** (2001) 1370-1375.
30. С.И.Мехтиева, А.И.Исаев, Э.А.Мамедов, *Дрейфовая подвижность носителей заряда и коэффициент оптического поглощения халькогенидных стеклообразных полупроводниках системы Se-Te*, *Материалы Научной конференции, посвященной 80-летию Г.А. Алиева, Баку*, (2003) 21-25.

Sm İLƏ AŞQARLANMIŞ $\text{Se}_{95}\text{Te}_5$ ŞÜŞƏVARİ HALKOGENİD YARIMKEÇİRİCİSİNDƏ İŞİĞİN KOMBİNASİYALI SƏPİLMƏSİ

S.U.ATAYEVA, A.İ.İSAYEV, S.İ MEHDİYEVA, S.N.GƏRİBOVA

Termik buxarlanma üsulu ilə alınmış selen, $\text{Se}_{95}\text{Te}_5$ və qeyd olunan tərkibin Sm ilə aşqarlanmış şüşəvari halkogenid yarımkəçirici təbəqələrində işığın kombinasiyalı səpilmə spektrləri tədqiq olunmuşdur. Amorf selendə işığın kombinasiyalı səpilmə spektrləri 40.5 və 254cm^{-1} maksimumlara malik iki zolaqdan, digər nümunələr isə maksimumları $37.1\div 40.3$; $208.8\div 211.9$ və $248.4\div 253.3\text{cm}^{-1}$ intervallarında dəyişən üç zolaqdan ibarətdir. Müşahidə olunan spektral qanunauyğunluqlar müxtəlif quruluş elementlərinin nisbi miqdarında yaxın və orta nizamlılıq tərtibində lokal quruluşda baş verən dəyişikliklərlə izah olunmuşdur.

RAMAN SCATTERING OF $\text{Se}_{95}\text{Te}_5$ CHALCOGENIDE GLASSY SEMICONDUCTOR DOPED BY SAMARIUM

S.U.ATAYEVA, A.I.ISAYEV, S.I.MEKHTIYEVA, S.N.GARIBOVA

The Raman scattering spectrums of evaporated selenium films, $\text{Se}_{95}\text{Te}_5$ chalcogenide glassy semiconductor and also same structure doped by Sm has been investigated. It has been shown that the spectrum of light combinational dispersion of amorphous selenium consisted of two strips with 40.5 and 254cm^{-1} maximums, and the other samples of three strips with $37.1\div 40.3$; $208.8\div 211.9$ and $248.4\div 253.3\text{cm}^{-1}$ which strongly changed by doped. Observed features have been explained by change of the relative share of various structural units and also possible the change of local structure at the level of an average and a near order.

Редактор: проф. Г.Х.Аждаров

УДК: 538.56:621.365

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НЕКОТОРЫХ АМИДОВ И ИХ РАСТВОРОВ В ДИОКСАНЕ

С.Т.АЗИЗОВ

*AZ 1143, г. Баку, пр. Джавида, 131
Институт Физики НАН Азербайджана
samir_azizov@rambler.ru*

Поступила: 26.12.2013
Принята к печати: 24.01.2014

РЕФЕРАТ

Приведены результаты исследований диэлектрических свойств растворов некоторых амидов в диоксане в микроволновом диапазоне частот. Установлено существование в исследованных жидкостях и их растворах двух дисперсионных областей релаксации дебаевского типа. Распад ассоциатов исследуемых жидкостей определяет существование низкочастотной дисперсионной области, а релаксация мономерных молекул определяет существование высокочастотной дисперсионной области.

Ключевые слова: диэлектрические свойства жидкостей, полярные жидкости, молекулярная спектроскопия, амиды.

ВВЕДЕНИЕ

Молекулы амидов характеризуются повышенной энергией образования и высокой поляризуемостью электронной системы связей. В амидах формирование водородных связей может приводить к исключительно высоким величинам ϵ вплоть до 348 единиц для N-метилпропионамида при 40°C [1]. Полярные амиды благодаря присутствию в них кетонных и аминных групп обладают повышенными значениями равновесной диэлектрической проницаемости ϵ_0 , достигающей, например, в случае формамида 110 единиц, и относительно малыми временами релаксации, лежащими в пределах $1,5 \div 5 \cdot 10^{-11}$ сек [1]. Разбавление их неполярным растворителем меняет геометрию дуговых диаграмм, определяющих функциональную связь между диэлектрическими потерями ϵ'' и диэлектрической проницаемостью ϵ' в области дисперсии. Свойства амидов и их растворов в диоксане не изучены в диапазоне СВЧ. Поэтому параллельное исследование диэлектрических свойств и характеристик отражения волн этих растворов представляет самостоятельный теоретический и практический интерес. Так как исследуемые полярные жидкости и их растворы в диоксане обладают повышенными поглощающими способностями в диапазоне СВЧ, то для определения их диэлектрических коэффициентов использовался метод, основанный на измерении толщины слоя вещества [2], при которой отражение волны минимально или полностью отсутствует. Также определялись величины коэффициентов стоячей волны при этой толщине и при больших толщинах отражающего слоя вещества. Высокодисперсные показатели амидов и их растворов в неполярном диоксане [3,4] позволили предположить, что на основе этих композитных материалов, обладающих высокими значениями диэлектрической проницаемости и малыми временами дипольной релаксации, могут быть созданы высокоэффективные поглотители СВЧ излучения [5,6]. Настоящая работа посвящена исследованию диэлектрических свойств сильно поглощающих амидов и их растворов в неполярном растворителе, диоксане, в области дисперсии волн методом диэлектрической спектроскопии, которая дает возможность получить информацию об их молекулярном строении.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Исследования диэлектрических свойств и характеристик отражения волны проводились при комнатной температуре и длинах волн $\lambda=1,5\text{см}$ и $\lambda=0,815\text{см}$ с использованием панорамных измерителей стоячей волны по напряжению Р2-66, Р2-67 и индикаторного устройства Я2Р-67, с которыми были связаны короткозамкнутые измерительные волноводные ячейки. В качестве объектов исследований были выбраны индивидуальные полярные жидкости – амиды (формамид, диметилформамид, N-метилформамид и NN-диметилацетамид) и их растворы в неполярном растворителе, диоксане.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЯ

Измерения диэлектрической проницаемости ϵ' и диэлектрических потерь ϵ'' амидов и их растворов в неполярном растворителе, диоксане, проводились в интервале объемных концентраций 1÷100% полярного компонента и при комнатной температуре. Результаты этих измерений представлены в Таблице 1 и Таблице 2.

Для предварительного суждения о молекулярной природе амидов и их растворов была проведена оценка межмолекулярных короткодействующих сил чистых жидкостей с использованием параметра корреляции $g = \mu_{\text{ж}}^2 / \mu_{\text{г}}^2$, где $\mu_{\text{ж}}$ и $\mu_{\text{г}}$ значения дипольных моментов молекул, определенных соответственно в жидкой и газовой фазах. В качестве $\mu_{\text{г}}$ использовались значения дипольных моментов амидов, полученные по данным работ [7,8,9] в газовой фазе. Для нахождения $\mu_{\text{ж}}$ использовались литературные данные низкочастотных измерений равновесной диэлектрической проницаемости ϵ_0 [10].

Таблица 1.

Диэлектрические проницаемости ϵ' и диэлектрические потери ϵ'' растворов формамида и диметилформамида в диоксане при комнатной температуре и длинах волн $\lambda=1,5\text{см}$ и $\lambda=0,815\text{см}$. Объемные концентрации ϕ полярного компонента в %.

$\phi\%$	Формамид-диоксан				Диметилформамид-диоксан			
	$\lambda=1,5\text{см}$		$\lambda=0,815\text{см}$		$\lambda=1,5\text{см}$		$\lambda=0,815\text{см}$	
	ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''
0	2,28	-	2,28	-	2,28	-	2,28	-
1	2,42	0,18	2,36	0,10	2,36	0,07	2,33	0,05
2	2,56	0,34	2,41	0,16	2,45	0,17	2,37	0,12
3	2,70	0,50	2,48	0,28	2,55	0,36	2,42	0,17
5	2,98	0,86	2,58	0,40	2,74	0,46	2,52	0,30
8	3,42	1,40	2,74	0,64	3,07	0,78	2,66	0,47
10	3,73	1,80	2,85	0,75	3,30	0,98	2,75	0,60
15	4,50	2,56	3,10	1,08	4,00	1,50	2,95	0,92
20	5,22	3,35	3,37	1,48	4,62	2,00	3,21	1,30
25	5,92	4,05	3,64	1,80	5,15	2,60	3,43	1,66
30	6,60	4,82	3,92	2,20	5,76	3,22	3,70	2,20
40	7,90	6,35	4,53	3,14	6,70	4,20	4,15	3,02
50	9,35	7,68	5,10	3,95	7,65	5,28	4,60	4,00
60	10,8	8,95	5,65	5,05	8,60	6,60	5,10	5,11
80	13,2	11,20	6,20	6,61	10,4	9,75	6,23	7,12
100	15,8	13,20	6,25	8,16	12,2	13,75	8,12	9,73

Таблица 2.

Диэлектрические проницаемости ϵ' и диэлектрические потери ϵ'' растворов N–метилформамида и NN-диметилацетамида в диоксане при комнатной температуре и длинах волн $\lambda=1,5\text{см}$ и $\lambda=0,815\text{см}$. Объемные концентрации ϕ полярного компонента в %.

$\phi\%$	N - метилформамид-диоксан		N - метилформамид-диоксан			
	$\lambda=1,5\text{см}$		$\lambda=1,5\text{см}$		$\lambda=0,815\text{см}$	
	ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''
0	2,28	-	2,28	-	2,28	-
10	3,26	0,87	3,44	1,10	2,80	0,75
20	4,68	2,37	4,98	2,40	3,20	1,19
30	5,81	4,63	6,29	3,65	3,54	1,82
40	6,9	6,84	7,45	5,10	3,92	2,49
50	8,33	9,86	8,70	6,55	4,24	3,19
60	10,2	14,0	9,92	8,24	4,53	3,85
80	16,7	29,5	12,2	11,5	5,21	5,61
100	29,7	52,9	14,1	14,9	5,80	8,01

Вычисления $\mu_{\text{ж}}$ проводилось по уравнению Онсагера–Кирквуда, выводимого из статистической теории поляризации [1]

$$\mu_a^2 = \frac{(\epsilon_0 - \epsilon_\infty)(2\epsilon_0 + \epsilon_\infty)}{\epsilon_0(\epsilon_\infty + 2)^2} \cdot \frac{9kT}{4\pi N_A}, \quad (1)$$

где T – абсолютная температура; N_A – постоянная Авогадро; k – постоянная Больцмана.

Входящую в (1) величину высокочастотного предела диэлектрической проницаемости ϵ_∞ определяли из уравнения Клаузиуса – Моссотти

$$\frac{\epsilon_\infty - 1}{\epsilon_\infty + 2} = 1,05 \cdot \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2}, \quad (2)$$

где n – оптический показатель преломления вещества; коэффициент 1,05 учитывает вклад в ϵ_∞ атомной поляризации.

При комнатной температуре расчетные величины g составили 2,02 и 1,31 соответственно для формамида и диметилформамида и имели тенденцию увеличиваться с понижением температуры. Повышенные значения g по сравнению с единицей свидетельствуют о корреляции молекул амидов, обусловленной наличием у них межмолекулярных водородных связей. Существование последних приводит к образованию цепочечных ассоциатов дипольных молекул с параллельным расположением в них диполей. Степень ассоциации зависит от температуры и возрастает с ее понижением. Так как ассоциация этих молекул обеспечивается водородными связями, то снижение параметра корреляции g у диметилформамида по сравнению с формамидом можно объяснить наличием в аминокгруппе двух метильных радикалов, блокирующих водородные связи молекулы диметилформамида.

Были также проведены исследования в диапазоне микроволн диэлектрических свойств и характеристики отражения растворов N-метилформамида и NN-диметилацетамида в неполярном растворителе, диоксане, молекулы которых имеют конфигурацию близкую к конфигурации молекул формамида и диметилформамида.

У NN–диметилацетамида и, особенно, у N–метилформамида величина g оказывается выше единицы, что свидетельствует, как и в случае формамида и диметилформамида, о корреляции молекул этих веществ, которая обусловлена наличием в этих молекулах водородных связей, действие которых частично

блокируется у NN-диметилацетамида, как и в случае с диметилформамидом, благодаря наличию в аминогруппе двух метильных радикалов. Этим можно объяснить снижение параметра корреляции g у NN-диметилацетамида по сравнению с N-метилформамидом.

Анализ экспериментальных данных показал, что диэлектрические свойства формамида, диметилформамида, N-метилформамида и NN-диметилацетамида лучше всего описываются в терминах двух независимых релаксационных процессов. В этих случаях реальные частотные зависимости ε' и ε'' вещества представляются уравнениями вида

$$\frac{\varepsilon' - \varepsilon_{\infty}}{\varepsilon_0 - \varepsilon_{\infty}} = \frac{C_1}{1 + \omega\tau_1^2} + \frac{C_2}{1 + \omega\tau_2^2}, \quad (3)$$

$$\frac{\varepsilon''}{\varepsilon_0 - \varepsilon_{\infty}} = \frac{\omega\tau_1 C_1}{1 + \omega\tau_1^2} + \frac{\omega\tau_2 C_2}{1 + \omega\tau_2^2}$$

где τ_1 и τ_2 , C_1 и C_2 - соответственно времена релаксации и относительные вклады двух дисперсий [11].

В Таблице 3 приведены результаты вычислений параметров двух дисперсионных областей для N-метилформамида и NN-диметилацетамида. Уменьшение по сравнению с N-метилформамидом значения τ основной дисперсионной области NN-диметилацетамида определяется блокирующими действиями метильных групп, снижающих возможность формирования молекулярных ассоциатов, образуемых за счет водородных связей.

Таблица 3.

Времена релаксации τ , относительных вкладов низкочастотной дисперсии C_1 N-метилформамида, NN- диметилацетамида в диоксане.

φ% объем	N - метил-формамид-диоксан			NN-диметилацетамид- диоксан			
	τ_1	C_1	$\varepsilon_{\infty 1}$	τ_1	τ_2	C_1	$\varepsilon_{\infty 1}$
100	24,2	0,96	12,3	13,1	9,98	0,86	5,50
80	24,2	0,96	7,0	12,2	7,83	0,84	5,06
60	23,2	0,94	5,3	11,5	6,26	0,81	4,50
40	20,7	0,90	4,3	10,4	5,91	0,74	3,80
20	17,9	0,86	3,4	9,80	4,50	0,64	3,10

В результате расчета параметров дисперсионных областей для формамида были найдены значения времен релаксации τ_1, τ_2 обоих процессов, а также величины относительного вклада C_1 основной низкочастотной дисперсионной области от общего вклада в ε_0 , вносимого обоими процессами. В растворах формамида время релаксации τ_1 , определяющее в формамиде и его растворах низкочастотную дисперсионную область, уменьшается по величине с увеличением содержания неполярного растворителя. Этот результат указывает на то, что при растворении формамида происходит разрушение образуемых с помощью водородных связей цепочечных комплексов молекул формамида, что приводит к уменьшению продолжительности жизни ассоциатов и их средних размеров. С ростом концентрации диоксана происходит возрастание в растворе числа свободных мономерных молекул формамида. Экспериментально это подтверждается тем, что с разбавлением формамида диоксаном увеличивается относительный вклад C_2 высокочастотной дисперсионной области. При средних концентрациях растворителя происходит некоторая стабилизация величин τ_2 , C_2 - параметров второй высокочастотной дисперсионной области. Согласно полученным данным низкочастотных измерений ε_0 можно считать, что

низкочастотная дисперсионная область формамида определена процессами распада водородносвязанных цепочек, при этом величина, обратная времени релаксации этой дисперсии, характеризует вероятность разрыва водородных связей [1,5,7]. Релаксация же мономерных молекул определяет существование на микроволнах второй высокочастотной дисперсионной области.

Сходный результат, как и в случае с формамидом, отмечается и в растворах диметилформамид-диоксан: уменьшение величины времени релаксации τ_1 растворов с ростом в них неполярного диоксана сопровождается возрастанием доли вторых дисперсионных областей; при этом величина τ_2 сохраняется практически независимой от концентрации диоксана. Уменьшение по сравнению с формамидом значения τ его основной дисперсионной области определяется блокирующими действиями метильных групп, снижающих возможность формирования молекулярных ассоциатов.

В растворах N-метилформамида время релаксации τ_1 , определяющее в N-метилформамиде и его растворах низкочастотную дисперсионную область уменьшается по величине с увеличением содержания диоксана. Этот результат указывает на то, что при растворении N-метилформамида происходит разрушение образуемых с помощью водородных связей цепочечных комплексов молекул N-метилформамида; это приводит к уменьшению продолжительности жизни ассоциатов, а также среднего размера таких ассоциатов молекул N-метилформамида. С ростом концентрации диоксана происходит возрастание в растворе числа свободных мономерных молекул N-метилформамида. Этот факт подтверждается экспериментально тем, что с разбавлением N-метилформамида диоксаном уменьшается относительный вклад S_1 низкочастотной дисперсионной области. Аналогичный результат отмечается и в растворах NN-диметилацетамид-диоксан: уменьшение величины времени релаксации τ_1 растворов с ростом в них неполярного диоксана сопровождается возрастанием доли вторых дисперсионных областей; при этом величина τ_2 сохраняется практически независимой от концентрации диоксана. Характерно, что несмотря на различия в поведении основных дисперсионных областей у амидов времена релаксаций и относительные вклады их вторых дисперсий близки между собой. Диэлектрическое поведение растворов формамида, диметилформамида N-метилформамида и NN-диметилацетамида в диоксане в изученном интервале концентраций близко к поведению чистых полярных компонент, так же как и в случае чистых полярных амидов, полученные результаты не могут быть отражены в представлении о существовании в растворах симметричного или асимметричного распределения времен релаксаций. Лучшее приближение дает механизм двух релаксационных процессов, который сохраняет свою значимость и при разбавлении амидов неполярным растворителем.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследованиями диэлектрических свойств растворов формамида, диметилформамида, N-метилформамида и NN-диметилацетамида в диоксане в диапазоне СВЧ было установлено, что в диапазоне микроволн диэлектрические свойства амидов и их растворов в неполярном диоксане описываются в терминах двух релаксационных процессов. Согласно первому - низкочастотная дисперсионная область определяется процессами распада водородносвязанных комплексов молекул, а второму - высокочастотная дисперсионная область, определяется существованием на микроволнах релаксаций мономерных молекул. При этом величина обратная времени релаксации этой дисперсии характеризует вероятность разрыва водородных связей.

Экспериментально обнаружено, что время релаксации τ_1 у N-метилформамида и его растворов, определяющее низкочастотную дисперсионную область, уменьшается по величине с увеличением содержания диоксана. Это указывает на то, что при растворении N-метилформамида происходит разрушение образуемых с помощью водородных связей цепочечных комплексов молекул N-метилформамида.

1. Я.Ю.Ахадов, *Диэлектрические параметры чистых жидкостей*, Москва, Издательство МАИ, (1999) 854.
2. А.Ф.Харвей, *Техника сверхвысоких частот*. Москва, **1** (1965) 784.
3. E.Salaev, E.Kasimov, S.Azizov, Ch. Qajar, *Resonans Reflektionles Absorbption of Elektromagnetik Waves in Solutions*, *Turkish journal of Physics*, №5 (1998) 389 – 393.
4. E.R.Kasimov, M.A.Aleph, Ch.O.Qajar, Эффект безотражательного поглощения сверхвысокочастотного излучения в растворах ацетон – бензол, *Fizika*, **1** №2 (1995) 37–44.
5. R.M.Kasimov, M.A.Kalaphy, E.R.Kasimov, Ch.O.Qajar, E.J.Salaev, *Эффект гашения отраженного электромагнитного излучения полярными диэлектриками*, *ЖТФ*, **6** №5 (1996) 167–171.
6. Ч.О.Каджар Э.Р.Касимов Р.М.Касимов, С.Т.Азизов, *Поглотители электромагнитного излучения” Патент Азербайджанской Республики, I 2000 0070*, (2000).
7. Р.М.Касимов, С.М.Усейнова, *Измерение диэлектрических коэффициентов полярных жидкостей на СВЧ с применением универсальных номограмм*, *Измерительная техника*, №2 (1975) 80-82.
8. Р.М.Касимов, Поглощение электромагнитного излучения в слое полярного диэлектрика, *Инженерно-физический журнал*, **67** (1994) 489.
9. О.А.Осипов, В.И.Минкин, *Справочник по дипольным моментам*, Москва, Высшая школа, (1965).
10. Ю.К.Ковнеристый, И.Ю.Лазарева, А.А.Раваев, *Материалы, поглощающие СВЧ-излучение*, М.: Наука, (1982) 164.
11. Р.М.Касимов, С.М.Усейнова, Метод измерения диэлектрических коэффициентов полярных жидкостей в диапазоне сверхвысоких частот, *Известия АН Азерб. ССР, сер.физ.тех. и мат. наук*, №1 (1973) 111-117.

BƏZİ AMİDLƏRİN VƏ ONLARIN DİOKSANDA MEHLULLARININ DİELEKTRİK XASSƏLƏRİ

S.T. ƏZİZOV

Məqələdə mikrodalğalı tezliklər diapozonunda bəzi amidlərin və onların dioksanda olan mehlulların dielektrik xassələrinin tədqiqatının nəticələri verilib. Müəyyən edilib ki, tədqiq olunmuş mayelərdə və onların məhlullarında debay tipli iki relaksasiya sahələrinin dispersiyası mövcuddu. Tədqiq olan mayələrin assosiatlarının parçalanması aşağıtezlik dispersiya sahəsinin mövcudluğunu, monomer molekulların relaksasiyası isə yüksək tezlik dispersiya sahəsini təyin edir.

DIELECTRIC PROPERTIES OF SOME AMIDES AND THEIR SOLUTIONS IN DIOXANE

S.T.AZIZOV

The results of dielectric properties of some amide solutions in dioxane in microwave frequency range have been presented. Existence of two dispersion ranges of Debye type relaxation in liquids under consideration has been established. The decay of liquid associates determined the dispersion low-frequency range existence and monomer molecule relaxation determined the dispersion high-frequency range existence.

Редактор: чл. корр. АА.Гарибов

**СТРУКТУРА И ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА
ЭКСТРУДИРОВАННЫХ ОБРАЗЦОВ ТВЕРДОГО РАСТВОРА $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$**

**М.М.ТАГИЕВ, Т.Д.АЛИЕВА, Г.Д.АБДИНОВА, Н.М.АХУНДОВА,
Т.И.ПИРИЕВА**

*Институт Физики НАН Азербайджана
AZ 1143, г.Баку, пр. Г.Джавида, 131
aliyevat@yahoo.com*

Поступила: 24.01.2014

Принята к печати: 10.02.2014

РЕФЕРАТ

Исследованы текстура и термоэлектрические свойства экструдированных образцов $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$ с различными размерами (от 50 до 1000 мкм) частиц. Выяснено, что оптимальными термо- и магнитотермоэлектрической добротностями обладают образцы с размерами зерен 630 мкм.

Ключевые слова: текстура, частицы, экструзия, термоэлектрическая эффективность.

Наиболее эффективными термо- и магнитотермоэлектрическими материалами в области 77÷150К являются монокристаллы твердого раствора систем Bi-Sb. Недостатком таких монокристаллических материалов является малая механическая прочность из-за слоистости структуры, что значительно ограничивает их практическое применение. Данные показали, что материалы с достаточно высокой прочностью можно получить методом экструзии [1]. В процессе экструзии материал подвергается деформации. В результате в сильнодеформированных поликристаллических материалах возникает текстура (ориентировка зерен). Типы и характер текстуры весьма разнообразны и зависят от условий получения, размеров зерен, термообработки и т.д. Текстура материала будет сопровождаться и изменением ее электронных и тепловых свойств, что даст полезную информацию о взаимосвязи свойств и структур материалов.

Учитывая сказанное, в данной работе исследованы текстура, электрические свойства и теплопроводность экструдированных образцов твердого раствора $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$, полученных из порошков данного состава с размерами зерен от 50 до 1000 мкм. Текстура образцов была определена на рентгеновской установке ДРОН-3, согласно методике, описанной в [2]. Опыты проводились методами наклона и поворота на указанной установке в геометрии однокристалльного спектрометра при фокусировке по Брегу-Брентано в дебаеграммы (излучения $\text{CuK}\alpha$). Плоскость образца и счетчик устанавливали в положении рефлекса 0015. Анализировалась интенсивность линии (110) (интенсивность этой линии самая высокая). Из-за трудности приготовления эталонного образца (образца, не имеющего текстуры) нами в качестве эталонного был принят образец с размерами зерен 50 мкм и степенью текстуры (т.е. интенсивностью линии (110), соответствующей преимущественной ориентации кристаллов вдоль оси экструзии) образцов с другими размерами зерен определяли относительно данного образца.

Установлено, что при экструзии поликристаллического материала твердого раствора $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$ за счет пластической деформации возникает аксиальная текстура, т.е. часть зерен поликристалла ориентируется так, что их тригональная ось становится параллельной оси экструзии (Таблица 1).

Выяснено, что электрические и магнитотермоэлектрические параметры экструдированных образцов $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$ очень чувствительны к послеэкструзионному отжигу (Таблица 1).

Показано, что значение магнитосопротивления значительно зависит и от термообработки. При термообработке магнитосопротивление образцов значительно растет. Расчеты показали, что в исследованной области напряженностей магнитного поля магнитосопротивление чистых образцов квадратично зависит от индукции магнитного поля, т.е.

$$\rho_{\beta} = \rho_0(1 + \kappa_m B^2),$$

где κ_m - коэффициент магнитосопротивления, равный

$$\kappa_m = (\rho_{\beta} - \rho_0) / \rho_0 \cdot 1/B^2 = 1/B^2 \cdot \Delta\rho / \rho_0,$$

здесь ρ_0 и ρ_{β} - удельные сопротивления образца при отсутствии магнитного поля и в магнитном поле, соответственно.

Таблица 1.

Зависимость степени текстуры, магнитосопротивления ($\Delta\rho/\rho$), коэффициента термоэ.д.с (α), коэффициента теплопроводности (χ) от размера зерен и напряженности магнитного поля при $\sim 77\text{K}$ (степень текстуры от размеров зерен при температуре $\sim 300\text{K}$).

Без отжига						
Размер зерен, мкм	Степень текстуры, в отн. един.	H=16x10 ⁴ А/м		H=74x10 ⁴ А/м		H=0
		$\Delta\rho/\rho$	α , мкВ/К	$\Delta\rho/\rho$	α , мкВ/К	$\chi \times 10^2$, Вт/(смК)
50	1,0	10	-94	74	-142	3,5
100	0,50	4	-96	68	-145	3,3
160	0,60	7	-75	57	-110	3,2
200	0,62	14	-78	63	-115	2,9
315	0,48	16	-128	103	-167	2,35
630	0,60	18	-170	107	-221	2,15
1000	0,50	16	-165	101	-184	2,25
После отжига						
Размер зерен, мкм	Степень текстуры в отн. един	H=16x10 ⁴ А/м		H=74x10 ⁴ А/м		H=0
		$\Delta\rho/\rho$	α , мкВ/К	$\Delta\rho/\rho$	α , мкВ/ К	$\chi \times 10^2$, Вт/(смК)
50	0,38	19	-140	102	-153	4,8
100	0,40	5	-142	83	-155	4,4
160	0,48	4	-132	81	-147	4,1
200	0,46	19	-134	99	-152	4,0
315	0,39	18	-157	174	-168	3,0
630	0,55	74	-174	318	-216	2,8
1000	0,52	16	-170	179	-190	2,90

При экструзии твердого раствора $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$, за счет пластической деформации в нем одновременно с образованием текстуры происходит и образование структурных дефектов. Эти дефекты являются центрами рассеяния для носителей тока и уменьшают их подвижность. Одновременно происходит и увеличение концентрации носителей тока, вызванное образованием электрически активных центров на дефектах. Эти факторы должны оказывать влияние и на коэффициенты термоэдс и Холла.

Максимальная степень текстуры, возникающая за счет пластической деформации при экструзии, наблюдается в образцах с размерами зерен $d \approx 160 \div 200 \text{ мкм}$. Во всех случаях послеэкструзионный отжиг приводит к уменьшению степени текстуры, что объясняется разориентацией зерен за счет тепловой энергии. В экструдированных твердых растворах $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$ образцы с размерами зерен $\sim 630 \text{ мкм}$ при термообработке мало меняют свою текстуру. Во всех случаях наблюдается значительное магнитосопротивление. При этом при

значениях размеров зерен до 160÷200мкм наблюдается отклонение от монотонной зависимости магнитосопротивления от размеров зерен. При размерах зерен $d > 160$ мкм с ростом d магнитосопротивление усиливается. Значения магнитосопротивления значительно зависят и от термообработки: с термообработкой магнитосопротивление образцов существенно растет.

Опыты показали, что характер зависимости удельного сопротивления (а также и коэффициентов термоэдс и Холла) от напряженности магнитного поля как неотожженных, так и отожженных образцов сохраняется и при ~ 300 К. Однако при ~ 300 К влияние термообработки и магнитного поля на кинетические параметры сильно ослаблены. Коэффициент термоэдс α для всех образцов после термообработки несколько растет. Кроме того α существенно увеличивается с ростом H . При этом зависимость α от H для образцов, прошедших термообработку, сильнее, чем для образцов, не прошедших термообработку.

В неотожженных образцах при низких температурах носители заряда, в основном, рассеиваются на структурных дефектах и границах зерен. С ростом размеров концентрация дефектов внутри зерен, а также границы зерен уменьшаются. Поэтому с ростом размеров зерен подвижность носителей заряда в образце растет и их концентрация, обусловленная ионизированными дефектами, уменьшается. Это приводит к усилению магнитосопротивления с ростом размеров зерен.

При приложении к образцу магнитного поля происходит некоторое перераспределение ролей различных носителей в общем токе. Вклад в ток слаборассеивающих носителей заряда уменьшается ввиду увеличения сопротивления их движению, что при неизменном общем токе должно повлечь за собой увеличение вклада сильнорассеивающих частиц. Такое перераспределение вклада носителей в ток приводит к изменению средней энергии носителей заряда.

При термообработке в экструдированных образцах твердого раствора $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$ с различными размерами зерен начинает превалировать рассеяние на акустических фоновых, которому быстрые носители заряда подвержены в большей мере, чем медленные. Поэтому в этих образцах, помещенных в магнитное поле, общий ток быстрых носителей возрастает и, следовательно, растет средняя энергия носителей заряда в образце. В результате термоэдс в этих образцах в магнитном поле растет сильнее, чем в неотожженных образцах.

В [3] показано, что наблюдаемое значительное возрастание коэффициента термоэдс в магнитном поле в твердых растворах систем Bi-Sb не могло быть объяснено только обычной теорией магнитотермоэлектрических эффектов, которая основывается на изменении значения энергии носителей заряда в магнитном поле. Наиболее правильное объяснение этих экспериментальных фактов может быть связано с наличием вторичных поперечных термоэлектрических эффектов. В поперечном магнитном поле возникающий эффект Холла вызывает вторичный эффект Нернста - продольную разность температур, который, в свою очередь, вызывает эффект Риди-Ледюка - поперечную разность температур и т.д. Понятно, что и в этом случае увеличение коэффициента термоэдс в магнитном поле в отожженных образцах твердого раствора $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$ будет больше, чем в неотожженных образцах. Поэтому эффект Холла в отожженных образцах, обладающих большой подвижностью носителей заряда, возрастает по сравнению с неотожженными образцами.

По данным коэффициента Холла и удельной электропроводности была рассчитана холловская подвижность $\mu = R_H \sigma$ носителей заряда в исследованных образцах твердого раствора $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$. Расчеты показали, что с ростом размеров

зерен и при термообработке значение n в зависимости $\mu \sim T^n$ растет. Значение n в образцах, непрошедших термообработку, в зависимости от размеров зерен меняется от 1,4 до 1,57. После термообработки значение n меняется в пределах $1,8 \div 2,6$. Это свидетельствует о том, что при термообработке концентрация структурных дефектов уменьшается.

Вышеприведенные рассуждения согласуются с данными по измерениям теплопроводности экструдированных образцов твердого раствора $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$.

Расчеты показали, что максимальную эффективность Z при температурах ниже $\sim 200\text{K}$ имеют экструдированные образцы твердого раствора $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$ с размерами зерен 630мкм (Таблица 2).

Таблица 2.

Термоэлектрические параметры экструдированных образцов твердых растворов $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$ в зависимости от размеров зерен (d) при температуре $\sim 77\text{K}$.

Размер зерен, мкм	Непрошедших отжиг				Прошедших отжиг при $\sim 503\text{ K}$			
	σ , $\text{Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$	$\alpha \times 10^6$, В/К	$\chi \times 10^2$, ВТ/см·К	$Z \times 10^3$, K^{-1}	σ , $\text{Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$	$\alpha \times 10^6$, В/К	$\chi \times 10^2$, ВТ/см·К	$Z \times 10^3$, K^{-1}
50	8124	-66	3,35	1,06	13436	-140	4,82	5,46
100	8012	-84	3,51	1,60	12788	-136	4,45	5,32
160	5822	-34	2,98	0,23	8478	-134	4,21	3,62
200	8972	-52	3,48	0,70	12656	-132	4,18	5,28
315	5189	-127	2,35	3,56	6518	-160	3,12	5,45
630	2411	-173	2,63	2,74	5250	-182	3,02	5,80
1000	2114	-175	2,85	2,27	4850	-180	3,12	5,04

Это обусловлено низкой общей теплопроводностью и относительно высокой подвижностью носителей заряда в этих образцах. При $\sim 77\text{K}$ Z образца с размерами 630мкм достигает $\sim 5,8 \cdot 10^{-3}\text{K}^{-1}$, что близко к значению Z для монокристаллических образцов твердого раствора $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$. Кроме того, максимальная магнито-термоэлектрическая добротность $Z_{\text{МТЭ}}$ при $\sim 77\text{K}$ также наблюдается у отожженных образцов с размерами зерен 630мкм . Поэтому такой экструдированный материал перспективен для применения в низкотемпературных термоэлектрических преобразователях.

Таким образом, высокоэффективный термо- и магнитотермоэлектрический экструдированный материал можно получить на основе твердого раствора $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$ с размерами зерен 630мкм .

1. М.М.Тагиев, *Высокоэффективный термоэлектрический материал на основе твердого раствора $\text{Bi}_{0,85}\text{Sb}_{0,15}$, Новые технологии 21 век*, **2** (1999) 56.
2. Д.М.Хейкер и Л.С.Зевин, *Рентгеновская дифрактометрия*, М.: Физматгиз, (1963) 380.

3. T.Kerstin, P.Waidfried, *Electrochemical deposition of ternary and binary systems from an alkaline electrolyte- a depending way for manufacturing p-doped bismuth and antimony tellurides for the use in thermoelectric elements, J. of Solid state electrochemistry*, **11** (2007) 155-164.

**EKSTRUZIYA OLUNMUŞ $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$ BƏRK MƏHLULLARININ STRUKTURU VƏ
THERMOELEKTRİK XASSƏLƏRİ**

M.M.TAGIYEV, T.C.ƏLİYEV, G.C.ABDİNOVA, N.M.AXUNDOVA, T.İ.PİRİYEV

Müxtəlif ölçülü ($50\div 1000\text{mkm}$) dənəciklərə malik $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$ bərk məhlulu ovuntularından ekstruziya olunmuş nümunələrin teksturası və termoelektrik xassələri tədqiq edilmişdir. Göstərilmişdir ki, ən yüksək termo- və maqnitotermoelektrik xassələri 630mkm dənəciklərə malik nümunələrdə müşahidə olunur.

**STRUCTURE AND THERMOELECTRIC PROPERTIES OF EXTRUDED SAMPLES OF $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$
SOLID SOLUTION**

M.M.TAGIYEV, T.D. ALIYEVA, G.D.ABDINOVA, N.M.AKHUNDOVA, T.I.PIRIYEVA

Thermoelectric properties and texture of the extruded $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$ samples with different sizes of particles (from 50 to 1,000microns) have been investigated. It has been found that the optimal thermal and magneto-thermoelectric quality factors have had samples with grain sizes of 630 microns.

Редактор: проф. Э.К.Гусейнов

**FeIn₂Se₄ MONOKRİSTALININ DİELEKTRİK NÜFUZLUĞUNUN
DƏYİŞƏN ELEKTRİK CƏRƏYANININ TEZLİYİNDƏN VƏ
TEMPERATURDAN ASILILIĞI**

N.N.NİFTİYEV, O.B.TAĞIYEV*, F.M. MƏMMƏDOV, M.B.MURADOV *****

Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universiteti
AZ1000, Bakı, Ü. Hacıbəyov, 34
*AMEA Fizika institutu**
AZ1143, Bakı, H. Cavid pr., 131
*AMEA Kimya Problemləri İnstitutu***
AZ1143, Bakı, H. Cavid pr., 29
*Bakı Dövlət Universiteti****
AZ 1145, Bakı ş., Z.Xəlilov, 23
namiq7@bk.ru

Daxil olub: 03.12.2013
Çapa verilib: 24.01.2014

REFERAT

FeIn₂Se₄ monokristalının müxtəlif temperatur və tezliklərdə dielektrik nüfuzluğunun həqiqi və xəyali hissəsi tədqiq edilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, temperatur yüksəldikcə dielektrik nüfuzluğunun artması əsasən yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının artması ilə bağlıdır. Bu monokristal üçün müxtəlif tezliklərdə dielektrik nüfuzluğunun həqiqi və xəyali hissəsinin temperaturdan asılılıq qrafiklərindən aktivləşmə enerjiləri hesablanmışdır. FeIn₂Se₄ monokristalında relaksasiya müddəti hesablanmış və istilik hərəkəti ilə şərtlənən elektron polarizasiya mexanizminin olması müəyyən edilmişdir.

Açar sözlər: Monokristal, dielektrik nüfuzluğu, aktivləşmə enerjisi, cərəyan, tezlik, relaksasiya müddəti, polarizasiya mexanizmi

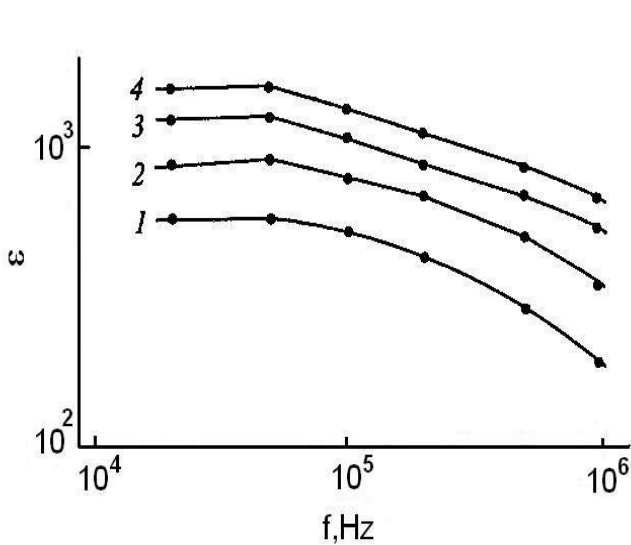
Hal-hazırda eyni zamanda yarımkəçirici və maqnit xassələrinə malik olan materialların yaradılması istiqamətində intensiv tədqiqatlar aparılır. Bu materiallar içərisində fotoelektronikanın yeni nəsil cihazlarının funksional diapazonunu genişləndirmək üçün böyük potensiala malik olan fiziki prosesləri az öyrənilmiş AB₂X₄ (burada A-Mn, Fe, Co, Ni; B- Ga, In; X-S, Se, Te) tipli maqnit yarımkəçiriciləri xüsusi maraq kəsb edir [1-10]. AB₂X₄ tipli birləşmələr sinfinə aid olan FeIn₂Se₄ monokristalı Bricmen metodu ilə alınmışdır. Rentgenoqrafik metodla müəyyən edilmişdir ki, FeIn₂Se₄ monokristalı qəfəs parametrləri a=4,18Å; c=19,47Å; c/a=4,65 olan heksaqonal quruluşa kristallaşır [11]. FeIn₂Se₄ monokristalının bəzi fiziki xassələri [12-15] işlərində tədqiq edilmişdir. Elektrik tutumunu ölçmək üçün qalınlığı ~0,1mm olan kristal lövhələrə gümüş pastası vuraraq kondensatorlar hazırlanmış və ölçülmələr E7-20 (25÷10⁶Hz) rəqəmli immetans ölçü cihazının köməyi ilə aparılmışdır. Nümunəyə 1V ölçmə gərginliyi verilmişdir.

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

Şəkil 1-də FeIn₂Se₄ monokristalı üçün müxtəlif temperaturalarda dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsinin cərəyanın tezliyindən asılılıq qrafiki verilmişdir. Şəkildən görünür ki, tədqiq olunan temperaturalarda aşağı tezliklərdə başlanğıcda tezlik artdıqca dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsi sabit qalır, sonra isə tezlik artdıqca ϵ' yavaş - yavaş azalır.

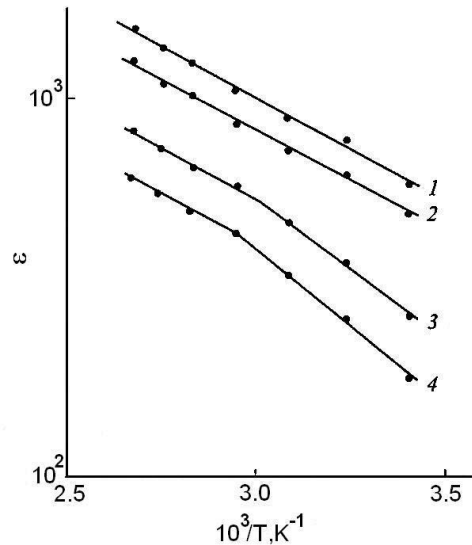
Məlumdur ki, dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsi üçün Debay tənliyi aşağıdakı kimidir [18]:

$$\epsilon' = \epsilon_{\infty} + \frac{\epsilon_s - \epsilon_{\infty}}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (1)$$



Şəkil 1.

FeIn₂Se₄ monokristalı üçün müxtəlif temperaturalarda dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsinin elektrik sahəsinin tezliyindən asılılığı.
T, K: 1-295, 2-325, 3-355, 4-375.



Şəkil 2.

FeIn₂Se₄ monokristalı üçün elektrik sahəsinin müxtəlif tezliklərində dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsinin temperaturdan asılılığı.
f, Hz: 1 - 5·10⁴, 2 - 10⁵, 3 - 5·10⁵, 4 - 10⁶.

Keyfiyyət tərəfdən ϵ' -in tezlik asılılığına nəzər yetirsək və fərz etsək ki, tədqiq olunan material keçirici dielektrik və ya pis keçirən yarımkeçiricidir. Onda aşağı tezlikli oblast üçün ($\omega\tau \ll 1$) (1) ifadəsindən alırıq:

$$\epsilon' = \epsilon_s = \text{const} . \quad (2)$$

(2)-dən görünür ki, aşağı tezlikli oblastda həqiqi dielektrik nüfuzluğu (ϵ') sabit olur və statik dielektrik nüfuzluğuna (ϵ_s) bərabər olur.

Şəkil 2-də FeIn₂Se₄ monokristalı üçün müxtəlif tezliklərdə dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsinin temperaturdan asılılıq qrafiki təsvir edilmişdir və temperatur yüksəldikcə ϵ' -nin artması müşahidə edilir. Bunu belə izah etmək olar: məlumdur ki, dielektrik və yarımkeçiricinin elektrik keçiriciliyi yüksək olarsa paralel dövrə ilə birləşən zaman ϵ' aşağıdakı düsturla xarakterizə olunur [18]:

$$\epsilon' = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \omega \text{tg} \delta} , \quad (3)$$

burada $\omega = 2\pi f$ - dairəvi tezlik, $\text{tg} \delta$ - dielektrik itki bucağıdır.

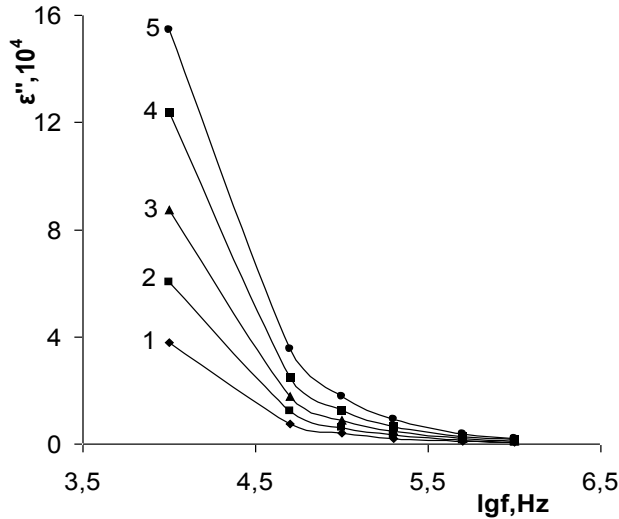
Yarımkeçiricilərdə elektrik keçiriciliyi temperatur artdıqca əsasən yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının artması hesabına artır. Düsturdan göründüyü kimi dielektrik nüfuzluğu σ ilə düz mütənasibdir və $\text{tg} \delta$ temperaturdan asılı olaraq zəif dəyişir. Ona görə də temperatur artdıqca σ artır və ona uyğun ϵ' da artır. 295-375K temperatur intervalında $5 \cdot 10^4 \div 10^6$ Hz tezliklərdə dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsinin qiyməti 180÷1500 həddində dəyişir. Məlumdur ki, üçlü birləşmələrdə defektlər sintez edilmə və ya monokristal yetişdirilmə prosesində yaranır [17]. Temperatur yüksəldikcə ϵ' - in artmasının səbəbi defektlərin konsentrasiyasının artmasıdır.

Aşağı tezliklərdə (1 və 2 əyriləri) $\lg \epsilon' \sim 10^3 / T$ asılılığında bir düz xətt meylliyi müşahidə olunur (Şəkil 2). Bu düz xətt meylliyindən aktivləşmə enerjisi hesablanmışdır və $E_1 = 0,11 \text{ eV}$ qiyməti tapılmışdır. Daha yüksək tezliklərdə (3 və 4 əyriləri) asılılıq

müxtəlif meyllərə malik iki düz xətdən ibarət olur. Aşağı temperaturlu oblastda 10^6Hz tezlikdə $\lg \varepsilon'' \sim 10^3/T$ asılılığından aktivləşmə enerjisi hesablanmışdır və $E_2=0,16\text{eV}$ qiyməti tapılmışdır.

Şəkil 3-də FeIn₂Se₄ monokristalı üçün müxtəlif temperaturalarda dielektrik nüfuzluğunun xəyali hissəsinin cərəyanın tezliyindən asılılıq qrafiki təsvir edilmişdir. Tədqiq olunan temperaturalarda $10^4 \div 10^5\text{Hz}$ tezlik intervalında ε'' tezlik artdıqca sürətlə

azalır. Sonra isə tezlik artdıqca ($10^5 \div 10^6\text{Hz}$) ε'' yavaş - yavaş azalır. Yüksək temperaturalarda ε'' -in tezlikdən asılı olaraq azalması daha sürətlə baş verir.



Şəkil 3.

FeIn₂Se₄ monokristalı üçün müxtəlif temperaturalarda dielektrik nüfuzluğunun xəyali hissəsinin elektrik sahəsinin tezliyindən asılılığı. T, K; 1 - 295, 2 - 310, 3 - 325, 4 - 340, 5 - 355.

Şəkil 4-də FeIn₂Se₄ monokristalı üçün müxtəlif tezliklərdə dielektrik nüfuzluğunun xəyali hissəsinin temperaturdan asılılıq qrafiki verilmişdir. $10^4 \div 10^6\text{Hz}$ tezliklərdə $\lg \varepsilon'' \sim 10^3/T$ asılılığı müxtəlif meyllərə malik iki düz xətdən ibarətdir. Meyllər üzrə bu asılılıqlardan aktivləşmə enerjisi hesablanmışdır. Aşağı temperaturlu oblastda enerjinin qiyməti 0,21eV bərabər olur. Yüksəktemperaturlu oblastda isə $10^4 \div 10^6\text{Hz}$ tezliklərdə aktivləşmə enerjisi 0,36÷0,28eV intervalında dəyişir.

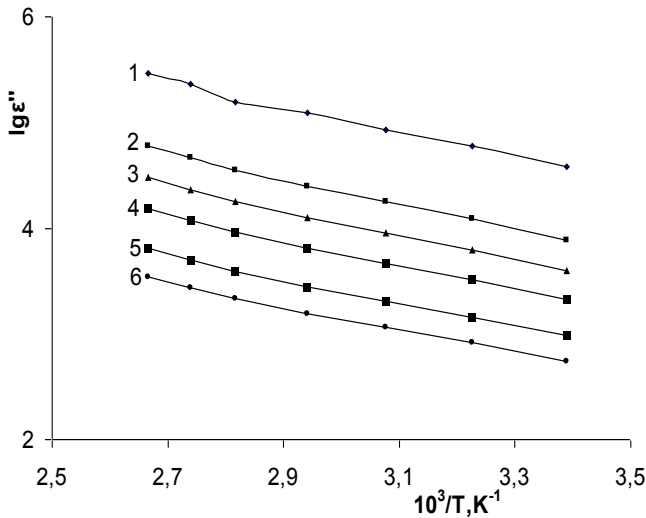
Dielektrik nüfuzluğunun xəyali hissəsi üçün

$$\varepsilon'' = \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \cdot \omega} + \frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2}. \quad (4)$$

Debay tənliyində [18] ε'' - in temperatur asılılığı tədqiq olunan maddələrin relaksasiya müddətinin (τ) və elektrik keçiriciliyinin (σ) temperatur asılılığından təyin olunur. ε'' - in tezlik asılılığı elektrik keçiriciliyin mexanizmindən asılı olur (keçiriciliyin zona mexanizmi zamanı $\sigma \neq \sigma(\omega)$ və sıçrayış mexanizmi zamanı isə $\sigma = \sigma(\omega)$ olur). Aşağı tezlikli oblast üçün ($\omega\tau \ll 1$) (4) ifadəsindən alırıq:

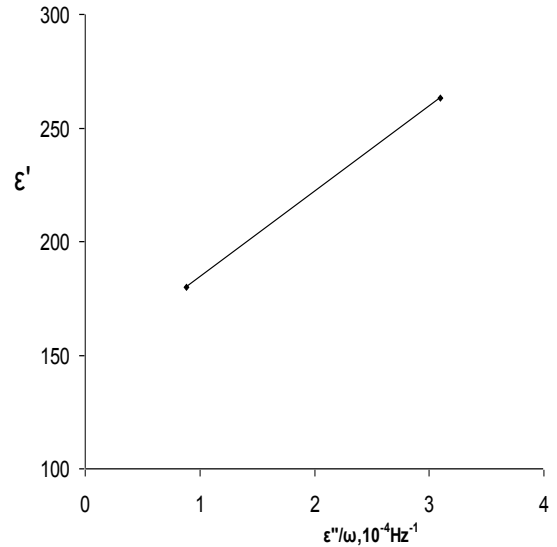
$$\varepsilon'' = (\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)\omega\tau + \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \cdot \omega}. \quad (5)$$

Dielektrik nüfuzluğunun xəyali hissəsi (5) ifadəsinin II həddinə görə tezlik artdıqca azalmalıdır. Məlumdur ki, ε'' özündə σ və τ -ni ifadə edir. Tədqiq olunan maddələr üçün bu kəmiyyətlər özü temperaturdan asılıdır və həmçinin σ tezlikdən asılılı olur. Aşağıtezlikli oblastda keçirici dielektrikin və ya pis keçirən yarımkeçiricinin ε'' -in temperatur və tezlik asılılıqları keçiriciliyin zona və sıçrayış mexanizmi halında bir - birinə oxşayır [16].



Şəkil 4.

FeIn₂Se₄ monokristalı üçün elektrik sahəsinin müxtəlif tezliklərində dielektrik nüfuzluğunun xəyali hissəsinin temperaturdan asılılığı. f , Hz; 1 - 10^4 , 2 - $5 \cdot 10^4$, 3 - 10^5 , 4 - $2 \cdot 10^5$, 5 - $5 \cdot 10^5$, 6 - 10^6 .



Şəkil 5.

FeIn₂Se₄ monokristalı üçün otaq temperaturunda $\epsilon' \sim f(\epsilon''/\omega)$ asılılığı.

FeIn₂Se₄ monokristalının elektrik keçiriciliyinin dəyişən elektrik sahəsində tədqiqi nəticəsində müəyyən edilmişdir ki, bu birləşmədə elektrik keçiriciliyi qarışıq, yəni zona və sıçrayış mexanizmi ilə əlaqədardır[14]. Dielektrik nüfuzluğunun xəyali hissəsinin dəyişən cərəyanın tezliyindən asılılıqlarının tədqiqi nəticəsində (Şəkil 3) aşkara çıxarılmışdır ki, aşağı tezliklərdə tezlik artdıqca ϵ'' -in bütünlüklə azalması baş verir. FeIn₂Se₄ monokristalının aşağı tezliyin sabit qiymətində dielektrik nüfuzluğunun xəyali hissəsinin temperaturdan asılılığının tədqiqi nəticəsində müəyyən edilmişdir ki, bu asılılıq eksponensial xarakter daşıyır (Şəkil 4).

Debay tənliklərinin təqribiliyinə baxmayaraq onlardan relaksasiya müddətinin qiymətini hesablamaq olar. Doğrudan da (2) və (5)-dən sadə çevrilmələr aparmaqla almaq olar:

$$\epsilon' = \epsilon_{\infty} + \frac{1}{\tau} \cdot \frac{\epsilon''}{\omega} \quad (6)$$

(6) ifadəsindən görünür ki, ϵ_{∞} yüksək tezlikli dielektrik nüfuzluğunun qiymətini və τ relaksasiya müddətini $\epsilon' = f(\epsilon''/\omega)$ asılılığından alınan düz xəttin ordinat oxu ilə kəsişməsindən və bu düz xəttin tangens bucağından təyin etmək olar. Otaq temperaturunda $\epsilon' = f(\epsilon''/\omega)$ təcrübi asılılığı FeIn₂Se₄ monokristalı üçün şəkil 5-də göstərilmişdir. Şəkildən görünür ki, $\epsilon' = f(\epsilon''/\omega)$ asılılığında bütövlükdə xəttilik müşahidə olunur. Bu asılılıqdan ϵ_{∞} və τ -nin qiymətləri hesablanmışdır və $\epsilon_{\infty} = 149$, $\tau = 3 \cdot 10^{-6}$ san. bərabər olur.

Relaksasiya müddətini bilməklə bu birləşmədə polyarizasiya mexanizmi haqqında fikir söyləmək olar.

Məlumdur ki, istilik hərəkəti ilə şərtlənən elektron polyarizasiyası zamanı relaksasiya müddəti $10^{-2} \div 10^{-7}$ saniyəyə bərabər olur. FeIn₂Se₄ monokristalında polyarizasiya zamanı relaksasiya müddəti $3 \cdot 10^{-6}$ san. qiymətini alır. Bu da istilik hərəkəti

ilə şərtlənən elektron polarizasiyasına uyğun gəlir. Bu polarizasiya mexanizmi bərk dielektriklər üçün xarakterikdir [19].

Beləliklə, işdə FeIn₂Se₄ monokristalının müxtəlif temperatur və tezliklərdə dielektrik nüfuzluğunun həqiqi və xəyali hissəsi tədqiq edilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, temperatur yüksəldikcə dielektrik nüfuzluğunun artması əsasən yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının artması ilə bağlıdır. Bu monokristal üçün müxtəlif tezliklərdə dielektrik nüfuzluğunun həqiqi və xəyali hissəsinin temperaturdan asılılıq qrafiklərindən aktivləşmə enerjiləri hesablanmışdır. FeIn₂Se₄ monokristalında relaksasiya müddəti hesablanmış və istilik hərəkəti ilə şərtlənən elektron polarizasiya mexanizminin olması müəyyən edilmişdir.

1. Н.Н.Нифтиев, О.Б.Тагиев, М.Б.Мурадов, Ф.М.Мамедов, *Электрические свойства FeIn₂S₄ на переменном токе*, Журнал технической физики, **82** (2012) 153-155.
2. Н.Н.Нифтиев, О.Б.Тагиев, *Оптическое поглощение в монокристаллах MnIn₂S₄*, Оптика и спектроскопия, **113** (2012) 1-4.
3. И.В.Боднар, С.В.Труханов, *Магнитные свойства монокристаллов твердых растворов Fe_xMn_{1-x}In₂S₄*, ФТП, **45** (2011) 1464-1469.
4. В.Ю.Рудь, Ю.В.Рудь, М.А.Осипова, И.В.Боднар, *Обнаружение твердых растворов (In₂S₃)_x (MnIn₂S₄)_{1-x} и создание фоточувствительных структур на их основе*, ФТП, **44** (2010) 48-52.
5. Н.Н.Нифтиев, О.Б.Тагиев, М.Б.Мурадов, Ф.М.Мамедов, Ф.А.Казымова, *Электропроводность монокристаллов MnGa₂S₄ на переменном токе*, Письма в ЖТФ, **35** (2009) 79-83.
6. K.Rushchanskii, H.Haeuseler, D.Bercha, *Band structure calculations on the layered compounds FeGa₂S₄ and NiGa₂S₄*. J.of physics and chemistry of solids, **63** (2008) 2019 - 2028.
7. V.Sagredo, M.C.Moron, L.Betancourt, G.E.Delgado, *Antiferromagnetic versus Spin-glass like behavior in MgIn₂S₄*, J. of Magnetic Materials, **312** (2007) 294-297.
8. M.Quintero, M.Morocoima, E.Guerrero, J.Ruiz, *Temperature variation of lattice parameters and thermal expansion coefficients of the compound MnGa₂Se₄*, Physica status solidi (a) **146** (2006) 587-593.
9. C.Xiangying, Z.Zhongjie, Z.Xingta and et al., *Hydrothermal synthesis of porous FeIn₂S₄ microspheres and their elektrochemical propertie*, J. of Crystal Growth, **277** (2005) 524-528.
10. V.Ursaki, F.Manjon, I.Tiginyanu and et al., *Raman scattering study of pressure - induced phase transitions in MnIn₂S₄ spinels*, J. of physics: Condensed Matter, **14** (2002) 304-308.
11. П.К.Бабаева, П.Г.Рустамов, *Взаимодействие в системе In₂Se₃-FeSe*, В кн.: Исследования в области неорганической и физической химии, Баку, Из. Элм, (1977) 264 - 269.
12. И.В.Боднар, И.А.Викторов, С.А.Павлюковец, *Выращивание, структура и анизотропия теплового расширения соединения FeIn₂Se₄*, Неорганические материалы, **46** (2010) 681-685.
13. Н.Н.Нифтиев, О.Б.Тагиев, М.А.Алиджанов, М.Б.Мурадов, *Электрические свойства монокристаллов FeIn₂Se₄*, ФТП, **37** (2003) 173-175.
14. Н.Н.Нифтиев, О.Б.Тагиев, М.Б.Мурадов, *Электрические свойства слоистых монокристаллов FeIn₂Se₄ на переменном токе*, ФТП, **42** (2008) 268-270.

15. И.В.Боднар, Павлюковец, С.В. Труханов, Ю.А. Федотова, *Мессбауэровские и магнитные исследования тройного соединения $FeIn_2Se_4$* , *ФТП*, **46** (2012) 624-628.
16. N.N.Niftiyev, İ.B.Bəxtiyarlı, K.O.Tağıyev, F.M.Məmmədov, M.B.Muradov, *FeGaInS₄ Monokristalının dielektrik nüfuzluğunun dəyişən elektrik cərəyanının tezliyindən və temperaturdan asılılığı. AMEA- nın xəbərləri (fizika və astronomiya)*, **33** (2013) 121-129.
17. П.В.Жуковский, Я.Партыка, П.Венгерэк, Ю.Шостак и др., Диэлектрические свойства соединений $Cd_{1-x}Fe_xSe$, *ФТП*, **34** (2000) 1174-1177.
18. П.Г.Орешкин, *Физика полупроводников и диэлектриков М., Высшая школа*, (1977) 448.
19. Ю.М.Поплавко, *Физика диэлектриков, Высшая школа*, (1980) 400.

DEPENDENCY OF DIELECTRIC CONSTANT OF MONOCRYSTALS $FeIn_2Se_4$ ON FREQUENCY OF ALTERNATING ELECTRIC CURRENTS AND TEMPERATURE

N.N.NİFTİYEV, O.B.TAĞIYEV, F.M.MAMMADOV, M.B.MURADOV

The real and imaginary part of the dielectric constant of $FeIn_2Se_4$ monocrystals at various temperatures and frequencies have been studied. It has found that as temperature gets higher, increase of dielectric influence has been mainly connected to rise of concentration of charge carriers. The imaginary part of the dielectric influence gets lower inversely proportionally in the studied temperatures soon. The activation energies of real and imaginary part of dielectric influence for this monocrystal from the schedules of dependence on temperature have been calculated at various frequencies. The reaction term has been calculated in $FeIn_2Se_4$ and electronic polarization mechanism conditioned by heating move has been determined in this crystal.

ЗАВИСИМОСТЬ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ МОНОКРИСТАЛЛОВ $FeIn_2Se_4$ ОТ ЧАСТОТЫ ПЕРЕМЕННОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА И ТЕМПЕРАТУРЫ

Н.Н.НИФТИЕВ, О.Б.ТАГИЕВ, Ф.М. МАМЕДОВ, М.Б.МУРАДОВ

Приводятся результаты исследования действительной и мнимой части диэлектрической проницаемости монокристаллов $FeIn_2Se_4$ при различных частотах и температурах. Установлено, что рост диэлектрической проницаемости связан с ростом концентрации носителей тока при возрастании температуры. В исследуемой области температур мнимая часть диэлектрической проницаемости монокристаллов $FeIn_2Se_4$ уменьшается обратно пропорционально с частотой. Для этих монокристаллов при различных частотах из графиков зависимости действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости от температуры рассчитаны энергии активации. Для кристаллов $FeIn_2Se_4$ рассчитано время релаксации, установлено наличие механизма электронной поляризации, обусловленного тепловым движением.

Редактор: чл. корр. А.А.Гарибов

SrAl₂O₄:Eu²⁺ NANOFOSFORLARIN ALINMASI VƏ LÜMINESSENSİYA XASSƏLƏRİ

S.A.MƏMMƏDOVA

*Azərbaycan MEA Fizika İnstitutu
AZ 1143, Bakı ş., H.Cavid pr., 131
samira-1984@inbox.ru*

Daxil olub: 26.12.2013
Çapa verilib: 24.01.2014

REFERAT. Stexiometrik SrAl₂O₄:Eu²⁺ nanofosforları Kombustion metodu ilə 500°C temperaturda sintez olunmuşdur. Müəyyən edilmişdir ki, bu metod daha sərfəli və effektiv metoddur. Alınan nanofosforun elektrolüminisensiyasına baxılmışdır. XRD və SEM analizləri aparılmış və zərrəciklərin ölçüləri təyin edilmişdir. Alınan zərrəciklərin ölçüsünün 50 nm tərtibində olduğu müəyyən edilmişdir.

Açar sözlər: nanofosfor, kombusşn sintez.

GİRİŞ

Son zamanlar elektron və optik qurğuların kəsilməz olaraq minyatür forma alması nanomaterialların vacibliyini bir daha artırır. Həcmi materiallardan fərqli olaraq, nanomaterialların lüminessensiyası bir çox üstünlüklərə malikdir[1]. Belə ki, bunlarda səpilmə effekti aşağı olur, sintez metodunda enerji effektiv olur və maye mühitində daha yaxşı həll olur [2]. Bundan əlavə, ölçüləri kiçik olduğundan nazik təbəqələrin alınması daha asan olur, konsentrasiya sönməsinə çox az məruz qalır bu da nanofosforların işıq Didolarında istifadəsini daha da aktualaşdırır. Oksid nanofosforları bərk cisim reaksiyası ilə çox yuxarı temperaturda (1200°C-1600°C) və uzun müddətə sintez olunur və bundan əlavə mükəmməl kristallizasiya üçün dəmləmə prosesi tələb olunur. Kombusşn metodundan istifadə etməklə xüsusən oksid nanofosforlar daha təhlükəsiz, enerjiyə qənaətli şəkildə və qısa zaman ərzində hazırlana bilər[3]. Kombusşn metodunun aşağıdakı üstünlüklərini qeyd edə bilərik: Sintez qurğusunun sadə olması, alınan məhsulun yüksək təmizliyə malik olması, metastabil fazaların stabil olması və alınan məhsulun forma və ölçülərinin idarə olunması.

EKSPERİMENT

FOSFORLARIN ALINMASI. SrAl₂O₄:Eu²⁺ nanofosforları Eu²⁺ ionlarının müxtəlif konsentrasiyası ilə (2÷12%) Kombusşn metodu ilə alınmışdır. Başlanğıc materiallar olaraq Sr(NO₃)₂, Al(NO₃)₃·9H₂O, Eu₂O₃ və CO(NH₂)₂ karbamid (urea) götürülmüşdür. Kiçik miqdarda H₃BO₃ bor turşusu (flux kimi) sel şəkildə əlavə olunmuşdur. Kombusşn metodunu dörd mərhələdə təsvir etmək olar.

MƏRHƏLƏ I: XAMMAL TƏRKİBİ.

Stexiometrik olaraq ilkin komponentlər (Al(NO₃)₃·9H₂O, Sr(NO₃)₂, H₃BO₃ və CO(NH₂)₂ və əlavə olaraq 0.08mol% bor turşusu 20ml dionizə edilmiş suda həll olunaraq şəffaf qarışıq əldə olunmuşdur. Yaş qarışdırılmadan bir homogen qarışıq əldə etmək üçün istifadə edilmişdir. E₂O₃ aşqarı HNO₃ mühitində həll olunaraq Eu(NO₃)₃ halına Eu₂O₃+6HNO₃→2Eu(NO₃)₃+3H₂O reaksiyanın nəticəsində gətirilir.

MƏRHƏLƏ II: QARIŞDIRMA

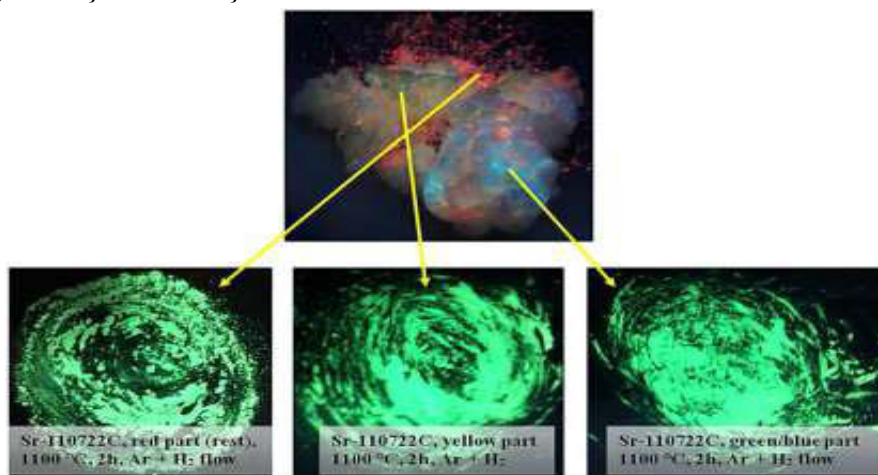
Bu mərhələdə alınan məhsullar maqnit qarışdırıcının köməyi ilə 75°C temperaturunda birlikdə bir neçə saat ərzində qarışdırılaraq bir qatı gel halına çatdırılır.

MƏRHƏLƏ III: KOMBUSŞN SİNTEZİ

Əldə edilən qarışıq, qatı gel kombusşn reaksiyasında davam etdirilir. Kiçik zaman anında, 3÷5 dəqiqə ərzində 500°C temperaturunda ağ rəngli kül yaranır. Sonra otaq temperaturuna qədər soyudulur.

MƏRHƏLƏ IV: DƏMLƏMƏ PROSESİ

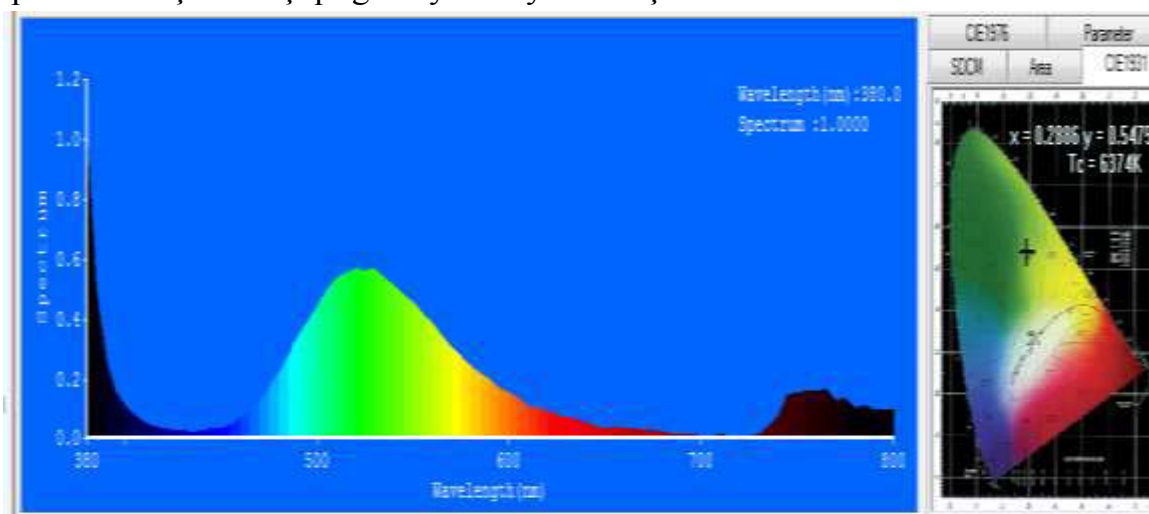
Dəmləmə prosesi 950°C÷1100°C temperaturda 2 saat müddətində xüsusi atmosferdə (Ar+H₂) aparılır və bu da reaksiyanın tam başa çatmasını təmin edir. Sonda yüksək stexiometrik tərkibli SrAl₂O₄:Eu²⁺ nanofosforu alınaraq digər lüminessensiya eksperimentləri üçün hazırlanmışdır. Şəkil 1-də Kombusşn metodu ilə alınan SrAl₂O₄:Eu²⁺ nanofosforun dəmləmədən əvvəl və sonra ultrabənövşəyi şüanın təsiri altında görünüşü verilmişdir.



Şəkil 1.

SrAl₂O₄:Eu²⁺ nanofosforun dəmləmədən əvvəl və sonra UB işıq altında görüntüsü

Növbəti mərhələdə aldığımız nanofosfordan və silika geldən stexiometrik qaydada çəkilərək, hazırlanmış qarışığı UB (320nm dalğa uzunluqlu) kontakt vurulmuş tək bir çip üzərinə çəkmişik. Sonra onu sobada 100÷120° C temperaturda 1 saat müddətinə quruduruq. Aldığımız nanofosforun elektrolüminessensiyasına baxmışıq. Electrolüminessensiya spektri və optik parametrlər İnteqral sferada (EVERFINE) kompüterə birləşdirilmiş qurğuda yerinə yetirilmişdir.



Şəkil 2 .

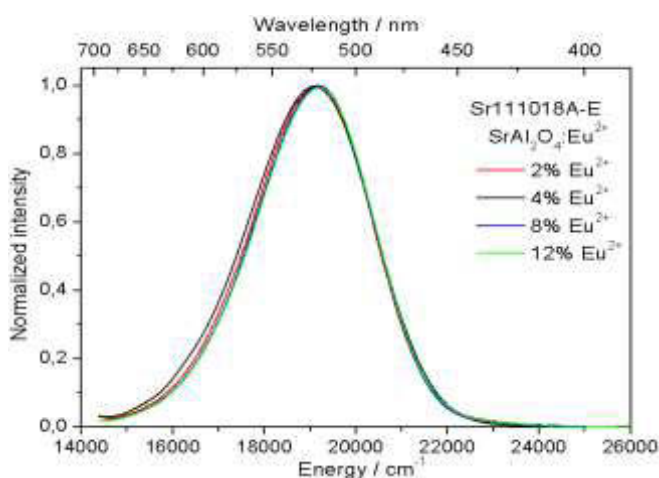
UB($\lambda=320\text{nm}$) çip üzərinə çəkilmiş nanofosforun elektrolüminessensiyası.

Elektrolüminessensiya xassələri göstərir ki, aldığımız nanofosfor üçün spektrin pik nöqtəsi 520 nm oblasta düşür. Rəng koordinantları CIE (x=0.2886, y=0,5475) , rəng ayırd etmə indeksi CRI -34,8 və rəng temperaturu CCT isə 6374 K-dir.

Qeyd edək ki, Eu²⁺ ilə aktivləşdirilmiş , SrAl₂O₄:Eu²⁺ fosforosent materiallar üçün özlərinin görünən oblastda yüksək kvant effektivliyi , uzun müddətli fosforosensiyası, temperatur və kimyəvi sabillik, şüalanma müqaviməti kimi xassələri sayəsində mühüm sinif sayılır.

XRD, SEM və FL

Nanofosforların xassələri kristal quruluşdan və fazanın bircinsliyindən çox asılıdır. Aparılan XRD eksperimentinin araşdırılması nəticəsində müəyyən olunmuşdur ki, alınan nanofosforlar bircins fazaya malik olub özündə yalnız SrAl₂O₄ fazasını saxlayır. XRD spektrindən nanohissəciklərin ölçüləri hesablanmışdır ki, bu da 50 nm təşkil edir. Nümunələrin SEM ekperimentinin analizinin tədqiqi (morfologiyası, zərrəciklərin ölçüləri) XRD-dən alınan nəticələrlə üst-üstə düşür ki, bu da Kombussın metodunun oksid əsaslı nanofosforların alınmasında üstün metod olduğunu bir daha subut edir.



SrAl₂O₄:Eu²⁺ nanofosforları Eu²⁺ ionunun müxtəlif konsentrasiyası ilə aşqarlanmış və şüalanma spektrləri çıxarılmışdır (Şəkil 3). Nanofosforun şüalanma spektrindəki maksimum Eu²⁺ ionunun 4f⁶5d¹→4f⁷ ion keçidinin hesabına baş verir və konsentrasiyanın dəyişməsi ilə maksimumun sürüşməsi baş vermir.

Şəkil 3.

SrAl₂O₄:Eu²⁺-nın Eu²⁺-un müxtəlif konsentrasiyalarında lüminessensiyası.

Eu²⁺ -ionlarının konsentrasiyasının dəyişməsi ilə fotolüminisensiya (FL) spektrinin energetik vəziyyəti SrAl₂O₄ birləşməsində Eu²⁺ ionunun ətrafında kristallik sahənin dəyişməməsi ilə əlaqədardır ki, bu da Eu²⁺ -ionunun 4f⁶5d¹→4f⁷ keçidi ilə müşayiət olunur. Fotolüminisensiya spektri (FL) Jobin-Yvon spektrofotometrində otaq temperaturunda çıxarılmışdır. Nanofosforu həyəcanlandırmaq üçün 365 nm civə lapmadan istifadə olunmuşdur.

NƏTİCƏ

Beləliklə Eu²⁺ ionunun müxtəlif konsentrasiyalarında SrAl₂O₄ nanofosforu kombussın metodu ilə alınmışdır. XRD və SEM analizlərindən alınan nanofosforların homogenliyi və zərrəciklərin ölçülərinin 50 nm olduğu təyin edilmişdir. İşin yerinə yetirilməsində Yüksək Texnologiyalar üzrə Tədqiqat və İnkişaf Mərkəzinə (YTTİM) və elmi rəhbərim f.r.e.d. R.B. Cabbarova təşəkkür edirəm.

1. J.Y.Tsao, *Light Emitting Diode (LEDs) for General Illumination*, Optoelectronics Industry Development Association, Washingtons, D.C. **81** 3 (2002) 105-109.
2. K.C.Mishra,M.Raukas,G.Marking, P.Chen, P. Boolchand, *Investigation of Flourescence Degradation Mechanism of Hydrated BaMgAl₁₀O₁₇:Eu²⁺ Phosphor*, Electrochemical Society., **152** №11 (2005) 183-190.
3. Hong He, Renli Fu, Xiufeng Song, Deliu Wang, Jiankang Chen, *White light emitting Mg_{0.1}Sr_{1.9}SiO₄:Eu²⁺ phosphors*, Journal of luminescence, **128** 3 (2008) 489-493.

PREPARATION AND LUMINESCENCE PROPERTIES of $\text{SrAl}_2\text{O}_4:\text{Eu}^{2+}$ NANOPHOSPHORS

S.A.MAMMADOVA

Stoichiometric $\text{SrAl}_2\text{O}_4:\text{Eu}^{2+}$ nanophosphors have been synthesized at a temperature of 500°C by Combustion method. It has been found that this method was more efficient and effective method. Electroluminescence of nanophosphors has been considered, XRD and SEM analysis and the particle size have been determined. It has been found that particle size was 50nm.

ПОЛУЧЕНИЕ И ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА $\text{SrAl}_2\text{O}_4:\text{Eu}^{2+}$ НАНОФОСФОРОВ

С.А. МАМЕДОВА

Стехиометрические $\text{SrAl}_2\text{O}_4:\text{Eu}^{2+}$ нанофосфоры были синтезированы при температуре 500°C методом отжига. Показано, что этот метод является наиболее эффективным. Была рассмотрена электролюминесценция нанофосфоров. Проведены РСД и СЭМ анализы. Было установлено, что размер частиц 50нм.

Редактор: проф. Г.Х.Аждаров

УДК 621.382.2

ОПРЕДЕЛЕНИЕ НЕКОТОРЫХ ПАРАМЕТРОВ МОМ - СТРУКТУРЫ Al-Al₂O₃-Ag

Г.С. ГАДЖИЕВА, И.А. АХМЕДОВ, Н.Н. АБДУЛ-ЗАДЕ, Х.Д. ДЖАЛИЛОВА

*Институт Физики НАН Азербайджана
AZ1143, Баку, пр. Г. Джавида, 33
pediatr@day.az*

Поступила: 13.01.2014
Принята к печати: 03.02.2014

РЕФЕРАТ

Впервые методом туннельной спектроскопии определена высота потенциального барьера на границах Al-Al₂O₃ и Al₂O₃-Ag: 2,20 и 2,26эВ, соответственно. Вычислена эффективная масса электронов в Al₂O₃: $m^* \approx 1,62 m_0$

Ключевые слова: туннельная спектроскопия, высота потенциального барьера, эффективная масса.

В ранних наших работах [1-5] сообщалось об исследовании механизма токопрохождения и эффекта переключения в тонкопленочной МОМ (метал- окись-метал) структуре Al-Al₂O₃-Ag, в которой окисный слой Al₂O₃ толщиной ~30Å получен экспонированием на воздухе напыленной в вакууме ~10⁻⁶ мм.рт.ст. пленки алюминия. На ВАХ такой структуры было обнаружено отрицательное сопротивление (ОС) как N-, так и S-типа. Показано, что ОС N - типа инициировано захватом электронов на ловушки, расположенные в запрещенной зоне Al₂O₃, а S-типа – туннелированием электронов из валентной зоны окисла в металлический электрод под действием сильного электрического поля. Токопрохождение через структуру обусловлено эффектом Шоттки и туннельным эффектом.

Настоящая работа посвящена нахождению эффективной массы электронов в окиси алюминия и определению высоты потенциального барьера на ее границах с металлами методом туннельной спектроскопии, впервые примененным нами для МОМ структуры Al-Al₂O₃-Ag. Окисный слой толщиной ~60Å также получен экспонированием на воздухе пленки Al, осажденной на подогретую до ~180⁰С подложку.

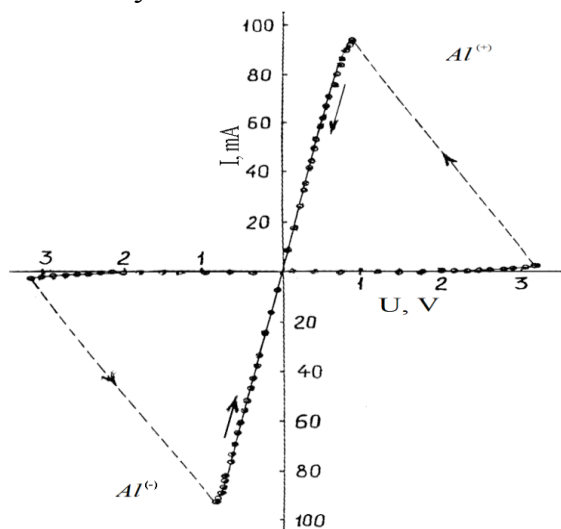


Рис.1.

Статическая ВАХ структуры Al-Al₂O₃-Ag при комнатной температуре.

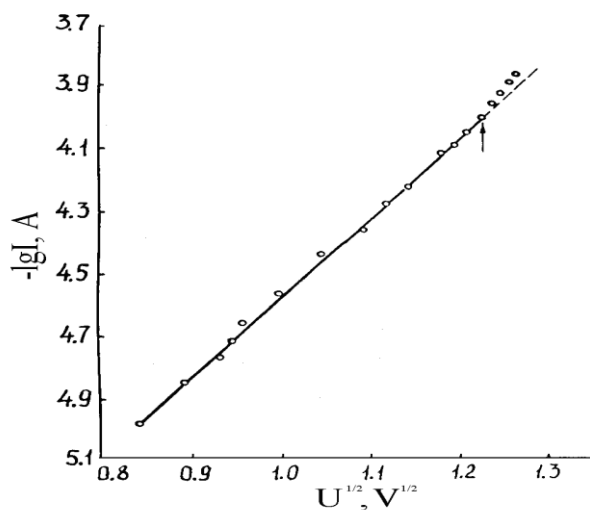


Рис.2.

Высокоомная ветвь ВАХ структуры Al-Al₂O₃-Ag в координатах Шоттки при комнатной температуре.

На Рис.1 представлена статическая ВАХ структуры, снятая при комнатной температуре. Видно, что в исходном положении структура находится в высокоомном состоянии. Но после подачи на нее напряжения минус полярности на алюминиевый электрод она переходит в низкоомное состояние. Для повторного перевода образца в высокоомное состояние необходимо изменить полярность приложенного напряжения (“+” на Al). Анализ ВАХ показал, что на низкоомной ее ветви зависимость тока (I) от напряжения (U) подчиняется закону Ома. На высокоомной ветви ВАХ при малых напряжениях ($0 \div 0,7$ В) также выполняется закон Ома. Далее, в области ($0,7 \div 1,5$ В) наблюдается отклонение от линейной и $I(U)$ зависимость описывается законом $I \sim \exp(U^{1/2})$, характерным для эмиссии Ричардсона-Шоттки (Рис.2). При напряжениях выше ~ 2 В $I(U)$ характеристика достаточно хорошо описывается зависимостью Фаулера-Нордгейма $I \sim \exp(-\frac{b}{U})$, характерной для туннельной эмиссии (Рис.3).

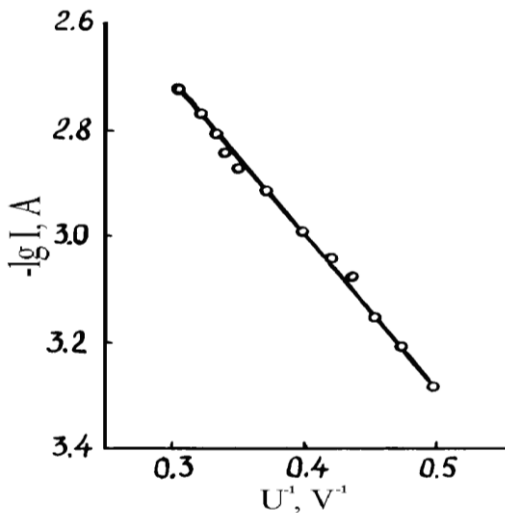


Рис.3.

Высокоомная ветвь ВАХ структуры Al-Al₂O₃-Ag в координатах Фаулера-Нордгейма при комнатной температуре.

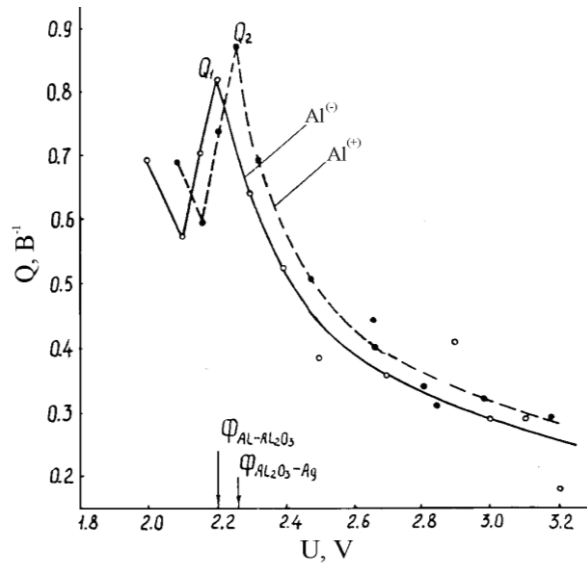


Рис.4.

Изменение Q_1 и Q_2 – логарифмических производных I_1 и I_2 , найденных по ВАХ структуры Al-Al₂O₃-Ag в зависимости от напряжения при комнатной температуре.

Как видно из Рис.2, при напряжении около 1,5В наблюдается отклонение от закона Шоттки. По величине этого напряжения в работе [6] предложен простой и точный метод определения эффективной массы электрона m^* в изоляторах и полупроводниках. Согласно формуле

$$m^* = \left(\frac{h^4 \sqrt{q\epsilon}}{1,76\pi^2 kT} \right)^2 E^{3/2}, \quad (1)$$

где h – постоянная Планка; q – заряд электрона; $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$ – диэлектрическая проницаемость материала; k – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура; E – напряженность электрического поля, при которой наблюдается отклонение от закона Шоттки. ($E=U/d$, где d – толщина окисного слоя).

Расчет по формуле (1) при $\epsilon_r=12$, $d \approx 60 \text{ \AA}$ дает значение $m^* = 1,62 m_0$, что близко к значению $m^* = 1,66 m_0$ для Al₂O₃, найденному в [6].

Одним из важных параметров, определяющих характер протекания тока через образец, является высота потенциального барьера на границах окисла (Φ). Для ее нахождения существуют различные методы, одним из которых является метод туннельной спектроскопии, которым воспользовался и Гундлах [7]. Им было показано, что функция

$$Q = 1/\Delta U \ln I(U + \Delta U), \quad (2)$$

построенная для туннельных токов I_1 и I_2 , текущих в разных направлениях, имеет максимумы, позволяющие определить высоту потенциального барьера $\Phi_1 = q\phi_1$ и $\Phi_2 = q\phi_2$ на границе окисла (Al₂O₃). На Рис.4 приведены зависимости Q_1 и Q_2 от напряжения. Судя по положению пиков, высоты потенциальных барьеров на границе Al-Al₂O₃ и Al₂O₃-Ag равны соответственно ~2,20 и 2,26эВ. Разность в найденных величинах Φ_1 и Φ_2 (0,06эВ) близка к разности работ выхода (0,05эВ) для алюминия и серебра, как и следует из теории.

1. Ш.М.Алекперова, Г.С. Гаджиева, Р.Г.Ахмед-заде, И.А.Ахмедов, Н.Н.Абдулзаде, *Влияние степени разрежения воздуха на ВАХ тонкопленочный структуры Al-Al₂O₃-Ag*, *Известия НАН Азерб., сер.физ.мат. и техн. Наук*, 6 (1999) 162-164.
2. Ш.М.Алекперова, Г.С.Гаджиева, И.А.Ахмедов, *Тонкопленочные структуры с областью ОС на полярных и неполярных диэлектриках*, IX Международная конф. "Инфф и эл. технологии", Одесса, (2003) 73.
3. Ш.М.Алекперова, Г.С.Гаджиева, Р.Г.Ахмед-заде, И.А.Ахмедов, Н.Н. Абдулзаде, *Особенности ВАХ тонкопленочных структур Al-Al₂O₃-металл*, *Научная конференция, посвященная 80- летию Г.А. Алиева*, Баку, (2003) 49.
4. Ш.М.Алекперова, Г.С.Гаджиева, И.А.Ахмедов, *Влияние природы диэлектрического слоя и верхнего электрода на переключающие свойства М-Д-М структур*, *Международная конференция "Fizika-2005"*, Баку, 228 (2005) 863.
5. Ш.М.Алекперова, Г.С.Гаджиева, И.А.Ахмедов, Л.Н.Алиева, *ОДП и эффект переключения и памяти в МДМ и МПМ, МДП структурах на халькогенидах серебра*, *Transactions of Azerbaijan National Academy of Sciences, Series of Physical-Mathematical and Technical Sciences, Physics and Astronomy*, XXVI №5 (2006) 153-159.
6. С.М.Vodenicharov, *A simple method for the determination of the Effective electron Mass from current-Voltage Characteristics in the Thermionic Region. Phys. Stat. Solidi (a)*, **42** (1977) 785-789.
7. К.Н.Gundlach, *Basic Problems in Thin Film Physics*, ed. By R.Niedermayer and H.Mayer Vandenboeck and Ruprecht, Gottingen, (1966) 85.

Al-Al₂O₃-Ag MOM STRUKTURUNA TUNEL SPEKTROSKOPIYA ÜSULUNUN TƏTBİQİ

G.S.HACIYEVA, İ.Ə.ƏHMƏDOV, N.N.ƏBDUL-ZADƏ, X.D.CƏLİLOVA

Tunel spektroskopiya üsulu ilə ilk dəfə olaraq Al-Al₂O₃ və Al₂O₃-Ag sərhədlərində potensial çəpərin hündürlüyü təyin olunmuşdu: uyğun olaraq 2,20 və 2,26 eV. Al₂O₃ oksidində elektronların effektiv kütləsi hesablanmışdı: $m^* = 1,62 m_0$.

APPLICATION OF METHODS TUNNEL SPECTROSCOPY TO MOM- STRICTURES OF Al-Al₂O₃-Ag

G.S.GADJIEVA, I.A.AKHMEDOV, N.N.ABDUL-ZADE, K.H.JALILOVA

The height of potential barrier on the border of Al-Al₂O₃ and Al₂O₃-Ag: 2,20 and 2,26eV respectively has been determinated by method of tunel spectroscopy. The effective mass of electrons $m^* = 1,62 m_0$ in Al₂O₃ has been calculated.

Редактор: чл. корр. Дж.Ш.Абдинов

PACS: 65.40.Ba, 65.40.Gr

THE HEAT CAPACITY, THERMODYNAMIC PARAMETERS AND PHASE TRANSITION IN TlTe CRYSTALS

**A.M.ABDULLAYEV, E.M.KERIMOVA, L.N.ALIEVA, S.S.ABDINBEKOV,
P.G.ISMAILOVA**

*Institute of Physics, Azerbaijan National Academy of Sciences
AZ 1143, Baku, G.Javid ave., 131
ekerimova@physics.ab.az*

Received: 26.12.2013

Accepted :24.01.2014

REFERAT.

In the present work the heat capacity of crystals TlTe in the range of 2÷300K has been investigated. The anomaly in $C_p(T)$ dependence has been revealed at 160÷180K, which points on presence of phase transition. The maximum value of anomaly is at temperature $T_c \approx 171.8K$. Changes of energy ΔQ and entropy ΔS of phase transition, coefficients of thermodynamic potential are defined. Small value $\Delta S/R=0.01$ specifies that this transition concerns transitions of type of displacement. The behaviour of an abnormal heat capacity close T_c is well described by the theory of Landau phase transitions.

Keywords: thermal capacity; TlTe; phase transition; thermodynamic parameters.

The temperature dependence of heat capacity of a solid and its relation to the special features of the internal structure and nature of interatomic interactions have been studied both experimentally and theoretically for a long time. Nevertheless, the interest shown in this problem is not diminishing [1].

In AIIIBVI type crystals and their analogs structural and ferroelectric phase transitions have been found whose investigation is not only of practical importance but also of considerable theoretical interest.

The heat capacity of TlTe crystals is measured on adiabatic calorimeter installation used earlier in [2]. The absolute error in temperature definition is $\pm 0.01K$. The relative error in heat capacity definition at $T > 50 K$ doesn't exceed 0.3%.

The investigation results of heat capacity of TlTe crystals are presented on Fig.1. The temperature dependence of the heat capacity of TlTe has been studied in the temperature region from 2 to 300 K. The data obtained showed that at low temperatures TlTe has large heat capacity as compared with other compounds $A^{III}B^{VI}$ [3]. Already at 150K $C_p(T)$ reaches the classical value $C_p = 6R \approx 50 \frac{J}{mol \cdot K}$, that seems to be associated with a strong attenuation of the chemical bond with the temperature than in other compounds of thallium chalcogenides. Below $\approx 3K$ for $C_p(T)$ holds cubic law ($C_p \sim T^3$) with the Debye temperature of $\theta_D \approx 79K$.

As it is seen from Fig.1, $C_p(T)$ dependence reveals the anomaly showing on the presence of phase transition in 160-180 K interval. The anomaly maximum value is at temperature $T_c \approx 171.8K$.

The excess heat capacity exists higher than T_c in interval 171.8-180K in symmetric phase. The extrapolation $C_p(T)$ (the dotted line on fig.1) in 150-180K is carried out with the help of approximation by cubic splines and the regular (C_{p0}) and anomalous (ΔC_p) deposits of heat capacity (fig.1) are divided where $\Delta C_p = C_p(T) - C_{p0}$ that allows us to define and analyze the phase transition characteristics of TlTe crystal. The anomaly value in T_c region is 50% of its regular part.

The changes of (ΔQ) energy and (ΔS) entropy connected with phase transition are defined by the integration of cubic interpolated $\Delta C_p(T)$ and $\frac{\Delta C_p(T)}{T}$ splines and correspondingly in 150-180K interval. The ΔQ and ΔS values are presented in the table. The small value $\frac{\Delta S}{R} = 0.01$ testifies to the effect that this transition is to transitions of displacement type.

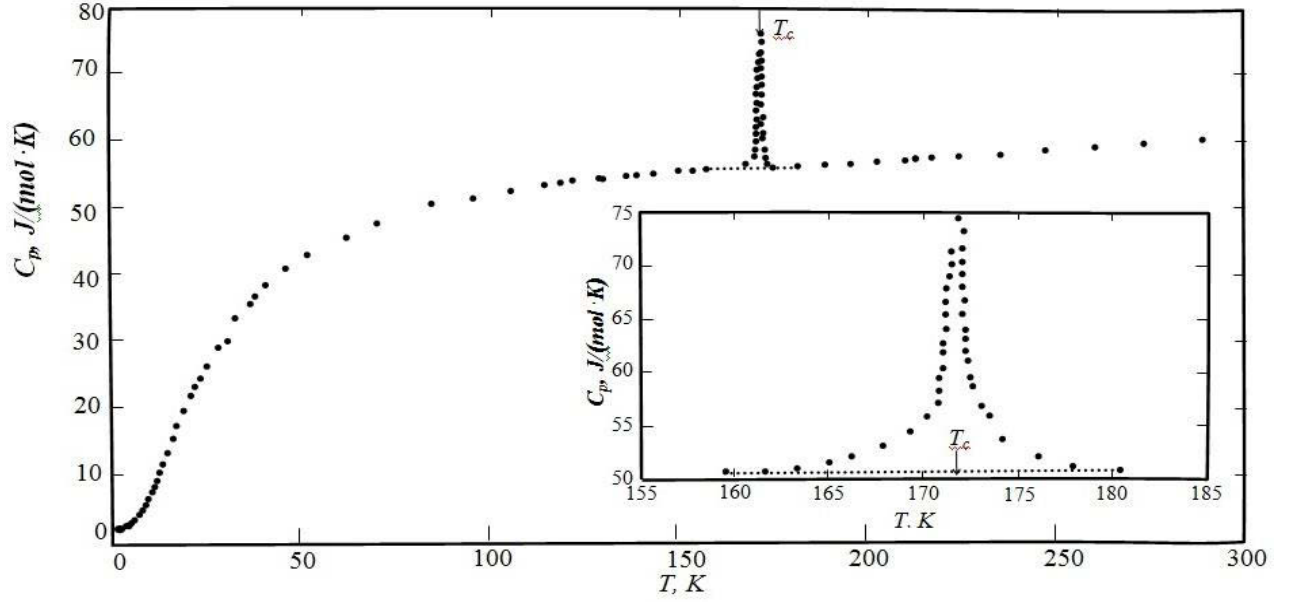


Fig. 1.

Temperature dependence of the heat capacity of TlTe.

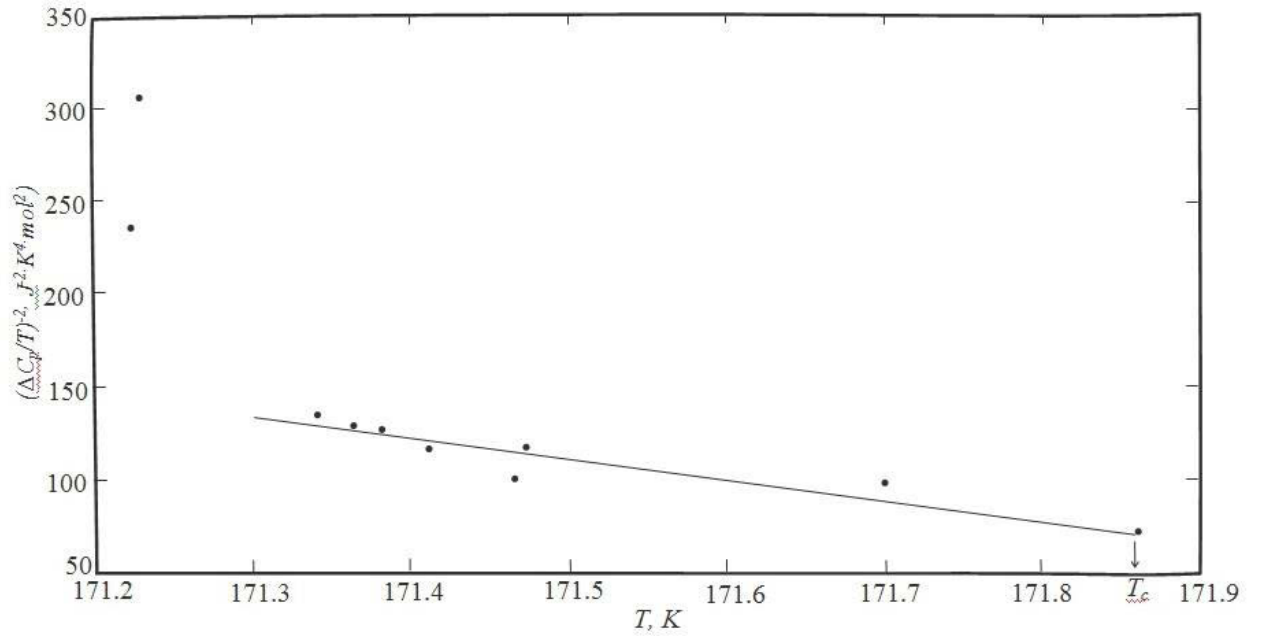


Fig. 2.

Temperature dependence $\left(\frac{\Delta C_p}{T}\right)^{-2}$ for TlTe.

The series of character peculiarities: the considerable jump at T_c and anomaly which is asymmetric one relatively to transition temperature, is revealed on temperature dependence of heat capacity of TlTe near T_c is revealed. The phase transition at T_c can be considered as the transition of II type.

In transition point region at T_c close to critical one the thermodynamic potential can be expanded into power series over order parameter by the following formula [4]:

$$\Phi = \Phi_0 + A\eta^2 + B\eta^4 + D\eta^6, \quad (1)$$

where $A = a(T - T_k)$. Here for phase transition of II type.

The transition temperature T_c and stability threshold T_k in this case are identical ones, i.e. $T_c = T_k$ [4]. The minimization of thermodynamic potential for excess heat capacity in low-symmetric phase is:

$$\Delta C_p = \frac{a^2 T}{2\sqrt{B^2 - 3AD}}.$$

Transforming this formula one can show [5] that $\left(\frac{\Delta C_p}{T}\right)^{-2}$ value at temperature lower than T_c is temperature function of the following type:

$$\left(\frac{\Delta C_p}{T}\right)^{-2} = \frac{4B^2}{a^4} + \frac{12D}{a^3}(T_c - T). \quad (2)$$

The $\left(\frac{\Delta C_p}{T}\right)^{-2}$ dependence on T for TlTe is presented on fig.2, it is linear in 171.3-

171.84K interval, i.e. up to T_c that shows on absence of significant contribution of correlative effects to heat capacity. From equation (2) we obtain the two relations between coefficients of equation (1) which are presented in table.

Thus we can make the following conclusions on the base of experimental data analysis on heat capacity of TlTe:

- 1) The phase transition at $T_c \approx 171.8K$ is revealed;
- 2) Small entropy change characterizes it as the transition of displacement type;
- 3) The behavior of anomalous heat capacity near T_c is satisfactory described by Landau theory of phase transitions.

$\Delta Q, \text{ J/mol}$	$\Delta S/R, \text{ J/mol}\cdot\text{K}$	$\Delta S/R$	$\alpha^2/B, \text{ J/mol}\cdot\text{K}^2$	$\alpha^3/D, \text{ J}^2/\text{mol}^3\cdot\text{K}^3$
15.9	0.09	0.01	0.238	0.109

1. Динамические свойства твердых тел и жидкостей. Исследования методом рассеяния нейтронов, Под редакцией С.Лавси и Т.Шпрингера, Изд. «Мир». М., (1980) 487.
2. A.M.Abdullayev, E.M.Kəriməva, S.Q.Cəfərova, X.S.Vəlibəyov, *TlInS₂ kristalında istilik tutumu və faza keçidi*. J. Fizika XVIII, № 2, Section: Az, (2012) 25–29.
3. K.K.Mamedov, A.Yu.Yangirov, A.G.Guseinov, A.M.Abdullayev, *Heat capacity and phase transitions in highly anisotropic A^{III}B^{VI}-type semiconductors and their analogs at low temperatures*, *Phys. stat. sol. (a)*, **106** (1988) 315-331.
4. L.D.Landau, E.M.Lifshic, *Statisticheskaya fizika*, M: Nauka, V №1 (1976). 583.
5. К.С.Александров, И.Н.Флеров, *Области применимости термодинамической теории для структурных фазовых переходов, близких к трикритической точке*, *ФТТ*, **21** (1979) 327-336.

**TlTe KRİSTALINDA İSTİLİK TUTUMU, TERMODİNAMİK
PARAMETRLƏR VƏ FAZA KEÇİDİ**

A.M.ABDULLAYEV, E.M.KƏRİMOVA, L.N.ƏLİYEVƏ, S.S.ABDİNƏYOV, P.H.İSMAYİLOVA

İndiki işdə TlTe kristalının istilik tutumu $2\div 300\text{K}$ intervalında tədqiq edilmişdir. $C_p(T)$ asılılığının $160\text{--}180\text{ K}$ intervalında faza keçidinin mövcud olmasını göstərən anomaliya aşkar olunur. Anomaliyanın maksimal qiyməti $T_c \approx 171.8\text{K}$ temperaturunda yerləşir. Enerjinin ΔQ və entropiyanın ΔS dəyişmələri, termodinamik potensialın əmsalları təyin olunmuşdur. $\Delta S/R=0.01$ kiçik qiyməti bu keçidin yerini dəyişmə tipinə aid olduğunu göstərir. T_c yaxınlığında istilik tutumunun anomaliyasının özünü aparması Landaunun faza keçidlər nəzəriyyəsi ilə qənaətbəxş təsvir edilir.

**ТЕПЛОЕМКОСТЬ, ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ
ПАРАМЕТРЫ И ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В КРИСТАЛЛАХ TlTe**

A.M.ABDULLAEV, E.M.KERIMOVA, L.N.ALIEVA, S.S.ABDINBEKOV, P.G.ISMAILOVA

В настоящей работе исследована теплоемкость кристаллов TlTe в интервале $2\div 300\text{K}$. Зависимость $C_p(T)$ обнаруживает в интервале $160\div 180\text{K}$ аномалию, указывающую на наличие фазового перехода. Максимальное значение аномалии находится при температуре $T_c \approx 171.8\text{K}$. Определены изменения ΔQ энергии и ΔS энтропии фазового перехода, коэффициенты термодинамического потенциала. Малая величина $\Delta S/R=0.01$ указывает на то, что этот переход относится к переходам типа смещения. Поведение аномальной теплоемкости вблизи T_c удовлетворительно описывается теорией фазовых переходов Ландау.

Редактор: чл. корр. Дж.Ш.Абдинов

UOT 81.07.Wx, 61.46.+w, 25.40.Lw, 82.80.Jp, 61.80.Hg, 25.40.Fq, 28.20.Fc, 92.20.Td

TRIGA MARK II TIPLİ TƏDQIQAT REAKTORUNDA NEYTRON ŞÜALANMASININ TƏSİRİNƏ MƏRUZ QALMIŞ SiO_2 NANOBİRLƏŞMƏSİNİN AKTİVLİK ANALİZLƏRİ

E.M.HÜSEYNOV, A.A.QƏRİBOV, R.N.MEHDİYEVA

*AMEA-nın Radiasiya Problemləri İnstitutu
AZ 1143, Bakı ş., B.Vahabzadə, 9
elchin55@yahoo.com, hus.elchin@gmail.com*

Daxil olub: 03.02.2014
Çapa verilib: 14.02.2014

REFERAT

Xüsusi səth sahəsi $160\text{m}^2/\text{q}$, ölçüləri 20nm və təmizliyi 99,5 faiz olan nano SiO_2 birləşməsi TRIGA Mark II tipli tədqiqat reaktorunda selinin sıxlığı $2 \times 10^{13}\text{n}/\text{sm}^2$ san olan neytronlarla müxtəlif müddətlərdə 20 saata qədər kəsilməz olaraq şüalandırılmışdır. Şüalanmadan sonra aparılan aktivlik analizləri nəticəsində nano SiO_2 birləşməsində mövcud olan 0.5 faiz qatışıqın element tərkibi müvafiq elementin radionuklidləri ilə müəyyən edilmişdir. Göstərdikləri aktivliklərə əsasən qatışıqın tərkibində olan elementlərin faiz miqdarları müəyyənləşdirilmişdir.

Açar sözlər: nano SiO_2 , nanomaterial, radioaktivlik, neytron aktivasiya analizi, neytron şüalanam

GİRİŞ

Silisiyum və onun oksidli birləşmələri elm və texnikanın müxtəlif sahələrində unikal fiziki, fiziki – kimyəvi xassələri və radiasiyaya davamlılığına görə geniş tətbiq olunur (1-4). Silisiyum əsaslı material və cihazların real tətbiq şəraitində səthi oksid təbəqəsi ilə örtülür. Səthdə yaranan bu oksid təbəqəsinin əsas materialın fiziki xassələrinə təsiri və sonrakı oksidləşmə prosesindən müdafiə nöqtəyi nəzərdən effektiv qalınlığı adətən nanometrlər tərtibində olur. Digər tərəfdən də fiziki və səthi fiziki – kimyəvi xassələri üçün də nanoölçülü silisiyum və SiO_2 böyük əhəmiyyət kəsb edir.

Silisiyumun oksidli birləşmələri elektronikada, radiasiyalı texnologiyada və radiokimyəvi proseslərdə geniş tətbiq olunur (1-4). Radiasiya materialşünaslığı və radiasiyalı texnologiyalar üçün ionlaşdırıcı şüaların enerjisinin çevrilməsi və səthi səviyyələrə daşınması böyük əhəmiyyət kəsb edir. Bu nöqtəyi nəzərdən nano ölçülü SiO_2 həm perspektivli, həm də radiasiya defektəmələgəlmə, ionlaşdırıcı şüa enerjisinin çevrilib və ötrülməsi proseslərinin tədqiqi üçün aktual model sistemdir. Son illərdə nano ölçülü SiO_2 birləşməsinin alınması və onların təmizlik dərəcəsinin artırılması tədqiqatçıların diqqət mərkəzindədir (5-7). Müasir dövrdə nano silisiyumun təmizlik dərəcəsi 99,5 – 99,9% - ə qədər çatdırıla bilib və bunun qiymətinin artırılması istiqamətində intensiv elmi tədqiqatlar aparılır.

Təqdim olunmuş məqalədə $2 \times 10^{13}\text{n}/\text{sm}^2$ san intensivlikli epitermal neytronların təsiri altında tozvari və preslənmiş formalı 99,5% təmizlikli, 20nm ölçülü nano SiO_2 birləşməsində neytron selinin təsiri nəticəsində əmələ gələn radioaktiv nüvələrin aktivliklərinin inteqral dozadan və şüalanmadan sonrakı parçalanma vaxtından asılılıqları tədqiq olunub. Alınmış nəticələr əsasında nano SiO_2 birləşməsinin tərkibində olan qatışıqların keyfiyyət və kəmiyyət identifikasiyası aparılıb.

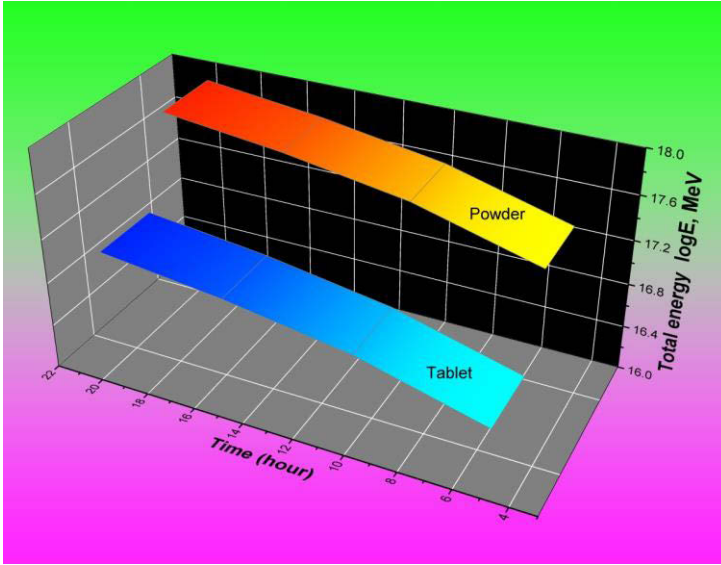
Təqdim olunan işdə istifadə olunan nümunə təbiətdə çox geniş yayılmışdır və kvarts, daş kristal, çaxmaq daşı, opal və s. kimi kristal formalarda rast gəlinir. Bu kristallarda silisiyum 4 – oksid müxtəlif faiz payı ilə mövcuddur və təbiətdə mövcud təbii kristallar arasında “obsidan” adlı təbii şüşə daha çox SiO_2 faiz (təqribən 70-75% SiO_2) payına malikdir [8,9]. Hazırda dünyada bir neçə üsulla makro silisiyum 4–oksid təmizlənilir və maksimum 99,85% təmiz makro SiO_2 almaq mümkün olmuşdur (Misirdə). Amma

nano ölçüdə yüksək təmizlikli SiO_2 nanotozunun sintez üsulu bir qədər fərqlənir və bu halda praktiki olaraq ideal (100% təmiz) təmizlikli SiO_2 nanotozu almaq demək olar ki qeyri mümkündür [10]. Belə ki, ilk hallarda alınan nano SiO_2 tozunun təmizliyi təqribən 75% idi isə, hal – hazırda müasir nanotexnologiyanın inkişafı 99,9% təmizliyə malik SiO_2 nanotozu almağa imkan yaratmışdır [5-7]. Günümüzdə 99-99,9% aralığında təmizliyə malik nano SiO_2 birləşmələri yüksək təmizlikli SiO_2 nanobirləşməsi hesab edilir və bu təmizliyə malik nümunələr geniş tətbiq sahəsinə malikdir. Öncə qeyd edildiyi kimi, təcrübə zamanı 99,5% təmizliyə malik nano SiO_2 birləşməsindən istifadə olunub ki, bu da yüksək təmizliyə malik SiO_2 nanobirləşməsi hesab oluna bilər. Amma nümunənin tərkibində 0,5% qatışıq var və bu ilk baxışdan çox kiçik görünsə də nanomiqyasda və molekul tərtibində bu çox böyük rəqəmdir. Belə ki, nəzərə alsaq ki, bir qram SiO_2 nanotozunda təqribən 10^{22} ədəd atom səviyyəsində hissəcik var onda 0,5 faizin nə qədər böyük rəqəm olduğu aşkar görünür (təqribən 5×10^{19} qatışıq hissəciyi). Düzdür 0,5% qatışıq nümunənin fiziki parametrlərinə təsir etmir, amma reaktorda şüalanma zamanı bu qatışıq özünü aşkar şəkildə biruzə verir və çox əhəmiyyətlidir.

TƏCRÜBƏLƏRİN METODİKALARI

Təcrübədə istifadə olunan nanomaterialın xüsusi səth sahəsinin $160 \text{ m}^2/\text{q}$, ölçülərinin 20nm və təmizliyinin 99,5% olduğu öncəki tədqiqatlardan məlumdur və istifadə olunan nümunənin bəzi parametrləri öyrənilmişdir [11-13]. Təqdim olunan işdə nümunələr Sloveniyanın Lyublyana şəhərində Jozef Stefan İnstitutunun “Reaktor Mərkəzində” TRIGA Mark II yüngül su (light water pool type reactor) tipli tədqiqat reaktorunda mərkəzi (kanal A1) kanalda $2 \times 10^{13} \text{ n/sm}^2\text{san}$ sel sıxlığına malik neytron seli ilə tam güc rejmində (250kVt) şüalandırılmışdır. Qeyd edək ki, bu kanalda tam güc rejmində mövcud neytron selinin parametrləri termal neytronlar üçün $5.107 \times 10^{12} \text{ n/sm}^2\text{san}$ (1 ± 0.0008 , $E_n < 625 \text{ eV}$), epitermal neytronlar üçün $6.502 \times 10^{12} \text{ n/sm}^2\text{san}$ (1 ± 0.0008 , $E_n \sim 625 \text{ eV} \div 0.1 \text{ MeV}$), sürətli neytronlar üçün $7.585 \times 10^{12} \text{ n/sm}^2\text{san}$ (1 ± 0.0007 , $E_n > 0.1 \text{ MeV}$) və nəhayət bütün neytronlar üçün mərkəzi kanalda sel sıxlığı $1.920 \times 10^{13} \text{ n/sm}^2\text{san}$ (1 ± 0.0005) kimidir [14,15]. Beləliklə mərkəzi kanalda neytronların orta enerjisi təqribən epitermal neytronların enerjisinə ($E_n \sim 625 \text{ eV} \div 0.1 \text{ MeV}$) uyğun gəlir.

Toz halında olan nano SiO_2 xüsusi alüminium silindir içərisində şüalandırılıb. Toz halında olan nano SiO_2 birləşməsinin sıxlığı $\rho_{\text{toz}} = 0,1 \text{ qr/sm}^3$ (qabda sıxlığı təqribən $\sim 0,3 \text{ qr/sm}^3$), silindir formalı şüalanma qabında olan nümunənin həcmi $V_{\text{toz}} = 2,335 \text{ sm}^3$, nümunənin neytronların təsirinə məruz qalan sahəsi $S_{\text{toz}} = 10,99 \text{ sm}^2$ kimidir. Təqribən eyni miqdarda $\sim 0,7 \text{ qr}$ olan nümunə xüsusi presformada sıxılaraq xüsusi formaya salınıb və onun parametrləri belədir: $\rho_{\text{tablet}} = 2,9 \text{ qr/sm}^3$, $V_{\text{tablet}} = 0,2034 \text{ sm}^3$, $S_{\text{tablet}} = 1,8525 \text{ sm}^2$. Hər iki nümunələr neytron selinin $2 \times 10^{13} \text{ n/sm}^2$ san intensivliyində şüalandırılıb. Tədqiq olunan nümunələrin udulma dozasının qiymətləri toz və tablet şəklində olan nümunələrin həndəsi ölçüləri, şüalanmanın intensivliyi, şüalanma vaxtları, təsir edən neytron selinin sıxlığı və neytronların energetik spektrlərinə əsasən təyin edilmişdir. Neytron selinin toz halında olan nümunələrə düşən qiyməti $3,9564 \times 10^{18} \div 1,58256 \times 10^{19}$ neytron, tablet halında olan nümunələrdə düşən qiymət isə $6,669 \times 10^{17} \div 2,6676 \times 10^{18}$ neytron intervalında dəyişir. Nümunə üzərinə düşən neytronların şüalanma vaxtından asılılığı hər iki tip nümunələr üçün Şəkil 1–də verilib. Göründüyü kimi qarşılıqlı təsirdə olan neytron seli və beləliklə də udulan neytronların miqdarı toz halındakı nümunədə tablet şəklinə nisbətən təqribən 25 dəfə çoxdur.



Şəkil 1.
Nümunə üzərinə düşən neytronların
şüalanma vaxtından asılılığı.

Neytronla qarşılıqlı təsirdən sonra nano SiO₂ birləşməsinin tərkibində yaranan radionuklidlər “Ortec HPGe detectors (Coaxial, Low and Well-Type)” və “Canberra coaxial HPGe detector” spektrometrlərində analiz olunub. Şüalanmış nümunələrin radioaktivliyi, izotop tərkibi və qatışıq elementlərinin miqdarları (16-19) metodikası üzrə təyin edilib.

NƏTİCƏ VƏ MÜZAKİRƏLƏR

Neytronların maddə ilə qarşılıqlı təsirinin əsas ehtimallı prosesi radiasion tutumdur (16).



burada A_ZX – şüalanan izotop, ${}^{A+1}_{Z+1}X^*$ – neytron tutumu nəticəsində yaranan həyəcənlanmış nüvə və γ – isə ikinci qamma şüalardır. Şüalanmış nümunələrdə göstərilən proseslər nəticəsində radioaktiv həyəcənlanmış nümunələr yaranır. Onların identifikasiyası qamma spektroskopik üsulla tədqiq olunub. Qamma spektrlərində nüvə keçidlərinə müvafiq γ – şüaların intensivlikləri şüalanma vaxtından və parçalanma sabitlərindən asılı olaraq müxtəlifdir. Nümunə kimi bu spektrlərdən biri 2 – ci Şəkildə verilib.

Nümunələrin neytron şüalanmadan sonra 192 saat aktivliklərinin dəyişməsi tədqiq olunub. Müəyyən edilib ki, şüalanmış nümunələrin ilkin radioaktivlikləri 1,5kBq – 1,5GBq intervalında dəyişir. Elementlərin qatılıqlarının təyini müvafiq energetik intervalda yaranmış aktivlikləri əsasında aparılır. Mütləq variantda aktivlik nüvə saabitləri əsasında aşağıdakı formula üzrə təyin edilir (16)

$$A = \sigma \Phi \left(\frac{m}{M} \right) N_A \Theta P_\gamma \xi (1 - \exp(-\lambda \tau_{ray})) (1 - \exp(-\lambda \tau_{mes})) \exp(-\lambda \tau_{cool}) \quad (2)$$

burada, A – ölçülmüş aktivlik (Bq), σ – təyin olunan izotopların aktivləşməsinin en kəsiyi (sm²), Φ – neytron seli (n/sm² san), m – təyin olunan elementin kütləsi (qr), M – təyin olunan elementin atom kütləsi (qr/mol), N_A – Avogadro ədədi (1/mol), Θ – aktivləşən izotopun paylanması, P_γ – E enerjili qamma kvantın paylanma ehtimalı, ξ – E enerjisinə əsasən defektlərin effektivliyi, λ – əmələ gəlmiş izotopların parçalanma sabitləri, $\tau_{şüa}$, $\tau_{ölçü}$, τ_{soyuma} isə müvafiq olaraq nümunələrin şüalanma, ölçülmə və soyutma vaxt intervallarıdır.

Epidermal neutronlarla 2×10^{13} n/sm² san seli ilə $\tau = 20$ saat şüalanmış nano SiO₂ nümunəsinin şüalanmadan 192 saat sonra gamma spektri.

Powder **Tablet**

Radioactivity (kBq) **0.40**

Time (hour)

Fe-59

Sc-46

Sc-47

Ta-182

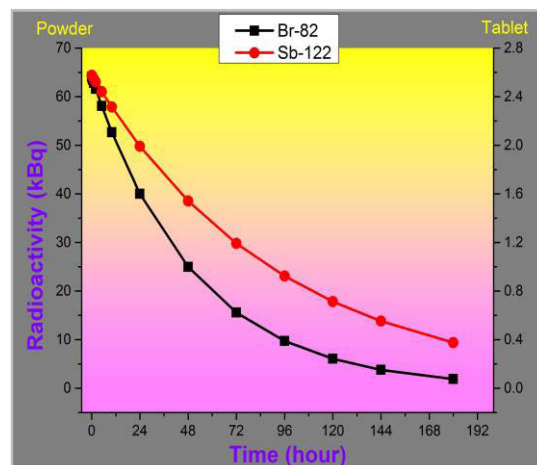
Hf-181

Mn-54

Sb-124

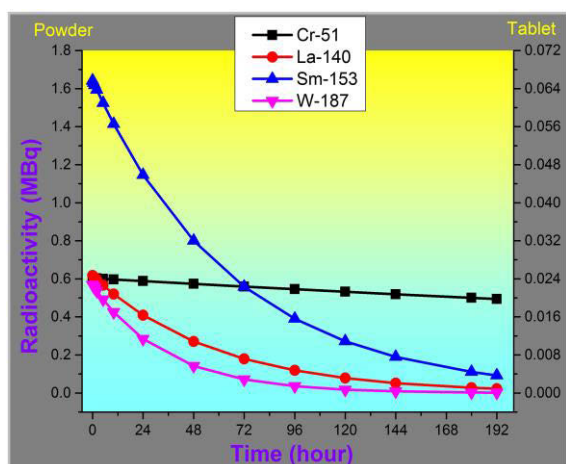
Time (hour)	Fe-59 (kBq)	Sc-46 (kBq)	Sc-47 (kBq)	Ta-182 (kBq)	Hf-181 (kBq)	Mn-54 (kBq)	Sb-124 (kBq)
0	9.5	8.3	8.3	3.7	2.5	1.8	1.4
24	9.3	8.2	6.7	3.7	2.5	1.8	1.4
48	9.1	8.1	5.4	3.7	2.5	1.8	1.4
72	8.9	8.0	4.4	3.7	2.5	1.8	1.4
96	8.7	7.9	3.6	3.7	2.5	1.8	1.4
120	8.5	7.8	3.0	3.7	2.5	1.8	1.4
144	8.3	7.7	2.5	3.7	2.5	1.8	1.4
168	8.1	7.6	2.1	3.7	2.5	1.8	1.4
192	7.9	7.5	1.8	3.7	2.5	1.8	1.4

Neytron axımının təsiri ilə nano SiO_2 -də yaranmış şərti I qrup radionuklidlərin aktivliyinin ölçmə vaxtından asılılığı.



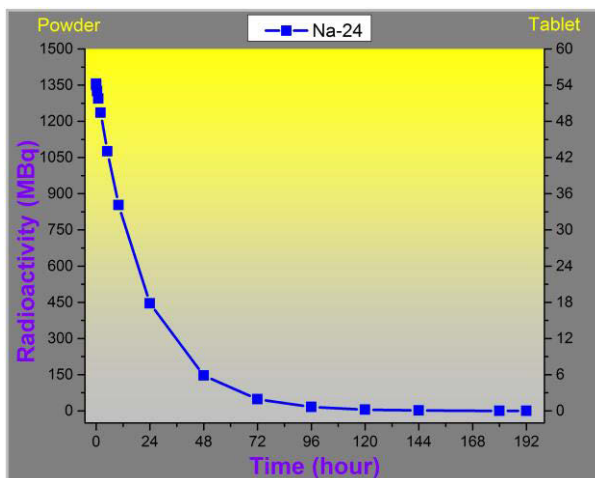
Neytron axımının təsiri ilə nano SiO_2 – də yaranmış şərti II qrup radionuklidlərin aktivliyinin ölçmə vaxtından asılılığı.

Radioaktivliyin müşahidə vaxtından asılılıqları həm toz həm də tabletka formasında olan nano SiO_2 üçün təyin edilib (Şəkil 3 – 6). Qeyd edək ki, istifadə olunan bütün qrafiklər səkkiz günlük periodu əhatə edir və bütün qrafiklərdə keçən müddət saatla ifadə edilmişdir. İlk olaraq neytron axımının təsiri ilə nanobirləşmədə yaranan 10kBq-ə qədər aktivliyə malik radionuklidləri nəzərdən keçirək (Şəkil 3). Burada ümumilikdə 7 tip radionuklid müşahidə olunmuşdur ki, onların da yarımparçalanma dövrləri 80,4 saatdan 7489,2 saata qədər dəyişir. Müşahidə olunan “I qrup” radionuklidləri yaşama müddətlərinə uyğun Sc-47 (80,4 saat), Hf-181 (1017,36 saat), Fe-59 (1067,88 saat), Sb-124 (1444,8 saat), Sc-46 (2010,96 saat), Ta-182 (2753,76 saat) və Mn-54 (7489,2 saat) kimi sıralaya bilərik. Digər II qrupa daxil olan radionuklidlərin aktivliyi təqribən 70kBq-ə qədərdir (Şəkil 4). Burada iki növ Br-82 və Sb-122 radionuklidləri müşahidə olunmuşdur ki, onların da yarımparçalanma müddətləri uyğun olaraq Br-82 üçün 35,3 saat və Sb-122 üçün isə 64,8 saatdır. Şəkil 3 – dən göründüyü kimi səkkiz gün vaxt keçdikdən sonra Br-82 izotopunun aktivliyi təqribən 5kBq-ə, Sb-122 izotopunun aktivliyi isə 10kBq-ə qədər azalmışdır.



Şəkil 5.

Neytron axımının təsiri ilə nano SiO_2 -də yaranmış şərti III qrup radionuklidlərin aktivliyinin ölçmə vaxtından asılılığı.



Şəkil 6.

Neytron axımının təsiri ilə nano SiO_2 -də yaranmış şərti IV qrupa aid olunmuş ^{24}Na izotopunun aktivliyinin ölçmə vaxtından asılılığı.

Üçüncü qrupuna daxil olan dörd radionukliddən yalnız bir radionuklidin aktivliyi təqribən 2MBq-ə qədərdir (müqaisə üçün uyğun radionuklidin tabletka halında isə aktivlik təqribən 72kBq – dir, şəkildə sağ sütun) və digər üç radionuklidin aktivliyi isə, təqribən 0,6MBq qiymətini aşmır (Şəkil 5). Burada müşahidə olunan radionuklidlərin yarımparçalanma müddətləri 24 saat (W-187), 40,32 saat (La-140), 46,28 saat (Sm-153) və 665 saatdır (Cr-51) və səkkiz gündən sonra Cr-51 üçün aktivlik təqribən 0,5MBq, digərləri üçün isə təqribən 0,1MBq-ə qədər azalmışdır. Sonuncu IV qrupa yalnız bir element daxildir ki, onun da aktivliyi təqribən 1,5GBq-ə qədər olub (müqaisə üçün uyğun radionuklidin tabletka halında isə aktivlik təqribən 54MBq – dir, şəkildə sağ sütun). Müşahidə olunan yüksək aktivlikli Na-24 izotopunun yarımparçalanma müddəti 14,95 saatdır və ölçmələrin aparıldığı səkkizinci günün sonunda Na-24 izotopunun aktivliyi təqribən 0,2MBq-ə qədər azalmışdır (Şəkil 6). Digərlərindən dəfələrlə çox aktivliyə malik Na-24 izotopuna əsasən qatışıqın əsas hissəsinin Na elementi olduğunu demək olar.

Şəkil 4-də verilmiş asılılıqdan görünür ki, radioaktiv parçalanma sabiti az və yarımparçalanma vaxtı nisbətən çox olan izotoplarının aktivlikləri təcrübi müşahidə zamanı az dəyişir və nano SiO_2 birləşməsinin xassələrinin sonrakı tədqiqi zamanı onların

radioaktiv parçalanmasının təsiri gözləniləndir. İzotopların təcrübi təyin edilmiş aktivliklərinin eyni şəraitdə və eyni kütlədə çəkilmiş standartların aktivlikləri ilə müqaisəyə əsasən hər bir elementin nano SiO₂ birləşməsinin tərkibində miqdarı təyin olunub (16).

$$C_{sam} = C_{st} \frac{A_{sam}}{A_{st}}, \quad (3)$$

burada, C_{num} - göstərilən element izotopunun nano SiO₂ – də qatılığı, C_{st} – həmin izotopda müqaisə etalonunun qatılığı, A_{num} və A_{st} isə uyğun olaraq nümunə və etalonun aktivlikləridir. Nümunə və etalonların çəkilişi müxtəlif olduqda elementin qatılıqları (16-19) verilən metodika üzrə təyin edilir. Alınmış nəticələr Cədvəl 1–də verilib.

Cədvəl 1.

Nano SiO₂–də neytron aktivləşmə üsulu ilə yaranan izotoplar, bir izotopun aktivləşməsinə sərf olunan neytron sayları və izotopların nümunədə faizlə miqdarı.

Stabil izotop	Radioizotop	Bir nüvədə zəbt olunan neytron sayı	Qatışıqın miqdarı (%)
Na-23	Na-24	+1	~0,2%
La-139	La-140	+1	
Cr-50(52)	Cr-51	+1	
Sm-150(152)	Sm-153	+3	
W-184(186)	W-187	+3	~0,1%
Sb-121	Sb-122	+1	
Sb-123	Sb-124	+1	
Br-81	Br-82	+1	
Fe-56(57,58)	Fe-59	+3	~0,05%
Sc-45	Sc-46	+1	
Sc-45	Sc-47	+2	
Ta-181	Ta-182	+1	
Hf-178(179,180)	Hf-181	+3	
Fe-54 (n,p)	Mn-54	+1	

Ümumiyyətlə neytron selinin 99,5% təmizliyə malik nano SiO₂ birləşməsinə təsiri zamanı 0,5 faiz qatışıqda yaranmış radionuklidlərin müxtəlif müddətlərdə radioaktivliyi, ilkin izotoplar və onların təqribi miqdarı cədvəllərdə təqdim olunmuşdur. Cədvəl 1a – da III və IV qrup radioizotoplar və onların aktivlikləri MBq ilə ilkin aktivliyin artması ilə düzülmüşdür. Cədvəl 1b – də isə I və II qrup radioizotoplar və onların aktivlikləri kBq ilə ilkin aktivliyin artması ilə sıralanmışdır. Qeyd edək ki, nümunənin əsas tərkib hissəsi olan Si və O elementlərinin yaranabiləcək radioizotopları çox kiçik yaşama müddətinə malikdir və bizim müzakirələrdə onlar nəzərə alınmamışdır. Ümumiyyətlə cədvəl 1 – də neytron selinin təsiri nəticəsində yaranmış qatışıq radioizotoplarına əsasən ilkin izotoplar və onların faiz ilə miqdarları təsvir edilmişdir.

NƏTİCƏLƏR

Neytron selinin təsiri altında nano SiO₂–də əmələ gələn radioaktivlik və onu yaranan izotopların identifikasiyası aparılıb. Nümunələrin aktivliyinin və düşən doza miqdarının şüalanma vaxtından və nümunənin dispersliliyindən asılılıqları aşkar olunub. Müəyyən olunub ki, tozvari nano SiO₂ xüsusi press formada tabletka halına salınmış nümunələrə nisbətən neytronla qarşılıqlı təsir sahəsinin böyük olması nəticəsində təqribən 25 dəfə çox aktivliyə malikdir. Aşkar olunmuş izotopların radioaktivliklərinin müşahidə vaxtından asılılıqları və qatışıq elementlərinin faizlə miqdarı təyin edilib. Tədqiq olunmuş nano SiO₂ nümunələrində nisbətən böyük yarımparçalanma vaxtına

malik izotoplar aşkar olunub ki, onların şüalanmadan sonrakı dövrdə nano SiO₂ birləşməsinin fiziki xassələrinin şərhində nəzərə alınması təklif olunur.

Cədvəl 1a.

Neytron axımının təsiri ilə nanobirləşmədə yaranmış şərti III və IV qrup radioizotoplar.

Zaman (saat)	Aktivlik (MBq)				
	Na-24	Sm-153	La-140	Cr-51	W-187
0	1355.777	1.6421	0.617728	0.603316	0.568401
0.1	1349.505576	1.639642426	0.616666967	0.603253118	0.566761762
0.5	1324.708641	1.629848857	0.612441027	0.603001656	0.560251948
1	1294.35223	1.617689116	0.607199305	0.602687475	0.552219727
2	1235.710369	1.593641116	0.596850063	0.602059605	0.536499103
5	1075.249709	1.523620873	0.566848731	0.600179918	0.491971847
10	852.7670384	1.413690131	0.520160141	0.597060137	0.42581962
24	445.5838136	1.146279963	0.408895909	0.588410756	0.2842005
48	146.4436518	0.800169145	0.270662597	0.573873753	0.14210025
72	48.12953816	0.558563948	0.179161101	0.559695895	0.071050125
96	15.81804615	0.389909665	0.11859304	0.545868309	0.035525063
120	5.198690736	0.272179305	0.078500908	0.53238234	0.017762531
144	1.708579245	0.189996762	0.051962515	0.51922955	0.008881266
180	0.321919173	0.110810994	0.027984231	0.500107122	0.003140002
192	0.18455143	0.092582393	0.022767803	0.493890781	0.002220316

Cədvəl 1b.

Neytron axımının təsiri ilə nanobirləşmədə yaranmış şərti I və II qrup radioizotoplar.

Zaman (saat)	Aktivlik (kBq)								
	Sb-122	Br-82	Fe-59	Sc-46	Sc-47	Ta-182	Hf-181	Mn-54	Sb-124
0	64.39582	64.06828	9.463804	8.256651	8.212875	3.662186	2.667867	1.860698	1.37364
0.1	64.32697	63.9426	9.46319	8.25636641	8.205798	3.662094	2.667685	1.860681	1.373574
0.5	64.05233	63.44234	9.460733	8.25522815	8.177549	3.661725	2.666958	1.860612	1.373311
1	63.71067	62.82251	9.457663	8.25380555	8.142374	3.661264	2.666605	1.860526	1.372981
2	63.0328	61.60097	9.451526	8.25096108	8.072479	3.660343	2.664234	1.860354	1.372323
5	61.04218	58.07701	9.43314	8.24243355	7.866371	3.65758	2.658794	1.859837	1.370349
10	57.8632	52.64601	9.402575	8.22824058	7.534487	3.65298	2.649752	1.858977	1.367066
24	49.81557	39.99234	9.317518	8.18863014	6.677832	3.640129	2.624598	1.856569	1.357915
48	38.53652	24.96379	9.173494	8.12116966	5.4297	3.618206	2.58203	1.85245	1.342369
72	29.81123	15.58275	9.031696	8.05426494	4.414852	3.596414	2.540153	1.84834	1.327002
96	23.06149	9.726978	8.892089	7.9879114	3.589686	3.574753	2.498955	1.844239	1.31181
120	17.83999	6.071719	8.754641	7.92210451	2.918749	3.553223	2.458425	1.840147	1.296792
144	13.80073	3.790054	8.619317	7.85683975	2.373215	3.531823	2.418553	1.836064	1.281947
180	9.389949	1.869158	8.420243	7.75994936	1.739993	3.499964	2.359953	1.829956	1.259996
192	8.2588	1.47677	8.354912	7.72791881	1.568981	3.489408	2.340737	1.827925	1.252763

1. Yadan Ding, Xueying Chu, Xia Hong, Peng Zou, and Yichun Liu, *The infrared fingerprint signals of silica nanoparticles and its application in immunoassay*, Northeast Normal University, Changchun, China, *Applied Physics Letters*, **100** 013701 (2012) 1–3.

2. Fangting Chi, Lianghong Yan, Hongwei Yan, Bo Jiang, Haibing Lv and Xiaodong Yuan, *Ultralow-refractive-index optical thin films through nanoscale etching of ordered mesoporous silica films*, Sichuan University, Chengdu, China, *Optics Letters*, **37** (2012) 1406–1408.

3. M.Martini, M.Montagna, M.Ou, O.Tillement, S.Roux and P.Perriat, *How to measure quantum yields in scattering media: Application to the quantum yield measurement of fluorescein*

molecules encapsulated in sub-100 nm silica particles, Université de Lyon, France, Journal of Applied Physics, **106** 094304 (2009) 1-9.

4. Yukta P.Timalsina, Joshua Branen, D.Eric Aston, Kenneth Noren, Giancarlo Corti, Randi Schumacher and David N.McIlroy, *Alternating current impedance spectroscopic analysis of biofunctionalized vertically-aligned silica nanospring surface for biosensor applications, Journal of Applied Physics*, **110** 014901 (2011) 1-8.

5. I.A.Rahman, P.Vejayakumaran, *Synthesis of Silica Nanoparticles by Sol-Gel: Size-Dependent Properties, Surface Modification, and Applications in Silica-Polymer Nanocomposites, Malaysia, Journal of Nanomaterials*, Article ID, **2012** 132424 (2012) 1-15.

6. K.Mohanraj, S.Kannan, S.Barathan, G.Sivakumar, *Preparation and characterization of nano SiO_2 from corn cob ash by precipitation method, India, Optoelectronics and Advanced Materials*, **6** (2012) 394–397.

7. A.Lazaro, G.Quercia, H.J.H.Brouwers, J.W.Geus, *Synthesis of a green nano-silica material using beneficiated waste dunites and it's application in concrete, The Netherlands, World Journal of Nano Science and Engineering*, **3** (2013) 41-51.

8. P.L.Barnes-Svarney, T.E.Svarney, *The Handy Geology Answer Book, Visible Ink Press. ISBN 1578591562, Slovenia*, (2004).

9. M.Martini, M.Milazzo, M.Piacentini, *Physics Methods in Archaeometry, Società Italiana di Fisica 154. IOS Press. ISBN 1586034243, Italy*, (2004).

10. Khushboo Srivastava, Niharika Shringi, Vijay Devra, Ashu Rani, *Pure Silica Extraction from Perlite: Its Characterization and Affecting factors, India, International Journal of Innovative Research in Science, Engineering and Technology*, **2** (2013) 2936-2942.

11. E.M.Huseynov, A.A.Garibov, R.N.Mehdiyeva, *Calculation of the specific surface area of SiO_2 nanopowder and getting nano- $\text{SiO}_2\text{-H}_2\text{O}$ systems, Azerbaijan, Azerbaijan Journal of Physics ISSN 1028-8546, XIX №1* (2013) 10-14.

12. R.N.Mehdiyeva, A.A.Garibov, E.M. Huseynov, *Synthesis methods of nano SiO_2 powder" Azerbaijan, Transactions of National Academy of Sciences of Azerbaijan, Series of Physics–Mathematical and Technical Sciences, Physics and Astronomy, XXXII №5* (2012) 83-88.

13. E.M.Huseynov, N.A.Novruzov, *DTA and TG analysis of nano SiO_2 - H_2O systems Azerbaijan, New Challenges in the European Area: Young Scientist's 1st International Baku Forum, №1* (2013) 150-151.

14. Luka Snoj, Gasper Zerovnik, Andrej Trkov, *Computational analysis of irradiation facilities at the JSI TRIGA reactor, Applied Radiation and Isotopes*, **70** (2012) 483–488.

15. Luka Snoj, Matjaž Ravnik, *Calculation of power density with MCNP in TRIGA reactor, In: Proceedings of the International Conference Nuclear Energy for New Europe, 2006, Portoroz, Slovenia, Paper no. 102* (2006) 109.1-109.6.

16. M.V.Frontasyeva, *Neutron Activation Analysis in the Life Sciences, Russia, Physics of Elementary Particles and Atomic Nuclei, ISSN 0367-2026, 42 part 2* (2011) 636–718.

17. E. Steinnes, *Some Neutron Activation Methods for the Determination of Minor and Trace Elements in Rocks, 3 editions published, Kjeller, Norway*, (1972).

18. Ghania Medkour Ishak-Boushaki, Khelifa Boukeffoussa, Zahir Idiri, Malika Allab, *Thick activation detectors for neutron spectrometry using different unfolding methods: sensitivity analysis and dose calculation, Applied Radiation and Isotopes*, **70** (2012) 515–519.

19. Hans Mommsen, *The importance of a reliable grouping – Neutron activation analysis (NAA) data of Mycenaean pottery sherds re-evaluated with the Bonn filter method, University, Germany, Journal of Archaeological Science*, **39** (2012) 704–707.

ACTIVITY ANALYSIS of SiO₂ NANOCOMPOUND EXPOSED TO INFLUENCE OF NEUTRON IRRADIATION IN TRIGA MARK II TYPE RESEARCH REACTOR

E. M.HUSEYNOV, A.A.GARİBOV, R.N.MEHDIYEVA

Nano SiO₂ compound with 160m²/g specific surface area, 20nm sizes and 99,5% purity has been irradiated continuously with neutron flow up to 20 hours in various periods in TRIGA Mark II type research reactor. After irradiation in the result of carried out activity analysis with radionuclides of relevant element it has been defined the element content of 0,5% mixture existing in nano SiO₂ compound. Determine amount of interest of contained mixing elements from activity.

АНАЛИЗ АКТИВАЦИИ НАНОСОЕДИНЕНИЯ SiO₂, ОБЛУЧЕННОГО В НЕЙТРОННОМ РЕАКТОРЕ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОГО ТИПА TRIGA MARK II

Э.М.ГУСЕЙНОВ, А.А. ГАРИБОВ, Р.Н.МЕХТИЕВА

Нано-SiO₂ соединение с удельной поверхностью 160м²/г, размерами 20нм и 99,5%-ной чистоты облучалось непрерывным потоком нейтронов в течение 20 часов с различными периодами в реакторе исследовательского типа TRIGA Mark II. После облучения в результате проведенного анализа активации радионуклидами соответствующего элемента было определено содержание элемента в 0,5% смеси существующего нано-SiO₂ соединения. Из анализа активации определено процентное содержание смешивания элементов.

Редактор: акад. М.И.Алиев

ВЛИЯНИЕ ПЕРЕМЕННОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ТЕПЛОЕМКОСТЬ ЖИДКОСТЕЙ

**Х.Г.ГАСАНОВ, А.Н.ДЖАФАРОВА, М.А.ДЖАФАРОВА,
В.К.САРИДЖАНОВА**

*Азербайджанская Государственная Нефтяная Академия
AZ 1010, Баку, пр. Азадлыг, 20
aymin@mail.ru*

Поступила: 26.12.2013
Принята к печати: 24.01.2014

РЕФЕРАТ

Теоретически выведена формула, которая позволяет оценить влияние переменного электрического поля на теплоемкость жидкостей. Установлено, что с увеличением частоты колебаний переменного электрического поля объемная изобарная теплоемкость жидкостей уменьшается.

Ключевые слова: теплоемкость, жидкость, электрическое поле.

Выбор оптимального режима технологических процессов может быть реализован управлением теплофизическими параметрами жидкостей. Регулирование теплофизическими параметрами жидкостей с помощью физических полей, по нашему мнению, является экономически выгодным, доступным и экологически чистым. Влияние постоянного электрического и магнитного полей на теплофизические свойства жидкостей теоретически и экспериментально исследованы в [1,2]. Эксперименты, проведенные в [1] показали, что с увеличением интенсивности постоянного электрического поля динамическая вязкость сильно изменяется. Это изменение обусловлено структурным изменением, происходящим в жидкостях. В связи с этим, можно полагать, что и другие теплофизические параметры, в том числе и теплоемкость, изменяются под действием постоянного электрического поля. Теоретическому исследованию о влиянии постоянного физического поля на изобарную теплоемкость посвящена работа [2].

Влияние переменного электрического поля на теплоемкость оставалось не исследованным, чему и посвящена данная работа. При нестационарном нагреве жидкости в ней возникают температурные волны, которые вследствие термического и упругого контактов с окружающей средой генерируют упругие волны, которые могут быть зафиксированы с помощью различных датчиков. Очевидно, если измерять отклик жидкости на температурные волны, созданные джоулевым нагревом, то можно получить сведения о влиянии переменного электрического поля на нестационарную теплоемкость.

Пусть исследуемая жидкость занимает полупространство $x \geq 0$ и имеет одномерное распределение теплоемкости. К образцу исследуемой жидкости приложено переменное электрическое поле напряженностью $E_0 \cos \omega t$. Вследствие переменного джоулева тепла в жидкости возникают температурные волны. Установим влияние частоты колебаний электрического поля на теплоемкость жидкости. Уравнение для определения теплоемкости в данном случае имеет вид:

$$c\rho \left(\frac{\partial T}{\partial t} + v \frac{\partial T}{\partial x} \right) = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \sigma E^2 e^{-i\omega t}, \quad (1)$$

где E - напряженность электрического поля, λ - коэффициент теплопроводности, σ - коэффициент электропроводности. Остальные обозначения общепринятые.

Для простоты принимается, что теплофизические свойства жидкости постоянны в двух фиксированных точках исследуемой жидкости $x=0$ и $x=l$ частоты колебаний температурной волны одинаковы, а амплитуды колебаний различны, т.е.

$$T(0,t) = T_1 e^{-i\omega t}, \quad T(\ell,t) = T_2 e^{-i\omega t}. \quad (2)$$

Решение уравнения (1) будем искать в виде

$$T(x,t) = \theta(x) e^{-i\omega t}. \quad (3)$$

Если принять, что перенос тепла за счет конвекции намного больше, чем за счет диффузии, т.е.

$$c\rho v \frac{\partial T}{\partial x} \gg \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2},$$

то для определения $\theta(x)$ имеем следующее выражение

$$v \frac{d\theta}{dx} + \theta(x) i\omega = \frac{\sigma E_0^2}{c\rho}, \quad (4)$$

$$\theta(0) = T_1; \quad \theta(\ell) = T_2.$$

Решая эту задачу определения теплоемкости, получаем

$$T_2 = T_1 e^{\frac{i\omega \ell}{v}} + \frac{\sigma E^2}{c\rho i\omega} \left(e^{\frac{i\omega \ell}{v}} - 1 \right). \quad (5)$$

Учитывая, что $e^{\frac{i\omega \ell}{v}} = \cos \frac{\omega \ell}{v} + i \sin \frac{\omega \ell}{v}$, имеем

$$c\rho = \frac{\sigma E^2 \left(\cos \frac{\omega \ell}{v} + i \sin \frac{\omega \ell}{v} - 1 \right)}{T_2 i\omega - T_1 i\omega \left(\cos \frac{\omega \ell}{v} + i \sin \frac{\omega \ell}{v} \right)}. \quad (6)$$

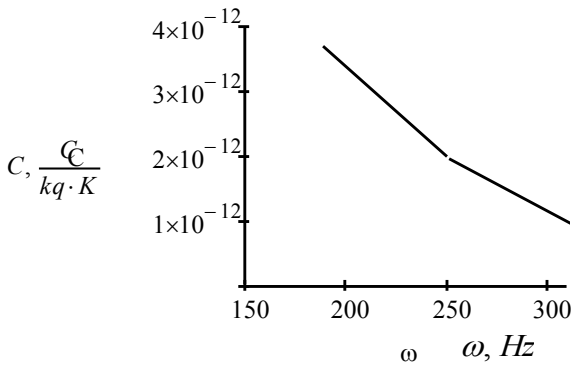


Рис.1.

График зависимости объемной изобарной теплоемкости c от частоты колебаний электрического поля ω .

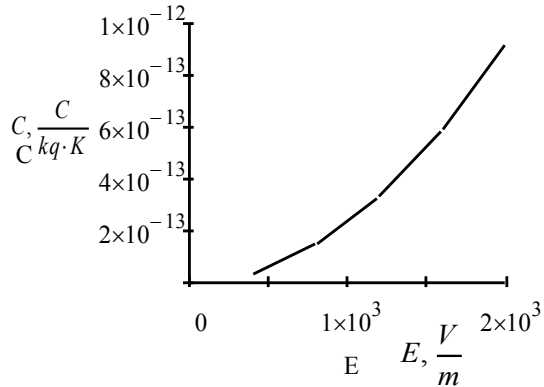


Рис.2.

График зависимости объемной изобарной теплоемкости c от напряженности электрического поля E .

Используя методы теории функции комплексного переменного, для теплоемкости [2], получаем следующую формулу

$$c\rho = \frac{\frac{\sigma E^2}{\omega} (T_2 - T_1) \sin \frac{\omega \ell}{v}}{\left(T_2 - T_1 \cos \frac{\omega \ell}{v} \right)^2 + \left(T_1 \sin \frac{\omega \ell}{v} \right)^2}. \quad (7)$$

Полученная формула (7) позволяет оценить влияние частоты колебаний и напряженности электрического поля на изобарную объемную теплоемкость жидкости.

По результатам эксперимента, описанного в работе [1], на основе формулы (7) построены графики зависимости теплоемкости от частоты колебаний и напряженности электрического поля, которые представлены на Рис. 1. и Рис. 2.

На основе построенных графиков можно сделать вывод, что с увеличением частоты колебаний переменного электрического поля объемная изобарная теплоемкость уменьшается. Это уменьшение может быть объяснено структурным изменением в жидкостях, которые происходят под действием электрического поля. С увеличением напряженности переменного электрического поля теплоемкость жидкостей увеличивается.

1. Х.Г.Гасанов, *Гидродинамические исследования взаимодействия акустических и лазерных излучений с жидкостью*. Баку, изд. «Açıq dünya», (2002) 250-253.
2. Г.Т.Гасанов, А.А.Алиев, А.Н.Мамедова, Ученые записи. Серия фундаментальных наук АзТУ, 7 № 2 (2008) 52-55.
3. М.А.Лаврентьев, Б.В.Шабатов, *Методы теории функции комплексного переменного*. М.Госфизматиздат, (1958) 10-15.

MAYELƏRİN İSTİLİK TUTUMUNA DƏYİŞƏN ELEKTRİK SAHƏSİNİN TƏSİRİ

H.Q.HƏSƏNOV, A.N.CƏFƏROVA, M.Ə.CƏFƏROVA, V.K.SƏRİCANOVA

Dəyişən elektrik sahəsinin mayelərin istilik tutumuna təsirini qiymətləndirməyə imkan verən nəzəri düstur təyin olunub. Müəyyən edilib ki, dəyişən elektrik sahəsinin rəqs tezliyinin artması mayelərin izobar istilik tutumunun azalmasına gətirir.

EFFECT OF ALTERNATING ELECTRIC FIELD ON THE CAPACITY OF THE LIQUID

H.G.HASANOV, A.N.JAFAROVA, M.A.JAFAROVA, V.K.SARIJANOVA

The influence of the alternative electric field on the heat capacity of liquids has been studied by theory. The relation between the heat capacity and the vibration frequency of the alternating electric field has been determined.

Редактор: чл. корр. А.А.Гарибов

ВЛИЯНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ФАКТОРОВ НА ИНТЕНСИВНОСТЬ ИНДИКАТОР-РЕФЛЕКСОВ

М.Г.КЯЗУМОВ, Л.В.РУСТАМОВА

*Институт Физики НАН Азербайджана
AZ 1143, г. Баку, пр. Г.Джавида, 33
el_max63@yahoo.com*

поступила: 12.05.2012
принята к печати: 20.08.2012

Ключевые слова: структура неорганических соединений, структурная диагностика, дифракция электронов и рентгеновских лучей.

РЕФЕРАТ

Исследовано влияние на интенсивность индикатор-рефлексов (ИР) катионов, заселенных на межпакетных октаэдрических П(О), тетраэдрических П(Т) и призматических П(Пр) позициях, замены атомов другими атомами, а также избытка атомов металлов.

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что существование в одном кристалле даже незначительного количества второй фазы может сильно повлиять на некоторые физические свойства этих кристаллов. Синтезированные слоистые кристаллы часто состоят из смесей различных политипов [1-3], а иногда даже из смесей различных полиморфных фаз [4,5]. Фазовый анализ этих кристаллов отнимает у исследователя очень много времени. Поэтому структурная диагностика с помощью выделенных рефлексов имеет важное значение для слоистых полупроводниковых кристаллов.

Особую роль в диагностике играют те отдельные рефлексы, которые очень заметно выделяются и хорошо реагируют на структурные изменения. В дифрактограммах некоторых кристаллов существуют такие выделенные рефлексы, которые выступают, как индикаторы некоторой черты структуры. Например, значение d_{060} указывает на полную или частичную (2/3) заполненность октаэдрических (О) позиций в слоистых силикатах [6].

Ранее нами на дифракционных картинах выявлены рефлексы, указывающие на типы пакетов, формирующие кристаллические структуры многих слоистых полупроводников [7]. Учитывая важные структурно-диагностические качества этих рефлексов, мы назвали их индикатор-рефлексами (ИР). Установлено, что значение l самого сильного рефлекса в серии $000l$ и $00l$, а также второго сильного рефлекса в сериях $hh\bar{2}hl$ ($h=\text{const.}$) и $0kl$ ($k=\text{const.}$), соответственно, для гексагональных и моноклинных структур определяет количество заполненных катионами полиэдрических (Т и О) слоев в ячейке и указывает на $TO\bar{T}P$, $TO\bar{T}\bar{T}P$, $TOO\bar{T}P$, $TTOT\bar{T}P$, $ООП_1TO\bar{T}P_1$ и $ООП_1TO\bar{T}P_2TO\bar{T}P_1$ типы пакетов, где, Т и $\bar{T}$ - обратно ориентированные тетраэдры, О - октаэдры, P и P_1 , P_2 - соответственно пустой и частично заполненные (менее чем 1/3) межпакетные слои.

Целью данной работы является выяснение влияния различных факторов на интенсивность ИР.

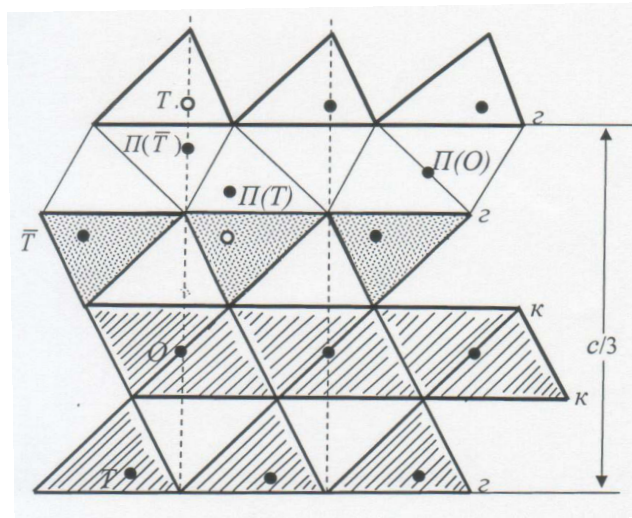
ВЛИЯНИЕ УПАКОВКИ АНИОНОВ НА ИНТЕНСИВНОСТЬ ИР

Тип плотнейшей упаковки анионов не влияет на интенсивность рефлексов $000l$, $hh\bar{2}hl$ и $hkil$ ($h-k = 3n$). В плотнейшей упаковке незначительное расширение между отдельными слоями не влияет значительно на интенсивность ИР. Разрушение плотнейшей упаковки пограничных анионных слоев пакета, т.е. разрушение упаковки пакетов, могло бы значительно повлиять на интенсивность ИР. Например, в тальке и каолинито-подобных слоистых силикатах упаковка

пакетов деформированная–призматическая. Поэтому расстояние между пакетами расширено вдоль оси c . В результате интенсивности ИР значительно слабеют и, поэтому появляются конкурентно способные рефлексы, но все равно, в большинстве случаев интенсивность ИР остается самой сильной.

ВЛИЯНИЕ НА ИНТЕНСИВНОСТЬ ИР КАТИОНОВ, ЗАСЕЛЕННЫХ НА МЕЖПАКЕТНЫХ ОКТАЭДРИЧЕСКИХ $P(O)$, ТЕТРАЭДРИЧЕСКИХ $P(T)$ И ПРИЗМАТИЧЕСКИХ $P(Pr)$ ПОЗИЦИЯХ

В этом случае на интенсивность ИР могут повлиять, во-первых, катионы на новых позициях и, во-вторых, увеличение межпакетных расстояний вдоль оси c . В слюдах и в хлоритах межпакетные атомы и, особенно, молекулы воды сильно влияют на интенсивность ИР. Атомы, находящиеся в межпакетных



призматических $P(Pr)$ и октаэдрических $P(O)$ позициях, рассеивая лучи (волны) в других направлениях, приводят к ослаблению интенсивности ИР и рефлекса, характеризующего количество анионных слоев в элементарной ячейке. В результате появляются другие, равноценные по интенсивности, рефлексы.

Рис.1.

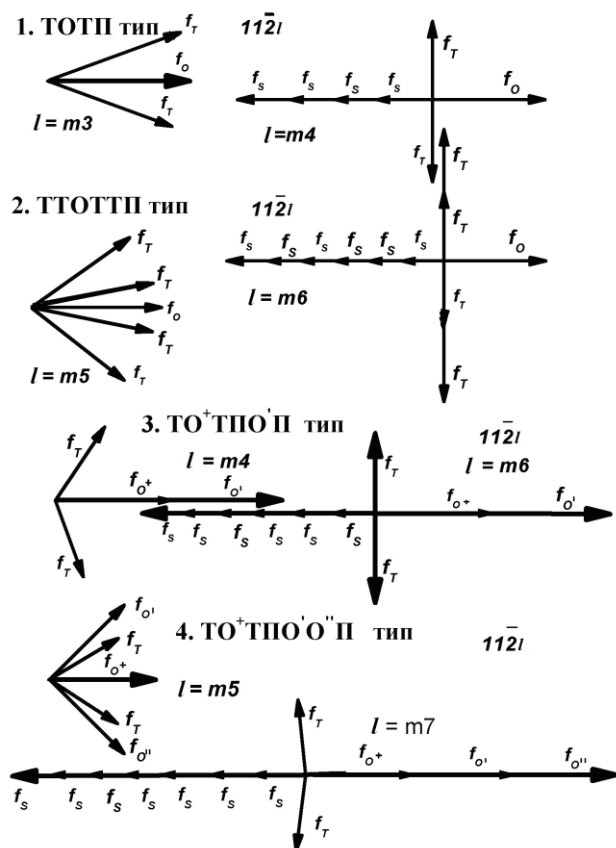
$P\bar{2}0$ сечения структуры пакета $TO\bar{T}P$. Где P позиции формируются из частично заполненных нетипичных тетраэдрических $P(T)$, $P(\bar{T})$ и октаэдрических $P(O)$ позиций.

В полупроводниках внутрипакетные, а также межпакетные анионные слои упаковываются плотно. Поэтому у них значительного расширения вдоль оси c не бывает. В некоторых редких случаях могут частично заполняться нетипичные $P(T)$, $P(\bar{T})$ и $P(O)$ позиции. Известно, что в структурах, формирующихся из вышеуказанных пакетов, переходы пакет–пакет осуществляются по типу gg , т. е. пограничные слои анионов упаковываются плотно, по типу gg . В таких случаях внутрипакетные пограничные тетраэдрические T , $\bar{T}$ и межпакетные тетраэдрические $P(\bar{T})$, $P(T)$ позиции по оси c по парно совпадают (Рис.1.). Поэтому часть катионов может перейти из T позиции к $P(\bar{T})$ позиции. Катионы, находящиеся на новых $P(\bar{T})$ и $P(T)$ позициях, укрепляют связь между пакетами. Катионы могут заселить максимум $1/4$ части каждой из двух противоположно расположенных тетраэдрических слоев. При таком перемещении катионов положительный вектор атомного фактора, составляющий структурный фактор ИР, переходит в отрицательный вектор, поэтому интенсивность ИР значительно ослабевает. В отличие от ИР такое перемещение катионов почти не влияет на интенсивность рефлекса, характеризующего количество анионов в ячейке и в результате значения интенсивностей этих двух рефлексов приближаются друг к другу.

ВЛИЯНИЕ НА ИНТЕНСИВНОСТЬ ИР ЗАМЕНЫ ОДНИХ АТОМОВ ДРУГИМИ

Структурный фактор зависит от рассеивающей способности (атомного фактора) всех металлов и халькогенов, входящих в ячейку. Если металлы в типичных позициях замещаются другими металлами, имеющими более высокую рассеивающую способность, то тогда относительная интенсивность ИР, характеризующая количество катионных слоев, усиливается, а интенсивность реф-

лекса, характеризующая количество халькогенных слоев в ячейке, снижается. При



замещении одного халькогена другим, характеризующимся более высоким атомным фактором, интенсивность рефлексов, которые характеризуют количество халькогенных слоев, увеличивается, а относительная интенсивность ИР уменьшается (Рис.2).

Рис.2.

Структурные факторы ИР и рефлекса, характеризующего количество халькогенов в ячейке, для структур, имеющих *ТОТΠ*, *ТТОТΠ*, *ТОТΠОΠ* и *ТОТΠООΠ* типа пакетов, где l - индекс Мюллера, m - количество пакетов в ячейке и $l = m4 = mx4$, x - умножение.

Частичная или полная замена одних атомов другими в химическом составе часто приводит к следующим результатам (В данном случае мы не рассматриваем другие полиморфные переходы.):

1. Тип пакета меняется. Происходит полиморфный фазовый переход с одинаковым (идентичным) a параметром решетки. При замене 1/6 части атомов серы селеном структура $\text{Cu}_{0,5}\text{Ga}_{0,33}\text{In}_{1,5}\text{S}_3 = \text{CuGa}_{0,67}\text{In}_3\text{S}_6$, построенная из TOTΠ типа пакетов (8), переходит в структуру $\text{CuGa}_{0,67}\text{In}_3\text{S}_5\text{Se}$, построенную из TTOTΠ типа пакетов (9). В этих разных структурах, конечно, ИР разные, соответственно $11\bar{2}8$ ($l = 8 = 2 \times 4$) и $11\bar{2}5$ ($l = 5$) и они оба гораздо сильнее, чем конкурирующие рефлекс (Рис.3, Рис.4.).

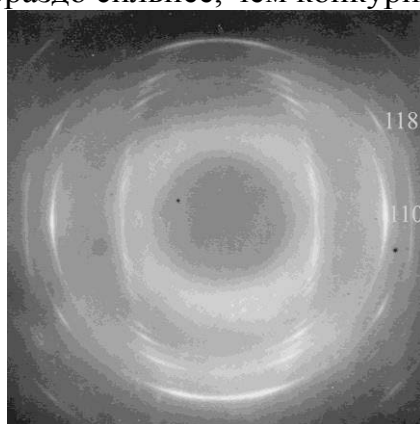


Рис.3.

Электроннограмма от текстур 2Н политипа $\text{Cu}_{0,5}\text{Ga}_{0,33}\text{In}_{1,5}\text{S}_3$.

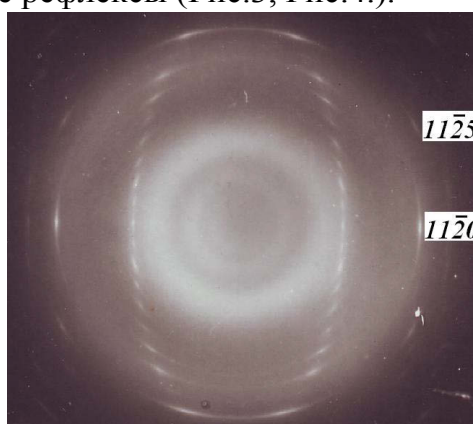
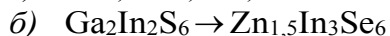
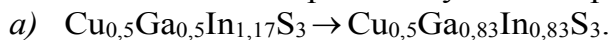


Рис.4.

Электроннограмма от текстур 1Т политипа $\text{CuGa}_{0,67}\text{In}_3\text{S}_5\text{Se}$.

2. Тип пакета не меняется. Могут измениться упаковки анионов, и в результате образуется новый политип. В этом случае катионы занимают типичные Т и О позиции. Рассмотрим следующие переходы:



В случае а) оба образца имеют ТОТТП тип пакета (10). Замена атомов индия галлием незначительно ослабит интенсивность ИР. В обоих образцах интенсивность ИР (028, $l=8=2 \times 4$) гораздо сильнее, чем интенсивности конкурирующих рефлексов (Рис.5, Рис.6.).

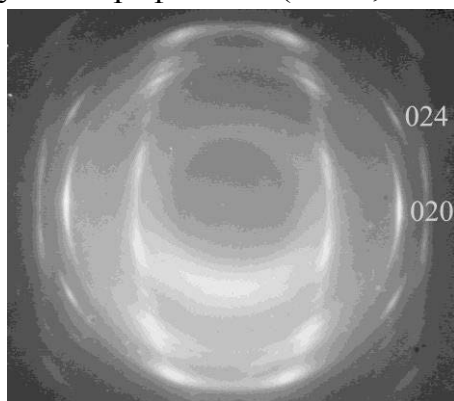


Рис.5.

Электроннограмма от текстур 1М политипа $\text{Cu}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{In}_{1,17}\text{S}_3$.

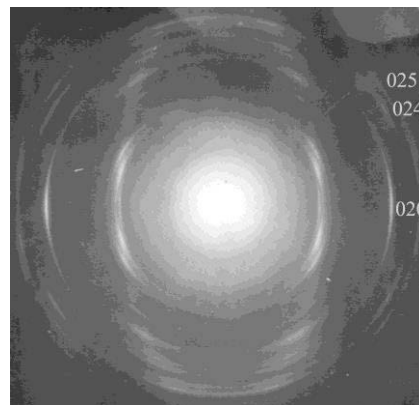


Рис.6.

Электроннограмма от текстур 1М политипа $\text{Cu}_{0,5}\text{Ga}_{0,83}\text{In}_{0,83}\text{S}_3$.

В случае б) структура обоих образцов формируется из ТТОТТП типа пакетов (11,12). В этом случае заменяются не только металлы, а также халькогены. Заменяются все атомы серы селеном. Поэтому замена атомов серы селеном является основным фактором, влияющим на интенсивность ИР. На Рис.7, Рис.8. показаны электроннограммы от текстур и монокристаллов для образцов $\text{Ga}_2\text{In}_2\text{S}_6$ и $\text{Zn}_{1,5}\text{In}_3\text{Se}_6$. При переходе к $\text{Zn}_{1,5}\text{In}_3\text{Se}_6$ интенсивность ИР ($11\bar{2}15$, $l=15=3 \times 5$) незначительно слабеет, но усиливается рефлекс $11\bar{2}18$ ($l=18=3 \times 6$), который характеризует количество плотноупакованных слоев селена. Но и в этом случае интенсивность ИР значительно сильнее, чем интенсивность конкурирующего рефлекса. Такие замены не всегда выполнимы, точнее выполнимы до какого-то предела, так как при строении структуры большими анионами обычно требуется также большие катионы.

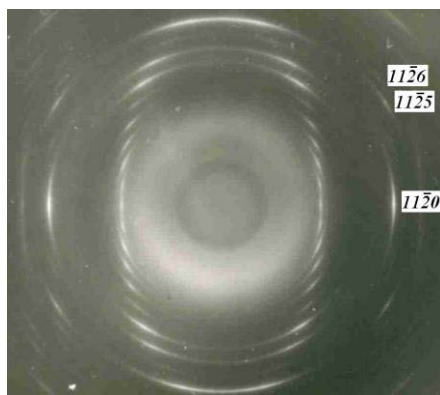


Рис.7.

Электроннограмма от текстур 1Т политипа $\text{Ga}_2\text{In}_2\text{S}_6$.

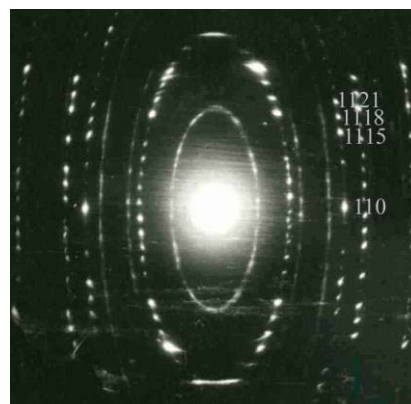


Рис.8.

Электроннограмма вращения от 3R политипа $\text{Zn}_{1,5}\text{In}_3\text{Se}_6$.

ВЛИЯНИЕ ИЗБЫТКА АТОМОВ МЕТАЛЛОВ НА ИНТЕНСИВНОСТЬ ИР

В кристалле $\text{Cu}_{0,5}\text{Ga}_{0,83}\text{In}_{0,83}\text{S}_3=\text{M}_{3,61}\text{S}_5$ атомы меди двухвалентные. Структура построена из ТОТТП типа пакетов, в котором количество металлов значительно меньше, чем количество типичных металлических позиций (один октаэдрический и три тетраэдрические) между пяти плотноупакованными слоями серы, где М – металл. В структуре этого кристалла металлы занимают только типичные позиции. Поэтому интенсивность рефлекса $11\bar{2}12$ (ИР) гораздо сильнее, чем конкурирующие рефлексы (Рис.6, $l=12=3\times 4$).

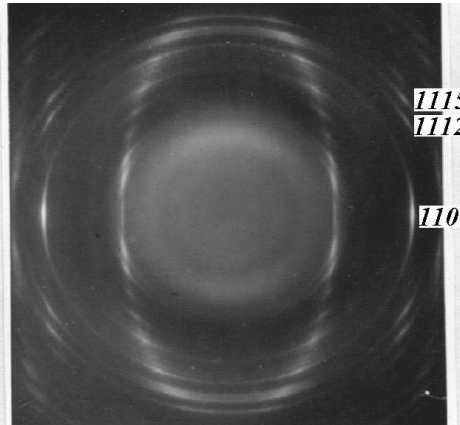


Рис.9.

Электроннограмма от текстур 3R политипа $\text{CuGa}_{0,83}\text{In}_{0,83}\text{S}_3$.

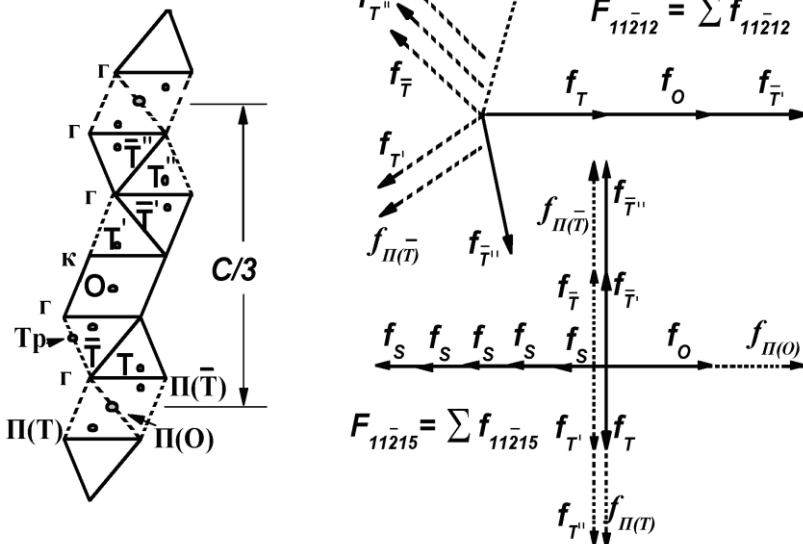
В кристалле $\text{CuGa}_{0,83}\text{In}_{0,83}\text{S}_3=\text{M}_{4,45}\text{S}_5$ атомы меди одновалентные (3). Как видно, количество металлов больше типичных катионных позиций в ТОТТП типа пакетах. Поэтому часть металлов занимает нетипичные позиции. На Рис.9. интенсивность ИР ($11\bar{2}12$, $l=12=3\times 4$) и конкурирующего рефлекса $11\bar{2}15$ ($l=15=3\times 5$), характеризующего количество халькогенов в ячейке, приблизительно одинаковы. Возникает вопрос: в чем причина?

При заселении металлами не типичных $11(\bar{T})$ позиций, вектор атомного фактора f_{11212} этого металла приобретает отрицательный знак в отличие от векторов атомных факторов других металлов. В результате интенсивность структурного фактора F_{11212} ослабевает. Вектор атомного фактора этого металла f_{11215} перпендикулярен к векторам атомных факторов халькогенов. Значит металл, находящийся в нетипичной позиции $11(\bar{T})$ рассеивая электроны, ослабит интенсивность ИР и незначительно повлияет на интенсивность рефлекса, характеризующего

количество халькогенов в ячейке. Поэтому относительная, по отношению к ИР, интенсивность конкурирующего рефлекса растет (Рис.10.).

Рис.10.

Схема образования структурных факторов от векторов атомных факторов для различных вариантов формирования структур. Сплошные векторы соответствуют атомам, расположенным в типичных атомных позициях в структуре со структурным типом $\text{TO}\bar{T}\bar{T}\text{P}$. Пунктирные векторы соответствуют атомам, расположенным в нетипичных позициях.



При заселении металлами $11(\bar{T})$ позиции T позиция должна пустовать. В этом случае часть атомов различных металлов занимает или нетипичные тетраэдрические позиции ($\bar{T}$), или атомы меди занимают тройные позиции (Tr) на одной из граней этого тетраэдра. При параметрах $x=2/3$, $y=1/3$, $z=4,5/30$

тетраэдрической позиции ($\bar{T}$), параметры тройной позиции такие: $x=5/9$, $y=1/9$, $z=5/30$. Начало координат выбрано в центре октаэдра.

Как видно, тройные позиции более подходящие, чем тетраэдрические $\bar{O}$. В этом случае расстояние между тройными и октаэдрическими (O) металлическими позициями увеличивается.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате исследования влияния различных факторов на интенсивность ИР установлена возможность использования этих рефлексов не только как индикатор типа пакетов, а также как индикатор качества.

1. М.Г.Кязумов, *Политипные и сверхструктурные особенности CoInGaS_4 , Кристаллография*, **45** (2000) 617-619.
2. М.Г.Кязумов, Электронографическое исследование политипных модификаций CdInGaS_4 , *Fizika*, **2** № 4 (1996) 28-31.
3. М.Г.Кязумов, Г.Г.Гусейнов, Г.С.Мехтиев и др., *Кристаллические структуры $\text{Cu}_{0,17-N}\text{Ga}_{0,33}\text{In}_{1,5}\text{S}_3$ и $\text{Cu}_{0,33-N}\text{Ga}_x\text{In}_{1,67-x}\text{S}_3$ ($N=1; 1.5; 3, X=0,5$; Azerbaijan National Academy of Sciences, Series of Physical-Mathematical and Technical Sciences, Physics and Astronomy*, **XXII** №2 (2002) 78-83.
4. М.Г.Кязумов, М.Г.Казымов, Л.В.Рустамова, Структура и полиморфные особенности кристаллов $\text{FeGaS}_{2,7}$, *Azerbaijan National Academy of Sciences, Series of Physical-Mathematical and Technical Sciences, Physics and Astronomy*, **XXVII** №2 (2007) 108-111.
5. Tairo Irie, Shizutoshi Ando, Yasutoshi Noda and Saburo Endo, Study on the crystallographic and photoluminescent properties of $\text{Cd}_3\text{InGaS}_6$. 1. Crystallographic study, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **31**(1992) 2508-251.
6. В.И.Михеев, Рентгенометрический определитель минералов, М.Изд-во.Н.Т., (1957) 867.
7. М.Г.Кязумов, Индикатор-рефлексы, *Fizika*, **XV** №2 (2009) 58-65.
8. М.Г.Кязумов, Влияние атомов меди, марганца и индия на структуру полиморфных модификации $\text{Ga}_{0,5}\text{In}_{1,5}\text{S}_3$ при частичной замене атомов галлия, *Кристаллография*, **43** (1998) 661-663.
9. М.Г.Кязумов, Г.Г.Гусейнов, Е.А.Исаева и др., Влияние атомов олова, меди и селена на кристаллическую структуру $\text{Ga}_{0,5}\text{In}_{1,5}\text{S}_3$ при частичной замене атомов галлия, индия и серы, *Azerbaijan National Academy of Sciences, Series of Physical-Mathematical and Technical Sciences, Physics and Astronomy*, **XXIII** №2 (2003) 139-141.
10. М.Г.Кязумов, Электронографическое исследование кристаллов $\text{Ga}_{0,85}\text{In}_{1,15}\text{S}_3$, $\text{Cu}_{0,5}\text{Ga}_{0,7}\text{In}_{0,97}\text{S}_3$ и $\text{Cu}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{In}_{1,17}\text{S}_3$, Доклады НАН Азербайджана, **LVIII** № 1-2 (2002) 80-84.
11. Г.Г.Гусейнов, М.Г.Кязумов, А.С.Кулиев и др., Кристаллическая структура GaInS_3 , Доклады АН Азерб.ССР, **XLIV** № 7 (1988) 26-29.
12. A.G.Abdullayev and M.G. Kyazumov, An electron diffraction study of the ZnIn_2Se_4 crystal structure. A novel phase, *Thin Solid Films*, **190** (1990) 309-315.

**MÜXTƏLİF FAKTORLARIN İNDİKATOR REFLEKSLƏRİN
İNTENSİVLİKLƏRİNƏ TƏSİRİ**

M.H.KAZIMOV, L.V.RUSTAMOVA

İndikator reflekslərin (İR) intensivliklərinə, paketlərarası oktaedrlərdə, tetraedrlərdə və prizmalarda yerləşən kationların, atomların başqa atomlarla əvəzlənməsinin, həmçinin metal atomları artıqlığının təsiri öyrənilmişdir.

INFLUENCE OF VARIOUS FACTORS ON INTENSITY THE INDICATOR-REFLEXES

M.G.KYAZUMOV, L.V.RUSTAMOVA

Influence on intensity the indicator reflexes (IR) катионов, occupied on interpackage octahedral, tetrahedral and prismatic positions, replacements of atoms with other atoms and surplus of atoms of metals has been investigated.

Редактор: проф. С.И.Мехтиева

UOT 621.315.6

AVTOMOBİL İXRAC QAZLARININ TƏMİZLƏMƏ PROSESİNİN TƏDQIQI

K.B.QURBANOV*, R.N.MEHTİZADƏ*, F.Ə.TEYMUROVA, F.Ş.CƏFƏROVA***

*Azərbaycan MEA-nın Fizika İnstitutu**
AZ 1143, Bakı şəh., H.Javid pr., 131
*Beynəlxalq Ekoenergetika Akademiyası (BEA)***
AZ 1073, Bakı şəh., M.Arif küç.,5
fiffochka@mail.ru

Daxil olub: 26.12.2013
Çapa verilib: 16.01.2014

REFERAT

Aparılan tədqiqat işlərinin məqsədi avtomobil ixrac qazlarının toksikliyi azaldılmasıdır. Tədqiqat işləri, avtomobil ixrac qazlarının toksikliyi azalmasına çəpər boşalmasının təsiri nəticəsində aparılmışdır. İxrac qazlarının tərkibində olan toksik komponentlər çəpər boşalmasında əmələ gələn ozon və atomar oksigenlə reaksiyaya girərək zərərsiz birləşmələr əmələ gətirirlər. Aparılan tədqiqatların nəticələri göstərir ki, avtomobil ixrac qazlarının zəhərli komponentlərdən təmizlənmə dərəcəsi 89÷99,9% təşkil edir.

Açar sözlər: avtomobil ixrac qazları, çəpər boşalması, ozon və atomar oksigen, toksik komponentlər, karbon oksidi, ozonator.

GİRİŞ

Avtomobil mühərriklərindən ixrac olunan qazlar, çoxusu toksik olan, 200–dən artıq müxtəlif maddələrdən ibarətdir. Atmosferi çirkləndirən və avtomobil mühərriklərindən ixrac olunan qazların əsas toksik maddələri bunlardır: karbon oksidi (CO), azot oksidləri (NO_x), kükürd dioksidi (SO₂), karbohidrogenlər C_nH_m, qurğuşun birləşmələri, qurum (Cədvəl 1).

Cədvəl 1.

Avtomobil ixrac qazlarının tərkibi

İxrac qazın tərkibi	Benzin yanacağı ilə işləyən mühərriklər	Dizel yanacağı ilə işləyən mühərriklər
N ₂ , həcm %	74-77	76-78
O ₂ , həcm %	0,3-8,0	2,0-18,0
H ₂ O (buxar), həcm %	3,0-5,5	0,5-4,0
CO ₂ , həcm %	0,0-16,0	1,0-10,0
CO ^x , həcm %	0,1-5,0	0,01-0,5
Azot oksidləri ^x , həcm %	0,0-0,8	0,0002-0,5000
Karbohidrogenlər, həcm %	0,2-3,0	0,09-0,500
Aldeqidlər ^x , həcm %	0,0-0,2	0,001-0,009
Qurum ^{xx} , t/m ³	0,0-0,04	0,01-1,10
Benzpiren-3,4 ^{xx} , t/m ³	10-20×10 ⁻⁶	10×10 ⁻⁶

^x – Toksik komponentlər, ^{xx} – Kanserojen maddələr.

İxrac qazlarının ümumi həcmi təxminən belədir – 11 benzinin yanmasından 16m³ və yaxud 16000ltr müxtəlif qazların qarışığı əmələ gəlir.

Avtomobil mühərrikində 1 ton benzinin yandırılmasında 180÷300kq karbon oksidi, 20÷40 kq karbohidrogenlər və 25÷45 kq azot oksidləri əmələ gəlir.

Normal rejimdə və normal benzinlə işləyən mühərriklərin ixrac qazlarında, orta hesabla 2,7% karbon oksidi müşahidə olunur. Avtomobilin sürətini azaldanda bu rəqəm 3,9%-ə, asta gedişdə isə - 6,9%-ə qədər arta bilər.

Azot oksidləri (NO, NO₂), mühərrikdə yanacağın yüksək temperaturda yanması zamanı əmələ gəlir. İxrac qazlarda karbohidrogenlərin əmələ gəlməsi, mühərrikdə yanacaqda olan karbohidrogenlərin tam yanmamaları və parçalanmaları ilə əlagəddir. Karbohidrogenlərin bəziləri kanserogendirlər, bunlardan ən təhlükəliləri –3,4–benzpiren, benzopirendir. Avtomobil mühərriklərində yanacağın tam yanmamasından karbohidrogenlərin bir hissəsi tərkibində qatranlı maddələr olan smoqa çevrilir. Bir litr benzinin tərkibində 1q tetraetilqurğuşun ola bilər, bunlar da qurğuşun birləşmələri şəklində parçalanırlar. Doymamış karbohidrogenlər azot oksidi ilə bir olanda fotokimyəvi oksidləşmə baş verir və zəhərli oksigentərkibli birləşmələr, smonun tərkib hissələri əmələ gəlir. Müasir mühərriklərin konstruksiyalarında injeksiyalı yanacağı, katalizatorlar qurğuları, qaz mühərrikləri və s. olduğundan atmosfərə atılan ixrac qazlarını xeyli azaltmaq mümkündür. Son zamanlar müasir avtomobillərin tərkibində toksik maddələri aradan qaldıran yeni katalizatorlardan istifadə olunur [1-4].

Yuxarıda izah olunanları nəzərə alaraq, problemin həllinə yönələn tədqiqat işi aktualdır. Bu baxımdan, tədqiqatların məqsədi, bahalı katalizatorlardan imtina edərək, avtomobilin ixrac qazlarının zəhərli komponentlərdən təmizlənməsidir.

TƏCRÜBƏ

Tullantı qazlarının təmizlənməsinin tədqiqində çəpər boşalmasından istifadə olunmuşdur, çünki, çəpər boşalması, zəhərli komponentlərin zərərsiz birləşmələrə çevrilməsinə, tac və səyriyyən elektrik boşalmalarından fərqli olaraq, aşağıdakı xüsusiyyətlərə malikdir [5-7]:

1. Mikroskopik boşalmaların böyük bir hissəsi bütün boşalma sahəsini doldurur, bunun nəticəsində boşalmada yüklü zərrəciklər olduqca yüksək enerjiyə malikdirlər ki, bu da külli miqdarda atomar oksigenin və ozonun yaranmasına səbəb olur;
2. İxrac qazlarının zəhərli komponentlərinə boşalmanın dağıdıcı təsiri və sonradan onların atomar oksigenlə və ozonla əlavə oksidləşməsi;
3. Çəpər boşalmasının yaranmasında aşağı temperaturlu plazmada çox yüksək enerjili elektron qazı ilə yanaşı aşağı temperaturlu molekulyar qazda mövcud olur. Bu zaman, qazın orta temperaturu ətraf mühitin temperaturundan olduqca az fərqləndiyi üçün böyük enerji itkisi müşahidə olunmur.

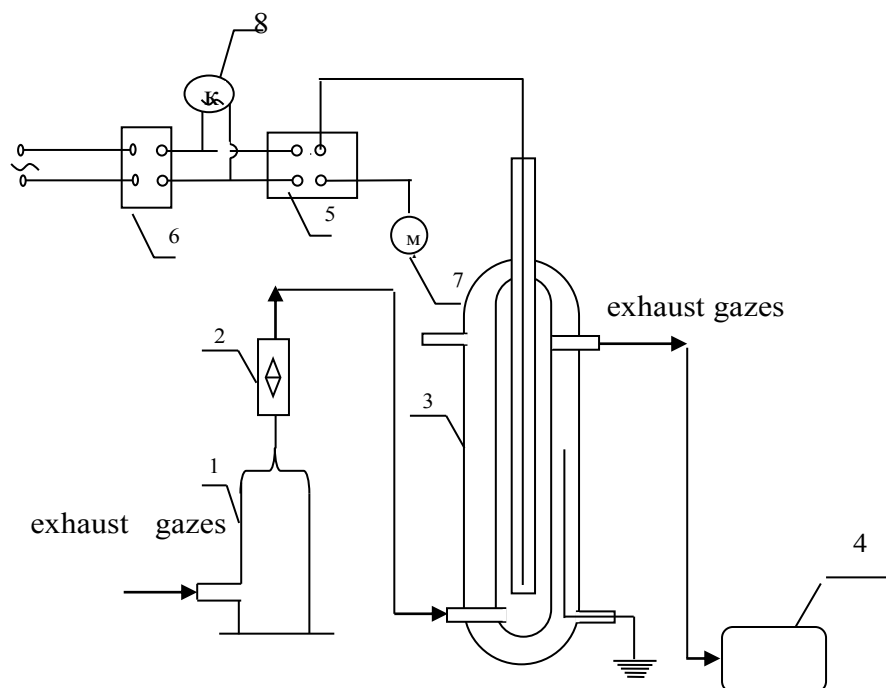
Avtomobil ixrac qazlarının toksikliyi azaltmaq məqsədi ilə aparılan tədqiqat işləri aşağıdakı laboratoriya qurğusunun köməyi ilə aparılmışdır [6].

Laboratoriya qurğusunun sxemi Şəkil 1-də verilmişdir.

Sxemə uyğun laboratoriya qurğusu aşağıda göstərilənlərdən ibarətdir: qaz quruducusu /1/, reometr /2/, ozonator /3/, qazın tərkibini təyin edən Testo aparatı /4/, yüksək gərginlik mənbəyi АИ-80 /5/, yüksəldici transformator /6/, milliampermetr /7/, kilovoltmetr /8/. Laboratoriya qurğusunda əsas tədqiqat işləri ozonatorda aparılır. Ozonator iki borulu şüşə elektrodlardan ibarətdir. İki borulu elektrodların arasındakı məsafədən keçən havadakı oksigen yüksək gərginlikli elektrik sahəsinin təsirindən ozona çevrilir.

Təcrübə üçün avtomobil ixrac qazları balonlara yığılır, reometrlə tənzimlənərək müəyyən sürətlə qurğudan buraxılır. Qurğuda 8÷15Kv yüksək gərginlikdə təcrübə aparılır. İxrac qazlarının tərkibinin analizi təcrübədən əvvəl və sonra Testo aparatı ilə ölçülür.

Avtomobil ixrac qazlarının toksikliyi azaltmaq məqsədi ilə aparılan tədqiqatların nəticələri cədvəl 2-də verilir.



Şəkil. 1.

Avtomobil ixrac qazlarının çəpər boşalmasında təmizlənməsinə aid laboratoriya qurğusunun sxemi :1 – qaz quruducusu; 2 – reometr; 3 – ozonator; 4 – qazın tərkibini təyin edən Testo aparatı; 5 – yüksək gərginlik mənbəyi АИ-80; 6 – yüksəldici transformator; 7 – milliampermetr; 8 – kilovoltmetr.

Aparılan təcrübələrin təhlili göstərir ki, ixrac qazları tərkibində olan karbon oksidi CO və doymamış karbohidrogenlərin miqdarı 8Kv yüksək gərginlik halında 57÷61%, 14÷15Kv gərginlikdə isə 89÷99,9%-ə qədər təmizlənir.

Cədvəl 2.

Avtomobil ixrac qazlarının çəpər boşalmasında təmizlənməsinin nəticələri.

Çəpər boşalma-sının gərgin-liyi	Təcrü-bənin №-si	İxrac qazlarının tərkibi						Təmizlən-mənin, dərəcəsi %
		təcrübədən əvvəl			təcrübədən sonra			
		CO, ppm	CO ₂ , %	O ₂ , %	CO, ppm	CO ₂ , %	O ₂ , %	
8 kV	1	5133	6,04	10,3	2196	2,94	15,8	57,0
8 kV	2	5133	6,04	10,31	2018	6,2	18,2	61,0
14 KV	1	6410	5,03	8,7	705,1	8,4	18,9	89,0
15 kV	2	6410	5,03	8,7	6,38	10,0	19,6	99,0
15 kV	3	6410	5,03	8,7	-	10,2	20,0	99,9

NƏTİCƏ

İxrac qazlarının çəpər boşalmasında zərərsizləşdirilmə proseslərinin mexanizmini açıqlayaq [7].

Benzinin mühərrikdə tam yanması nəticəsində, kimya reaksiyasına əsasən:
 $C_5H_{12} + 8O_2 = 5CO_2 + 6H_2O$, təhlükəsiz CO₂ və su alınır.

Daxili yanma mühərriklərində, təcrübəyə görə, yanacağın yanma prosesi aşağıdakı sxemə əsasən:



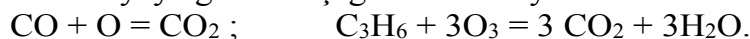
belə ki, CO₂ və H₂O ilə birgə, yanacağın tam yanmaması nəticəsində CO və doymamış karbohidrogenlər alınır. Doymamış karbohidrogenlər, öz növbəsində, aldehidlərə, aromatik karbohidrogenlərə və s. çevrilirlər ki, bu da, ixrac qazlarının toksik hissəsini təşkil edir.

Çəpər boşalmasında ozonun əmələ gəlməsi sxemi:



Beləliklə, işçi vəziyyətində ozonatorada - çəpər boşalmasında, ən yüksək oksidləşdirmə xassəsinə malik olan, atomar oksigen və ozon əmələ gəlir.

İxrac qazlarının toksik komponentləri ozonatora-qurğuya daxil olaraq atomar oksigenlə və ozonla reaksiyaya girərək aşağıdakı reaksiyalara əsasən tam oksidləşirlər:



Beləliklə, toksik CO və C₃H₆ ilə ozon və atomar oksigenin reaksiyası nəticəsində, toksik olmayan karbon qazı və su əmələ gəlir.

Tədqiqatların nəticələri əsasında aparılan hesablamalar göstərir ki, avtomobil ixrac qazlarının zəhərli komponentlərdən təmizlənmə dərəcəsi 89÷99,9% təşkil edir.

1. <http://www.plameqasitel.ru/katalizator.htm>
2. А.с. СССР № 1460368, (1989), МКИ F 01 Б.И. № 3/08.
3. Патент РФ № 2125168, (1999), F 01 N3/08, *Способ очистки отходящих газов*.
4. V.D.Dudişev, *Способ экологической очистки токсичных газов, Реферат*, (2007) 17.
5. F.Ə.Teymurova, *Elektrik boşalmaların təsiri altında fiziki-kimyəvi proseslərin aktivləşmə mexanizmi, Azərbaycan Sənaye və Energetika Nazirliyi, "Azərigaz" QSC-ti, AzETLQİ-nin Elmi əsərlər toplusu: Qazın nəqlə hazırlanması, nəqli, saxlanması və korroziya problemləri, Bakı, "Elm", (2006) 60-66.*
6. Ф.А.Теймурова, Ф.Ш.Джафарова, А.Я.Назарова, *Новая технология утилизации отходящих газов в барьерном разряде, Third Baku International Congress "Energy Ecology Economy", (1995) 140.*
7. Ф.А.Теймурова, *Диссоциация газов в плазме барьерного разряда, Химия высоких энергий, №4 (1991) 378-380.*

INVESTIGATION OF A PURIFICATION PROCESS OF AUTOMOBILES EXHAUST GAS

K.B.KURBANOV, R.N.MEXTIZADE, F.A.TEYMUROVA, F.Sh.JAFAROVA

The impact of the barrier discharge on reducing toxicity of automobile exhaust and flue gases has been researched.

It has been shown that the purification efficiency of the toxic components has been reached 89÷99,9%.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ОЧИСТКИ ВЫХЛОПНЫХ ГАЗОВ АВТОМОБИЛЕЙ

К.Б.КУРБАНОВ, Р.Н.МЕХТИЗАДЕ, Ф.А.ТЕЙМУРОВА, Ф.Ш.ДЖАФАРОВА

Были проведены исследования воздействия барьерного разряда на снижение токсичности выхлопных газов автомобилей. Результаты исследований показали, что степень очистки выхлопных газов автомобилей от токсичных компонентов достигает 89÷99,9%.

Редактор: чл. корр. А.А.Гарибов

ŞÜŞƏVARI SiO_2 – B_2O_3 VƏ SiO_2 – GeO_2 SİSTEMLƏRİNİN AŞAĞI TEMPERATURLARDA İSTİLİK TUTUMUNUN ANOMALİYASI

N.N.ƏLİYEV

Azərbaycan Tibb Universiteti
AZ1007, Bakı şəhəri, Bakıxanov küçəsi, 23
nusreddin.aliyev@mail.ru

Daxil olub: 13.01.2014
Çapa verilib: 14.02.2014

REFERAT

Şüşə və kristallik SiO_2 -nin və şüşəyəbənzər SiO_2 – B_2O_3 və SiO_2 – GeO_2 sistemlərdə 5÷30K temperatur bölümündə $C(T)/T^3$ –asililiğinin gedişində anomaliya müşahidə olunmuşdur. Müəyyən edilib ki, şüşəvari və kristallik SiO_2 -nin $C(T)/T^3$ funksiyası üçün maksimum uyğun olaraq 10K və 9K temperaturda yerləşir. SiO_2 – B_2O_3 və SiO_2 – GeO_2 sistemləri üçün $C(T)/T^3$ asılılığındakı maksimumların yeri həmin sistemlərdə ikinci komponentin konsentrasiyasından və kimyəvi tərkibindən asılı olaraq yüksək temperatur tərəfə sürüşür. Bu sistemlərdə istilik tutumunun temperatur asılılığındakı anomaliya kvazilokal rəqslərin mövcudluğu ilə bağlıdır.

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

GİRİŞ

Ədəbiyyatda şüşəvari materialların fiziki xassələrində müşahidə olunan anomaliyaları yaradan kiçik energetik həyacanlanmaların (1÷10eV) təbiəti haqqında intensiv tədqiqatlar aparılır [1-7]. SiO_2 –nin istilik tutumunun temperatur asılılığı ($C_p(T)$) gedişində iki temperatur bölümündə anomaliyanın olması müşahidə edilmişdir: 1. ~1K temperaturdan aşağıda (1 – ev enerjiyə uyğun) istilik tutumunun xətti temperatur asılılığı bölümünə uyğun anomaliya; 2. ~10K temperatur ətrafında $C(T)/T^3$ – funksiyasının maksimumuna (“ pik”ə) malik olması anomaliyasıdır. Debay nəzəriyyəsinə uyğun olaraq $T < \frac{\theta_D}{30}$ temperatur üçün (burada θ_D – Debay temperaturudur) bərk cismin qəfəsinin istilik tutumu (C_p) kontiniumun elastik rəqsləri ilə təyin edilir və T^3 ilə mütənəsbdir. Amma helium temperaturu bölümündə amorf maddələrin təcrübədən alınan xüsusi istilik tutumunun qiyməti nəzəri hesablanmış qiymətindən əhəmiyyətli dərəcədə yuxarıdır və

$$C = C_1 T + C_3 T^3$$

düsturu ilə ifadə olunur. Burada $C_1 = (1 \div 5) \cdot 10^{-6} \text{ q}^{-1} \text{ K}^{-2}$ və $C_3 > C_D$ (C_3 –ün qiyməti Debay nəzəriyyəsi əsasında alınan C_D –in qiymətindən ~ 3 dəfə böyükdür) – 1K temperaturda elastik kontiniumun xüsusi istilik tutumudur [2]. Qeyd edildiyinə görə kvars şüşə (SiO_2) üçün anomaliyanın xətti 1K temperaturdan aşağıda yerləşir, $C(T)/T^3$ funksiyasının maksimumu isə ~10K temperatura uyğundur.

Amorf materialların (5÷30K) temperatur bölümündə xüsusi istilik tutumunun təcrübi qiymətinin nəzəri hesablanmış 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. Müəlliflərin fikrincə məhz şüşəvari SiO_2 –də kvazilokal rəqslərin yaranması qarşılıqlı əlaqədə olan bir neçə SiO_4 – tetraedrlərin fırlanması prosesi ilə bağlıdır.

Müxtəlif amorf materialların neytronların səpilməsi metodu ilə tədqiqi göstərir ki, baxılan bölümdə rəqs halının enerji sıxlığı Debayın $g_D(w)$ –dan xeyli fərqlənir: $g_D(w) \sim w^2$. Bu anomaliya bütün tədqiq olunan şüşəvari materiallarda, tərkibindən asılı olmayaraq

5 ÷ 30K temperatur intervalında əlavə istilik tutumunun yaranmasına səbəb olur [7,8]. Müəyyən edilib ki, KS (kombinasion səpilmə) və İQ (İnfraqırmızı spektr) spektirində $10 \div 100 \text{ cm}^{-1}$ tezlik və 5 ÷ 30K temperatur bölümündə istilik tutumunun və istilikkeçirmənin temperatur asılılığının anomaliyası nizamsız quruluşa malik materialların quruluş xüsusiyyəti ilə bağlıdır. Əksər müəlliflərin fikrincə bu xüsusiyyəti böyük sayda kvazilokal rəqslərin həyacanlanması (bütün rəqslər halının ~10%) yaradır və bu istilik xassələrində də özünü göstərir [3,11]. Kvazilokal həyacanlanmaları hesablamaq üçün bir neçə müxtəlif modellər təklif edilib. [11] işdə fərz edilir ki, şüşəvari SiO_2 –də kvazilokal rəqslərin yaranması qarşılıqlı əlaqədə olan bir neçə SiO_4 –tetraedrlərinin fırlanması prosesi ilə bağlıdır. Digər müəlliflər SiO_2 –nin torunda (setkasında) iki növ quruluş dəyişikliyinə (topoloji və həndəsi) baş verməsini göstəriblər [9]. Topoloji çevrilmə SiO_2 torunda rabitənin dəyişməsi və yaxud kimyəvi rabitənin qırılması ilə bağlıdır. Həndəsi çevrilmə topoloji çevrilmə baş vermədən Si-O-Si bucaqlarının dəyişməsi ilə müşahidə edilir və kiçik energetik baryerin keçilməsi ilə baş verir. Burada əsas üstünlük həndəsi çevrilməyə verilir və aşağı temperaturalarda anomal xassələrin meydana çıxması bununla izah olunur [10]. Digər işdə də SiO_2 –də quruluş çevrilməsinin həndəsi xarakterdə olması göstərilib [11].

Beləliklə SiO_2 –nin fiziki xassələrinin öyrənilməsində aktiv tədqiqatların aparılmasına baxmayaraq müşahidə olunan anomaliyanın təbiəti sona qədər aydınlaşdırılmamış qalır.

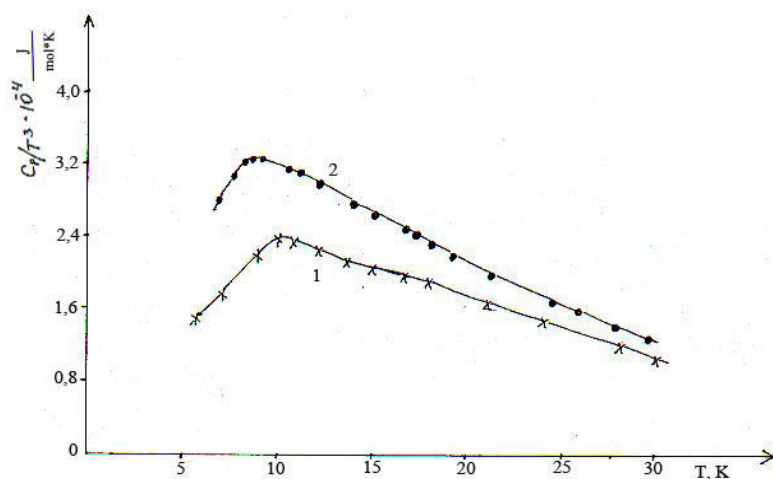
Bizim tədqiqatlarda şüşəvari SiO_2 – B_2O_3 , SiO_2 – GeO_2 , SiO_2 – Al_2O_3 , SiO_2 – TiO_2 , Na_2O – Al_2O_3 – SiO_2 , Na_2O – B_2O_3 – SiO_2 sistemlərdə istilik tutumunun temperatur (5÷300K) və tərkibdən asılılığı öyrənilmişdir [12–14]. Hazırkı işdə şüşə və kristallik SiO_2 –nin, şüşəyəbənzər SiO_2 – B_2O_3 və SiO_2 – GeO_2 sistemlərində istilik tutumunun 5÷30K temperatur bölümündə $C(T)/T^3$ – asılılığı tədqiq edilmiş və anomaliya müşahidə olunmuşdur. Şüşəvari və kristallik SiO_2 –nin $C(T)/T^3$ funksiyası üçün maksimum (“pik”) uyğun olaraq 10K və 9K temperaturda yerləşir (Şəkil 1). Şüşəvari və kristallik SiO_2 –nin aşağı temperaturdakı istilik tutumunun gedişindəki birinci anomaliya fikrimizcə anharmonik

rəqslərin mövcudluğu ilə ikinci anomaliya isə daha yüksək tezlikli rəqslərlə bağlıdır. Eynşteyn nəzəriyyəsinə (yaxınlaşmasına) görə sadə hesablama əsasında şüşəvari və kristallik SiO_2 üçün $C(T)/T^3$ asılılığının maksimumlarına uyğun qəfəs rəqslərinin məxsusi tezliyi üçün 60 cm^{-1} və 77 cm^{-1} qiymətlər alınır.

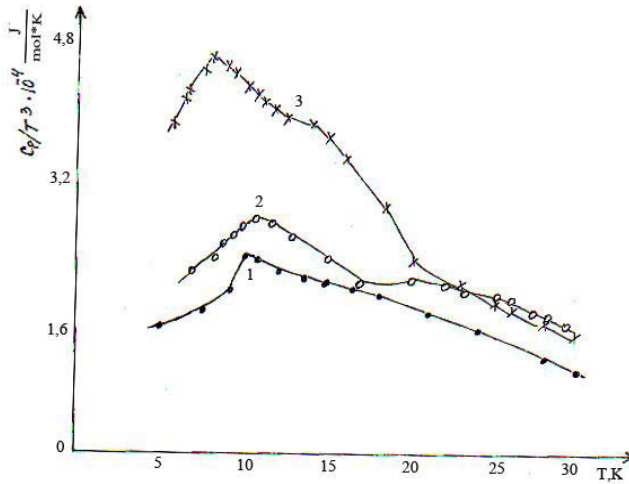
Şəkil 1.

Şüşəvari və kristallik SiO_2 –nin $C(T)/T^3$ temperatur asılığı

1- şüşəvari SiO_2 , 2- kristallik SiO_2 .

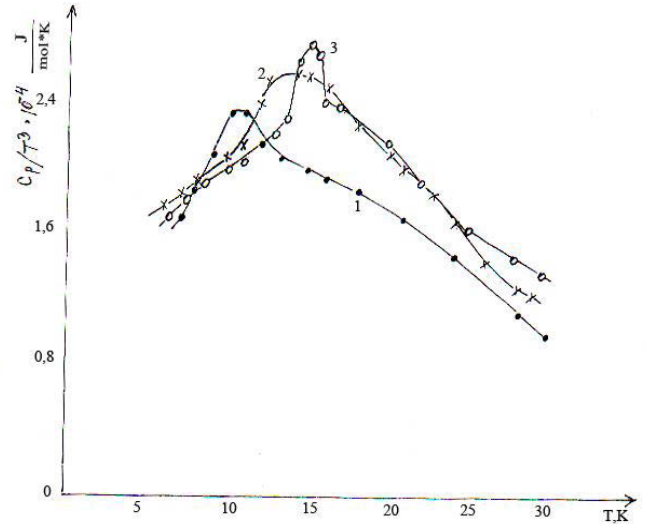


Lakin $C(T)/T^3$ –asılılığındakı maksimumun yeri və amplitudu həmin sistemlərdə ikinci komponentin konsentrasiyasından, kimyəvi tərkibindən asılı olaraq şüşəvari SiO_2 –yə nəzərən müxtəlif olması, yəni əsasən yüksək temperatur bölümünə tərəf sürüşməsi göstərilib (Şəkil 2 və Şəkil 3, Cədvəl). Bu isə [12] işdə göstərildiyi kimi SiO_2 – B_2O_3 , SiO_2 – GeO_2 şüşəvari sistemlərin tərkibində B və Ge atomlarının rolundan asılı olaraq istilik tutumunun izotermnlərinin gedişindəki anomal xarakteri SiO_4 tetraedrləri ilə BO_3 oktaedrləri və GeO_4 tetraedrlərinin öz aralarındakı yaranmış rabitələrin (Si–O–Si, Si–O–B və Si–O–Ge) həndəsi xüsusiyyətinə əsaslanır. Belə ki, şüşəvari SiO_2 –ni B_2O_3 oksidi ilə 20mol% konsentrasiyaya qədər legirə edərkən Si atomu borla əvəz olunur (Si–O–B) [15].



Şəkil 2.

Şüşəvari SiO_2 – B_2O_3 sisteminin $C(T)/T^3$ –nin temperatur asılılığı: 1. Şüşəvari SiO_2 ; 2. 92,22mol% SiO_2 + 7,78mol%B $_2\text{O}_3$; 3. 84mol% SiO_2 +16 mol%B $_2\text{O}_3$.



Şəkil 3.

Şüşəvari SiO_2 – GeO_2 sisteminin $C(T)/T^3$ in temperatur asılılığı: 1- Şüşəvari SiO_2 ; 2- 94 mol% SiO_2 +6mol% GeO_2 ; 3- 89,80mol% SiO_2 +10, mol GeO_2 .

Germanium iki oksidlə (GeO_2) legirə olunmuş şüşəvari SiO_2 –nin infraqırmızı (İQ) spektroskopik metodla tətqiqi nəticəsində 50mol% GeO_2 konsentrasiyaya qədər Si germaniumla izomorf əvəz olunması (Si–O–Ge) müəyyən edilib [16]. Yəni, SiO_2 –nin qəfəsinə daxil olan B və Ge atomları həndəsi olaraq onun Si–O–Si bucağının dəyişməsinə və SiO_2 –də anion karkasın rabitələrinin mütəhərrikliyinin artmasına səbəb olur və ehtimal ki, SiO_2 –də ~10K temperatur ətrafında istilik tutumunun anomaliyasını yaradır. Belə ki, şüşəvari SiO_2 GeO_2 və B_2O_3 oksidlərinin, Me–O–Me bucağının orta statistik qiyməti SiO_2 üçün $143\div 152^\circ$, GeO_2 üçün 132° və B_2O_3 üçün 120° və 130° təşkil edir [17]. Həmin oksidlərdə aşağı temperatur bölümündə $C(T)/T^3$ asılılığındakı maksimumun qiyməti SiO_2 – GeO_2 – B_2O_3 sıra ardıcılığı ilə azaldığı göstərilib [5] .

Bu deyilənlərdən təbii olaraq alınır ki, Ge və B atomları SiO_2 –nin karkasına daxil olaraq Si- atomlarını əvəz edərək, Si–O–Ge (1050sm^{-1}) və Si–O–B (1450sm^{-1}) rabitələrinin yaranmasına, Si–O–Si bucaqlarının dəyişməsi hesabına SiO_2 anion karkasının rabitələrinin mütəhərrikliyinin artmasına, bu da çox ehtimal ki, kvazilokal rəqslərin yaranmasına və aşağı temperaturlarda sistemin istilik tutumunun və digər fiziki xassələrinin anomaliyasına səbəb olur.

Cədvəl.

Şüşəyə bənzər SiO₂-B₂O₃ və SiO₂-GeO₂ sistemlərinin C(T)/T³ asılılığındakı “pik”ə uyğun temperaturalar.

№	Maddə	Temperatur, K
1	SiO ₂ -amorf	11
2	SiO ₂ - kristal	9
3	98, 81 mol % SiO ₂ + 1,19 mol % B ₂ O ₃	17
4	95, 65 mol % SiO ₂ + 4,35 mol % B ₂ O ₃	18
5	92,22 mol % SiO ₂ + 7,78 mol % B ₂ O ₃	12
6	84 mol % SiO ₂ + 16 mol % B ₂ O ₃	9
7	96 mol % SiO ₂ + 4 mol % GeO ₂	14
8	94 mol % SiO ₂ + 6 mol % GeO ₂	14
9	89,80 mol % SiO ₂ + 10,20 mol % GeO ₂	15

ALINAN NƏTİCƏLƏR

Şüşəvari və kristallik SiO₂, şüşəyəbənzər SiO₂-B₂O₃, SiO₂-GeO₂ sistemlərində ~10÷20K temperatur intervalında C(T)/T³ asılılığındakı “pik-in olması həmin sistemlərdə kvazilokal rəqslərin mövcudluğu ilə bağlıdır. Müəyyən edilib ki, SiO₂-B₂O₃, SiO₂-GeO₂ sistemləri üçün C(T)/T³ asılılığındakı maksimumların yeri həmin sistemlərdə ikinci komponentin konsentrasiyasından asılı olaraq yüksək temperatur bölümünə tərəf sürüşür.

1. *Amorphous solids low – temperature properties*, Ed W.A.Phillips, N.Y., (1981) 180.
2. R.O.Pehl, G.L.Salinger, *The anomalous termal properties of glasses at low temperatures, Annals of the New York academy of sciences*, **279**. *The glass transition and the nature glassy state*, Part 4 (1976). *Crtogenic Anomalies*, 150 – 172.
3. N.Bilir, W.A.Phillips, *Phonos in SiO₂: the low temperature heat capacity of cristobalite, Philosoph. May. J. Thearet. Exper. Appl. Phys.*, **32** № 1 (1975) 113–122.
4. И.А.Чабан, *Микроскопическая модель низкотемперных аномалий в диелектрических стеклах, ФТТ*, **21** (1979) 144–1450.
5. J.C.Philips, *T³ specific heat anomaly in network solids, Phys. Rev.*, **32** (1985) 5356–5361.
6. А.А.Волков, Г.В.Козлов, С.П.Лебедев, Я.Летцелт, В.Н.Сигаев, Э.Р.Смелянская, *Спектры поглощения кварцевого стекла и кристаллических модификаций SiO₂ в диапазоне чает от 30–100см⁻¹, Физика и химия стекла*, **16** (1990) 587-592.
7. U. Buchnam et.al., *Low–frequency modes in vitreous silica, Phys. Rev. B*, **34** (1986) 5665–5673.
8. *Amorphous solids: low-temperature properties*, ED.W.A.Philips, Berlin, (1981) 160.
9. C.L.Babcock, S.W.Barber, *Coexiting structur in vitreous silica, Inolustr. Eng. Chem*, **46** №1 (1954) 161–166.
10. А.П.Купер, *Тригональные сетки и эффекты память в стеклообразном В₂О₃, Физика и хим. стекла*, **2** №1 (1976) 24-28.
11. M.R.Vukceovich, *A new interperetation of the anomalous properties of vitreous silica, J.Non Crystalline solids*, **11** №1 (1972) 25–62.
12. Н.Н.Алиев, *Теплоемкость и термодинамические свойства двуокиси кремния, легированной бором и германием при низких температурах, Диссертация на*

соискание степени кандидата физико-математических наук, Баку, (1983) 203.

13. К.К.Мамедом, А.Б.Абдуллаев, Б.З.Шалумов, М.И.Мехтиев, М.Алджанов, Н.Н.Алиев, Д.О.Гумбатов, *Теплоемкость и термодинамические свойства стеклообразных систем SiO_2 – Al_2O_3 и SiO_2 – TiO_2 при низких температурах*, *Физика хим. Стекла*, **11** (1985) 536–541.
14. Н.Н.Алиев, Г.Т.Ахмедли, Ф.Ю.Алиев, *Теплоемкость набриевоборосиликатных стекол при низких температурах*, *Журнал физической химии*, **66** (1992) 417–422.
15. Л.А.Жукова, Б.З.Шалумов, А.И.Кузнецов, В.В.Дьякова, Е.А.Рябенко, С.Л.Антонова, *Исследование двуокиси кремния, легированной B_2O_3 методом ИК спектроскопии*, *Неорганические материалы*, **14** (1978) 687–689.
16. В.М.Костина, А.А.Жукова, А.И.Кузнецов, Б.З.Шалумов, Е.А.Рябенко, *ИК–спектроскопические исследования синтетической SiO_2 легированной GeO_2* , *Неорганические материалы*, **14** (1978) 236–329.
17. D.J.Galeener, *Planar rings in glasses*, *Sol. State Commun.*, **44** (1982) 1037–1040.

ANOMALY IN HEAT CAPACITY of SiO_2 – B_2O_3 and SiO_2 – GeO_2 GLASS-LIKE SYSTEMES AT LOW TEMPERATURES

N.N.ALIYEV

The anomaly “peak” has been observed at the 5÷30K temperature range in $C(T)/T^3$ dependence for glass and crystalline SiO_2 as well as glass like SiO_2 – B_2O_3 , SiO_2 – GeO_2 system. The maximum of $C(T)/T^3$ function for glass like crystalline SiO_2 has been found at 9K÷10K temperatures. However, for the SiO_2 – B_2O_3 and SiO_2 – GeO_2 systems the maxima has depended on the concentration of the second component and displace toward higher temperature region relatively SiO_2 . Such an anomaly for the heat capacity in these materials has been probably related with existence of the quasi-local vibrations.

АНОМАЛИЯ ТЕПЛОЕМКОСТИ СТЕКЛООБРАЗНЫХ СИСТЕМ SiO_2 – B_2O_3 И SiO_2 – GeO_2 ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Н.Н.АЛИЕВ

Для стекловидного и кристаллического SiO_2 и стекловидных SiO_2 – B_2O_3 , SiO_2 – GeO_2 систем в зависимости $C(T)/T^3$ в области температуры 5÷30К наблюдаются аномалии. Максимумы функции $C(T)/T^3$ для стекловидного и кристаллического SiO_2 находится при температурах 10, 9К. Показано, что для систем SiO_2 – B_2O_3 и SiO_2 – GeO_2 , максимумы функции $C(T)/T^3$ зависят от концентрации второго компонента и смещаются в сторону высоких температур.

Редактор: чл. корр. Дж.Ш.Абдинов

ПЛОТНОСТЬ ГЕОТЕРМАЛЬНЫХ И МИНЕРАЛЬНЫХ ВОД ЯРДЫМЛИНСКОГО РАЙОНА АЗЕРБАЙДЖАНА

М.А.ТАЛЫБОВ

*Азербайджанский Технический Университет
AZ 1073 Баку, Проспект Г.Джавида, 25
misirkhantalibov@yahoo.com*

Поступила: 26.12.2013
Принята к печати: 24.01.2014

РЕФЕРАТ

В данной статье приводятся экспериментальные исследования плотности геотермальных и минеральных вод Ярдымлинского района Азербайджана при атмосферном давлении и температурах $T=278.1\div 363.15\text{K}$. Опыты были проведены на установке вибрационного денсиметра DMA 5000M в лабораториях кафедры «Тепло- и хладотехника» Азербайджанского Технического Университета.

Ключевые слова: плотность, минеральная вода, денсиметр, период колебания, термическое расширение.

ВВЕДЕНИЕ

Ярдымлинский район, расположенный на юго-востоке Азербайджана, является одним из красивейших уголков Азербайджана в Талышских горах. Холодные и горячие минеральные источники расположены в различных уголках района, которые используются в лечебных и бытовых целях. Кроме того, благоприятный влажный климат и развитая транспортная сеть обуславливают развитие в районе курортов и туристических баз. В одном из живописных горных уголков района в 25км от дороги Масалли–Ярдымли расположен минеральный источник «Текдам Шалала». Он течет как водопад с двумя ступеням с общей высотой 34м. Водопад обладает высококачественной питьевой водой. Вершина водопада расположена на высоте 1500м. Другие термальные и минеральные источники, такие как Арус, Алиабад, Пештесар, Мирзехан, Союгбулаг, Корбулаг, Багбулаг и др. также представляют огромный интерес в изучении свойств этих вод для будущего практического применения в бытовых, медицинских и лечебных целях.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Работа является частью исследований теплофизических свойств различных геотермальных и минеральных ресурсов Азербайджана, проводимых нами на кафедре «Тепло- и хладотехника» Азербайджанского Технического Университета. В данной работе приводятся результаты плотности геотермальных и минеральных вод Ярдымлинского района Азербайджана при атмосферном давлении и температурах до $T=343,15\text{K}$, которые были измерены с помощью высокоточной установки DMA 5000M компании Anton Paar, Австрия (Рис.1), которая относится к серии установок компании Anton Paar [1-3], которая в 1967 году выпустила первый цифровой денсиметр с осциллирующим U-образным сенсором, что стало поворотным моментом: денсиметры заменили старые гидрометры и пикнометры.

DMA 5000M отлично зарекомендовала себя необычайно высоким уровнем надежности и комфортности для пользователя. Плотномер DMA 5000M предназначен для круглосуточного использования.

Современные модели Generation M - результат долгого развития линий плотномеров DMA, которые оснащены запатентованным осциллятором (AT 399051), встроенным высокоточным платиновым термометром и полной линейкой

коррекции вязкости. Новые возможности обеспечивают полную уверенность в правильности заполнения и качестве получаемых результатов [1-3].

Технические характеристики плотномера DMA 5000M, строгий дизайн и компактные размеры делают его привлекательным приобретением для любой лаборатории. Плотномер автоматически детектирует ошибки заполнения или пузырьки в образце и информирует об этом. Контроль за процессом заполнения ячейки на экране и сохраненные фото позволяют позднее контролировать правильность заполнения и измерения, особенно при использовании автоподатчика. Функция ThermoBalance™ исключает необходимость калибровки при разных температурах и позволяет быстро получить точный результат при любой температуре. Он компенсирует дрейф из-за температурных напряжений, даже когда температура заполнения образца сильно отличается от температуры измерения. Только плотномеры поколения М обладают перечисленными выше возможностями. На данной установке можно измерить плотность жидкости до $\rho=3000\text{кг}\cdot\text{м}^{-3}$ с точностью измерений до $\Delta\rho=5\cdot 10^{-3}\text{кг}\cdot\text{м}^{-3}$. Температура измеряется с помощью платинового термометра сопротивления с точностью 0,001K. Денсиметр DMA 5000M работает на принципе измерения вибрации заполненной жидкостью трубки. Эта вибрация имеет прямую зависимость от плотности, которая анализируется ниже.



Рис. 1.
Плотномер DMA 5000M

Частота f – физическая величина, характеристика периодического процесса, равная числу полных циклов, совершённых за единицу времени

$$f = \frac{1}{\tau} \Rightarrow f \cdot \tau = 1. \quad (1)$$

Во время этой продолжительности фаза колебания получает следующий шаг как 2π

$$\omega_0(t + \tau) + \phi_0 = \omega_0 t + \phi_0 + 2\pi. \quad (2)$$

Из (2) получаем

$$\tau = \frac{2\pi}{\omega_0}, \quad (3)$$

где τ - период колебаний вибрационной трубки, μs ; ω_0 - угловая частота, которая является скалярной величиной меры частоты вращательного или колебательного движения.

В случае вращательного движения угловая частота равна модулю вектора угловой скорости. Угловая частота выражается в радианах в секунду, её размерность обратна размерности времени. Угловая частота вибрационной трубки

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}. \quad (4)$$

Используя уравнения (3) и (4), мы получим следующую зависимость

$$\tau = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}}. \quad (5)$$

Объём вибрационной трубки зависит от геометрических размеров и состояния подвески (Рис. 2).

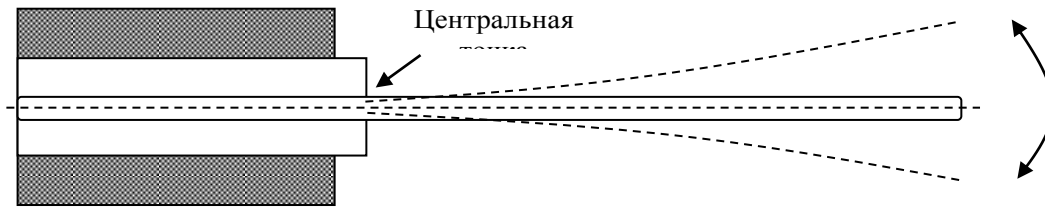


Рис. 2.

Подвешенное состояние вибрационной трубки.

Точка подвешивания является последней точкой независимо закрепленной части установки, в направлении вибрационной части трубки. Тепловое расширение и сжатие являются основными параметрами трубки. Ввиду этого, при калибровке зависимость этих параметров от температуры учитывается непосредственно в коэффициентах.

Масса вибрационной трубки m равна сумме пустой массы трубки в вакууме m_0 и массы заполненной жидкости ρV .

$$\tau = 2\pi \sqrt{\frac{m_0 + \rho V}{k}}, \quad (6)$$

где m_0 – пустая масса U-образной трубки в вакууме, кг; V – объем вибрационной трубки, м^3 ; ρ – плотность жидкости, находящаяся внутри вибрационной трубки, $\text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$; k – коэффициент упругости для трубки найденный на основе закона Гука, $\text{Н} \cdot \text{м}^{-1}$.

Коэффициент упругости в зависимости от размеров и формы трубки пропорционален модулю Юнга для материала трубки. При данном коэффициенте упругости k чувствительность увеличивается с увеличением отношении массы жидкости к массе трубки ($\rho V/m_0$). Для стекла чувствительность большая, для нержавеющей стали и сплавов чувствительность ниже.

Измерение массы жидкости внутри вибрационной трубки затруднительно. В этом случае используя вибрацию трубки и, измеряя ее период, вычисляют плотность жидкости внутри вибрационной трубки. Из (6) находим ниже-следующую зависимость

$$\rho = \frac{\frac{\tau^2 k}{4\pi^2} - m_0}{V} = \frac{\tau^2 k}{4\pi^2 V} - \frac{m_0}{V}. \quad (7)$$

Период τ зависит от упругости и длины трубки. Из (7) видно, что частота гармонического колебания вибрационной трубки прямым образом зависит от плотности жидкости внутри трубки

$$\rho = A_1 - B_1 \tau^2, \quad (8)$$

где
$$A_1(T, P) = -\frac{m_0}{V(T, P)} \text{ и } B_1(T, P) = \frac{k(T, P)}{4\pi^2 V(T, P)}. \quad (9)$$

Коэффициенты $A_1(T, p)$ и $B_1(T, p)$ уравнения (9) могут быть определены анализом зависимости измеряемого экспериментальным путем в широком интервале параметров состояния периода колебаний от плотности как минимум двух жидкостей с известными плотностями.

Перед измерениями установка тщательно промывается водой и ацетоном и продувается воздухом для осушения. Потом в дисплее плотномера контролируется плотность воздуха при температуре окружающей среды, так как измерительная

трубка имеет контакты с окружающей средой. После этого выбирается необходимый режим измерения. Существует десять различных методов, которые используются в зависимости от характера жидкости. Если выбранный метод подразумевает изменение температуры измерения, ThermoBalance точно и быстро стабилизирует результаты [1-3].

После подготовки установки вводится образец в измерительную ячейку. Осциллирующая U-образная трубка заполняется 1мл образца. FillingCheck автоматически определяет ошибки заполнения или наличие пузырьков в ячейке и предупреждает об этом [1-3].

Измерение начинается нажатием кнопки - результат появится в течении несколько секунд. Весь процесс измерения можно видеть на экране. Ошибки, связанные с вязкостью образца, автоматически исправляются. Результат измерения можно увидеть на дисплее, мониторе ПК, распечатать или передать на устройства хранения данных [1-3].

Плотномеры Anton Paar DMA 5000 M совмещают принцип осциллирующей U-образной трубки, встроенную ячейку сравнения, высокоточный платиновый термометр и коррекцию по вязкости во всём диапазоне, что обеспечивает точность измерений. DMA 5000 M вызывает колебание трубки одновременно с фундаментальной резонансной частотой и её гармониками. Измеряются характеристики колебаний, интегрированная ячейка сравнения обеспечивает быстроту этого процесса. Ячейка сравнения находится в близком термическом контакте с U-образной трубкой. Это уникальное расположение позволяет компенсировать все дрейфы, возникающие из-за температурной нагрузки на U-образную трубку. Благодаря этому плотность измеряется с высочайшей точностью, а влияние вязкости автоматически корректируется.

После завершения измерения образец выводится наружу, установка промывается опять водой, ацетоном и продувается воздухом. Таким образом, установка готова к следующим измерениям.

Полученные результаты плотности $\rho/\text{кг}\cdot\text{м}^{-3}$ геотермальных и минеральных

вод Ярдымлинского района Азербайджана при атмосферном давлении и температурах $T=278.15\div 363.15\text{K}$ представлены в Таблице 1 и приведены на Рис.3.

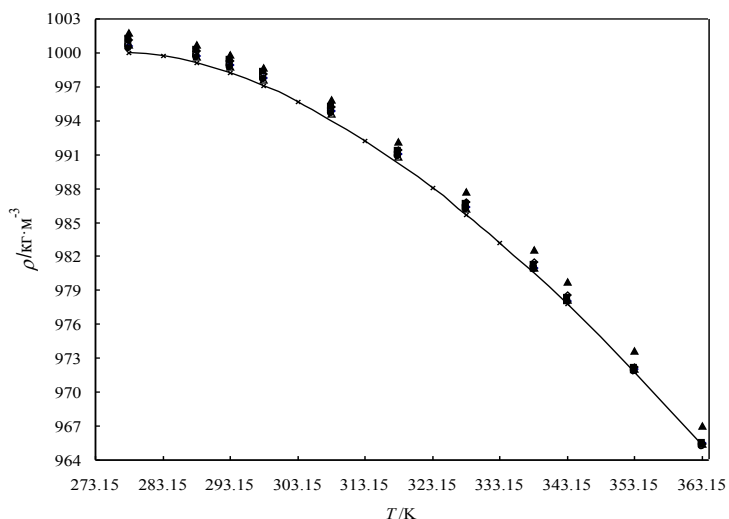


Рис. 3.

Зависимость плотности ρ геотермальных и минеральных вод Ярдымлинского района Азербайджана от температуры: (◆, “Арус”; ■, “Алиабад”; ▲, “Пештасар”; ●, “Шалала”; ◇, “Мирзахан”; □, “Союгбулаг”; △, “Корбулаг”; ○, “Багбулаг”; -- x --, Вода [3]).

В литературе не имеются данные плотности исследованных веществ и таким образом изученные свойства проведены впервые.

Полученные данные плотности $\rho/\text{кг}\cdot\text{м}^{-3}$ геотермальных и минеральных вод Ярдымлинского района Азербайджана при атмосферном давлении и температурах $T=278.15\div 363.15\text{K}$ описаны в зависимости от температуры T/K в нижеследующей форме

$$\rho = \sum_{i=0}^3 a_i T^i, \quad (10)$$

где: a_i - коэффициенты уравнения (10) приведены в Таблице 2 для каждого исследованного образца индивидуально.

Изобарический коэффициент термического расширения $\alpha_p \cdot 10^6/\text{K}^{-1}$ была вычислена для каждого образца, используя нижеследующего термодинамического равновесия:

$$\alpha_p = \frac{1}{v} \left(\frac{dv}{dT} \right)_p, \quad (11)$$

где $v = \frac{1}{\rho}$, ($\text{м}^3 \cdot \text{кг}^{-1}$) специфический объем измеренного вещества.

Полученные результаты изобарического коэффициента термического расширения $\alpha_p \cdot 10^6/\text{K}^{-1}$ также представлены в Таблице 1.

Полученные результаты плотности $\rho/\text{кг}\cdot\text{м}^{-3}$ геотермальных и минеральных вод Ярдымлинского района Азербайджана сравнены с литературными данными плотности чистой воды при различных температурах [4]. Разности этих плотностей $(\rho - \rho_w)/\text{кг}\cdot\text{м}^{-3}$ вычислены и также приведены в Таблице 1.

Таблица 1.

Плотность $\rho/\text{кг}\cdot\text{м}^{-3}$, разность плотности от чистой воды $(\rho - \rho_w)/\text{кг}\cdot\text{м}^{-3}$, дифференциал dv/dT и коэффициент термического расширения $\alpha_p \cdot 10^6/\text{K}^{-1}$ геотермальных и минеральных вод Ярдымлинского района Азербайджана.

“Арус”					“Алибад”				
T	ρ	$\rho - \rho_w$	dv/dT	$\alpha_p \cdot 10^6$	T	ρ	$\rho - \rho_w$	dv/dT	$\alpha_p \cdot 10^6$
278.170	1000.62	0.61	$2.1227 \cdot 10^{-8}$	21.20	278.151	1001.19	1.18	$3.2002 \cdot 10^{-8}$	32.00
288.148	999.75	0.71	$1.3922 \cdot 10^{-7}$	139.2	288.151	1000.29	1.25	$1.4751 \cdot 10^{-7}$	147.6
293.148	998.90	0.75	$1.9471 \cdot 10^{-7}$	194.5	293.151	999.41	1.26	$2.0192 \cdot 10^{-7}$	201.8
298.148	997.81	0.78	$2.4777 \cdot 10^{-7}$	247.2	298.151	998.27	1.25	$2.5411 \cdot 10^{-7}$	253.7
308.149	994.89	0.82	$3.4662 \cdot 10^{-7}$	344.9	308.152	995.25	1.18	$3.5180 \cdot 10^{-7}$	350.1
318.149	991.07	0.79	$4.3576 \cdot 10^{-7}$	431.9	318.152	991.34	1.06	$4.4056 \cdot 10^{-7}$	436.7
328.149	986.42	0.69	$5.1519 \cdot 10^{-7}$	508.2	328.151	986.63	0.90	$5.2041 \cdot 10^{-7}$	513.5
338.280	980.94	0.48	$5.8577 \cdot 10^{-7}$	574.6	338.150	981.24	0.71	$5.9134 \cdot 10^{-7}$	580.3
343.141	978.07	0.34	$6.1609 \cdot 10^{-7}$	602.6	343.151	978.33	0.60	$6.2348 \cdot 10^{-7}$	610.0
353.151	972.01	0.27	$6.7132 \cdot 10^{-7}$	652.5	353.150	972.12	0.38	$6.8104 \cdot 10^{-7}$	662.1
363.150	965.52	0.17	$7.1677 \cdot 10^{-7}$	692.1	363.150	965.49	0.14	$7.2970 \cdot 10^{-7}$	704.5
“Пештасар”					“Шалала”				
T	ρ	$\rho - \rho_w$	dv/dT	$\alpha_p \cdot 10^6$	T	ρ	$\rho - \rho_w$	dv/dT	$\alpha_p \cdot 10^6$
278.151	1001.75	1.74	$5.8095 \cdot 10^{-8}$	58.20	278.150	1000.39	0.38	$2.3542 \cdot 10^{-8}$	23.60
288.148	1000.69	1.65	$1.5350 \cdot 10^{-7}$	153.6	288.148	999.56	0.52	$1.4124 \cdot 10^{-7}$	141.2
293.148	999.81	1.66	$1.9965 \cdot 10^{-7}$	199.6	293.148	998.71	0.56	$1.9643 \cdot 10^{-7}$	196.2
298.140	998.70	1.67	$2.4468 \cdot 10^{-7}$	244.4	298.148	997.60	0.58	$2.4918 \cdot 10^{-7}$	248.6
308.148	995.82	1.75	$3.3182 \cdot 10^{-7}$	330.4	308.148	994.63	0.56	$3.4733 \cdot 10^{-7}$	345.5
318.148	992.13	1.86	$4.1470 \cdot 10^{-7}$	411.4	318.148	990.77	0.49	$4.3571 \cdot 10^{-7}$	431.7
328.148	987.68	1.95	$4.9340 \cdot 10^{-7}$	487.3	328.149	986.12	0.39	$5.1430 \cdot 10^{-7}$	507.2
338.149	982.53	1.99	$5.6792 \cdot 10^{-7}$	558.0	338.149	980.81	0.27	$5.8311 \cdot 10^{-7}$	571.9
343.150	979.71	1.98	$6.0361 \cdot 10^{-7}$	591.4	343.150	977.93	0.21	$6.1385 \cdot 10^{-7}$	600.3
353.150	973.62	1.88	$6.7184 \cdot 10^{-7}$	654.1	353.150	971.83	0.09	$6.6797 \cdot 10^{-7}$	649.2
363.150	966.99	1.64	$7.3588 \cdot 10^{-7}$	711.6	363.150	965.35	0.01	$7.1232 \cdot 10^{-7}$	687.6

ПЛОТНОСТЬ ГЕОТЕРМАЛЬНЫХ И МИНЕРАЛЬНЫХ ВОД
ЯРДЫМЛИНСКОГО РАЙОНА АЗЕРБАЙДЖАНА

Продолжение таблицы 1.

“Мирзахан”					“Союгбулаг”				
T	ρ	$\rho - \rho_w$	dv/dT	$\alpha_p \cdot 10^6$	T	ρ	$\rho - \rho_w$	dv/dT	$\alpha_p \cdot 10^6$
278.160	1001.13	1.12	$4.9462 \cdot 10^{-8}$	49.50	278.150	1000.66	0.65	$2.0724 \cdot 10^{-8}$	20.70
288.140	1000.13	1.09	$1.5037 \cdot 10^{-7}$	150.4	288.149	999.84	0.80	$1.4103 \cdot 10^{-7}$	141.0
293.140	999.26	1.10	$1.9927 \cdot 10^{-7}$	199.1	293.148	998.99	0.84	$1.9732 \cdot 10^{-7}$	197.1
298.140	998.14	1.11	$2.4706 \cdot 10^{-7}$	246.6	298.148	997.87	0.85	$2.5104 \cdot 10^{-7}$	250.5
308.140	995.22	1.15	$3.3934 \cdot 10^{-7}$	337.7	308.149	994.88	0.81	$3.5078 \cdot 10^{-7}$	349.0
318.140	991.44	1.16	$4.2719 \cdot 10^{-7}$	423.5	318.149	990.98	0.70	$4.4021 \cdot 10^{-7}$	436.2
328.160	986.84	1.11	$5.1078 \cdot 10^{-7}$	504.1	328.159	986.28	0.55	$5.1942 \cdot 10^{-7}$	512.3
338.160	981.51	0.98	$5.8979 \cdot 10^{-7}$	578.9	338.150	980.91	0.38	$5.8820 \cdot 10^{-7}$	577.0
343.150	978.59	0.86	$6.2756 \cdot 10^{-7}$	614.1	343.149	978.01	0.29	$6.1875 \cdot 10^{-7}$	605.1
353.150	972.26	0.52	$6.9994 \cdot 10^{-7}$	680.5	353.150	971.86	0.12	$6.7215 \cdot 10^{-7}$	653.2
363.150	965.38	0.03	$7.6789 \cdot 10^{-7}$	741.3	363.150	965.36	0.01	$7.1525 \cdot 10^{-7}$	690.5

“Корбулаг”					“Багбулаг”				
T	ρ	$\rho - \rho_w$	dv/dT	$\alpha_p \cdot 10^6$	T	ρ	$\rho - \rho_w$	dv/dT	$\alpha_p \cdot 10^6$
278.151	1000.71	0.70	$5.1234 \cdot 10^{-8}$	51.30	278.150	1000.59	0.58	$2.8615 \cdot 10^{-8}$	28.60
288.148	999.67	0.63	$1.5588 \cdot 10^{-7}$	155.8	288.147	999.72	0.69	$1.4404 \cdot 10^{-7}$	144.0
293.148	998.77	0.61	$2.0570 \cdot 10^{-7}$	205.4	293.148	998.87	0.71	$1.9837 \cdot 10^{-7}$	198.1
298.148	997.62	0.60	$2.5384 \cdot 10^{-7}$	253.2	298.148	997.75	0.72	$2.5042 \cdot 10^{-7}$	249.9
308.148	994.64	0.57	$3.4507 \cdot 10^{-7}$	343.2	308.148	994.77	0.70	$3.4770 \cdot 10^{-7}$	345.9
318.148	990.82	0.54	$4.2957 \cdot 10^{-7}$	425.6	318.148	990.90	0.63	$4.3590 \cdot 10^{-7}$	431.9
328.148	986.24	0.51	$5.0735 \cdot 10^{-7}$	500.4	328.148	986.25	0.52	$5.1500 \cdot 10^{-7}$	507.9
338.151	980.98	0.44	$5.7843 \cdot 10^{-7}$	567.4	338.152	980.92	0.38	$5.8504 \cdot 10^{-7}$	573.9
343.149	978.13	0.40	$6.1142 \cdot 10^{-7}$	598.0	343.149	978.04	0.31	$6.1662 \cdot 10^{-7}$	603.1
353.150	972.02	0.28	$6.7240 \cdot 10^{-7}$	653.6	353.150	971.90	0.16	$6.7300 \cdot 10^{-7}$	654.1
363.150	965.44	0.10	$7.2664 \cdot 10^{-7}$	701.5	363.150	965.35	0.01	$7.2029 \cdot 10^{-7}$	695.3

Таблица 2.

Коэффициенты A , B , C уравнения (1) для геотермальных и минеральных вод
Ярдымлинского района Азербайджана

	a_0	a_1	a_2	a_3	$\Delta\rho/\rho$, %
“Арус”	289.1200737	6.154054036	-0.0165460368	$0.1300549689 \cdot 10^{-4}$	0.0002
“Алиабад”	155.0720804	7.495162900	-0.0209710653	$0.1783556682 \cdot 10^{-4}$	0.0003
“Пештасар”	416.6976110	5.035652075	-0.0133178150	$0.9979222388 \cdot 10^{-5}$	0.0002
“Шалала”	117.3008927	7.847338192	-0.0220991303	$0.1905713717 \cdot 10^{-4}$	0.0002
“Мирзахан”	373.3171250	5.391559412	-0.0142526287	$0.1072675969 \cdot 10^{-4}$	0.0004
“Союгбулаг”	83.78285636	8.161910315	-0.0230625296	$0.2002468792 \cdot 10^{-4}$	0.0006
“Корбулаг”	289.4733320	6.248701042	-0.0171696353	$0.1401185159 \cdot 10^{-4}$	0.0002
“Багбулаг”	150.5822193	7.532193859	-0.0210993507	$0.1799885975 \cdot 10^{-4}$	0.0002

В данных момент геотермальные и минеральные воды Ярдымлинского района Азербайджана используются в основном в лечебных и питьевых целях. Но используя природные богатства района и отличный климат, из которых преобразуются и обогащаются эти водные источники, здесь можно развивать туристические, лечебные и др. объекты. В этом направлении ведутся работы. В районе уже создано несколько центров отдыха и турбаз.

1. O.Kratky, H.Leopold, H.Stabinger, *Dichtemessungen an Flüssigkeiten und asen auf 0-6g/cm³ bei 0.6cm³ Präparatvolumen, Zeitschrift Angewandte Physics*, **27** (1969) 273-277.
2. H.Stabinger, *Density Measurement using Modern Oscillating Transducers, South Yorkshire Trading Standards Unit, Sheffield*, (1994).
3. H.Fitzgerald, *As assessment of laboratory denisty meters, Petroleum Review*, (1992) 544-549.

4. W.Wagner, A.Pruß, *The IAPWS Formulation 1995 for the Thermodynamic Properties of Ordinary Water Substance for General and Scientific Use*, *Journal of Physical Chemistry Reference Data*, **31** (2002) 387-535.

**AZƏRBAYCANIN YARDIMLI RAYONUNUN GEOTHERMAL
VƏ MİNERAL SULARININ SİXLİĞİ**

M.TALİBOV

Azərbaycanın Yardımlı rayonunun geotermal və mineral sularının sıxlığı atmosfer təzyiqində və $T=278.15\div 363.15\text{K}$ temperatur intervalında DMA 5000M vibrasiya edən borulu densimeter qurğusu vasitəsi ilə ölçülmüşdür.

**DENSITY OF GEOTHERMAL AND MINERAL WATERS
OF YARDIMLI REGION OF AZERBAIJAN**

M.TALIBOV

The experimental investigation of geothermal and mineral waters of the Yardimli region of Azerbaijan at the ambient pressures and temperatures $T=278.15\div 363.1\text{K}$ have been carried out using the vibration tube densimeter DMA 5000M.

Редактор: чл. корр. Дж.Ш.Абдинов

УДК 53(091)

**«КНИГА ВЕСОВ МУДРОСТИ» – СОЧИНЕНИЕ ПО МЕХАНИКЕ,
ГИДРОСТАТИКЕ И ДРУГИМ ДИСЦИПЛИНАМ ФИЗИКИ**

Н.Б.СОЛТАНОВА

*Институт физики НАН Азербайджана
AZ 1143, Баку, пр. Г.Джавида, 131
muzeufizika@yahoo.com*

Поступила: 26.12.2013
Принята к печати: 24.01.2014

РЕФЕРАТ

В статье рассматривается уникальный трактат средневековой науки – «Книга весов мудрости» ал-Хазини (XII в.). Это трактат по механике, гидростатике, гидродинамике и другим разделам физики, содержащий в себе целый ряд конструкций весов с их теоретическими и геометрическими объяснениями. Кроме того, в статье кратко рассмотрены труды ал-Хазини, связанные с астрономией и астрономическими инструментами.

Ключевые слова: весы, удельный вес, металл, драгоценные камни, астрономический инструмент

Средневековый период в развитии точных наук следует считать весьма плодотворным этапом в истории этих наук, особенно на Востоке. В это время жили и работали такие ученые–энциклопедисты как Ибн Сина, Ал-Бируни, Омар Хайям, Туси, Низами. До нас дошла лишь мизерная часть оригинальных историко–научных памятников ушедших веков. И вся беда в том, что мы не можем передать нашим потомкам даже ту небольшую сохранившуюся часть научного наследия. Причин много ... Одна из них, видимо, малоизученность того, что мы получили от своих предков. В настоящее время существует ограниченное число работ, посвященных анализу научного наследия ученых того времени. Но это лишь мизерная капля в море. Нужен глубокий анализ трудов наших предшественников. Изучая эти труды, мы можем получить насыщенное «сегодня» и новые идеи на богатое «завтра».

Во время правления султана Санджара город Мерв (в теперешнем Туркменистане) был литературным и научным центром Востока. При дворе султана Санджара жил и работал чудесный человек, ученый Абд ар-Рахман ал-Хазини (XII в.) [1,2]. Биографических сведений о нем очень мало. Согласно источникам, он византийский грек, принявший ислам, был рабом, затем вольноотпущенником казначея Абу-ль-Хасан ал-Хазина ал-Марвази. Последний дал своему рабу прекрасное философское и математическое образование. Завершив образование, ал-Хазини написал трактат в честь своего господина и учителя, а затем начал работать при дворе Санджара, куда его ввел казначей ал-Хазин. Все остальные его произведения посвящены Санджару. Ал-Хазини был видным математиком, механиком, физиком, астрономом, алхимиком и философом. Ал-Хазини вел очень скромный образ жизни. Семьи у него не было, но было много учителей и учеников. Всех предшественников, чьим трудом пользовался, он считал своими учителями.

Выражение «Слова – цветы, дело – плод» принадлежит ал-Хазини (XII в.). Он, выдвигая свои идеи или даже рассматривая идеи других ученых, давал им теоретическое обоснование. Затем все это находило практическое применение. Научных трудов у ал-Хазини было не мало, но до нас дошли три его крупных сочинения:

1. Астрономический трактат «Санджарский зидж».
2. «Трактат об (астрономических) инструментах».
3. Трактат по механике «Книга весов мудрости» [3,4].

В 80-х годах XX в. германский историк астрономии Р.Лорх обнаружил еще две работы – «Астрономическая таблица» и «Трактат о вращающейся сфере» [4]. Эти трактаты написаны раньше упомянутых выше фундаментальных сочинений. «Трактат о вращающейся сфере» написан не позже 1115 г., к тому же времени предположительно относится и «Астрономическая таблица». «Трактат об астрономических инструментах» тоже, предположительно, написан не позже чем был составлен зидж. Зидж – это сборник тригонометрических и астрономических таблиц, с помощью которых решались такие важные проблемы, как измерение времени, определение положений светил на небесной сфере, моменты их восхода и заката, наступление затмений Солнца и Луны, географических координат местности и т.д.

Основной научный труд ал-Хазини – «Книга весов мудрости», которую с полным основанием можно считать одним из самых значительных произведений по механике, гидростатике и гидродинамике. Эта работа написана для султана Санджара в 515-ом году по хиджре (1120–1121г.г). Свои знаменитые «весы мудрости», теория, конструкция и описание которых послужили основой второго крупного трактата, он изготовил для сокровищницы султана[3].

«Книга весов мудрости» занимает особое место среди трудов подобного рода в средневековой литературе Востока и Запада. Она уникальна по предмету исследования, по разнообразию приемов и методов и по охвату выполненных до него работ. Начало подлинного изучения «Книги весов мудрости» как источника по истории физико-математических наук на средневековом Востоке связано с именем известного немецкого историка науки Э.Видемана (1852–1928г.г.) [4]. Этот ученый в сущности открыл для европейской науки многие арабоязычные источники по истории физики и математики. Его перу принадлежат комментированные переводы на немецкий язык многих трудов ученых Востока, среди которых была и «Книга весов мудрости» ал-Хазини. Работу над «Книгой весов мудрости» продолжил ученик Видемана Т.Ибель, который использовал ее в качестве одного из основных источников в своем труде по истории весов в древности.

В истории средневековой науки Востока и Запада «Книга весов мудрости» не имеет аналога. Это не просто теория и описание конструкций универсальных весов, которыми пользуются как в обычной практике взвешивания, так и в специальных целях: для определения удельного веса металлов и минералов, состава и разделения двух и трех компонентных сплавов и т.д. Структура его книги напоминает структуру современной научной монографии. До изложения собственных результатов автор дает подробный обзор всего, что было сделано в этом направлении его предшественниками. Трактат ал-Хазини «Книга весов мудрости» содержит теорию центра тяжести, теорию рычага, теорию равновесия, проблему его устойчивости, теорию весов и взвешивания. Ал-Хазини рассматривает десять разновидностей весов: от «обычных» весов до сложной конструкции весов мудрости. Особое внимание уделено методам определения удельного веса минералов и металлов. «Книга весов мудрости» дорога для нас и тем, что в ней есть информация о многих не дошедших до нас научных трудах античных и средневековых авторов, таких ученых как Архимед, Менелай, Аристотель, аль-Бируни, аль-Асфизари...

Чрезвычайно добросовестный и критически мыслящий исследователь ал-Хазини использовал в своей работе труды, касающиеся проблемы весов. Он был хорошо знаком с литературой древней и средневековой науки. Ал-Хазини пишет: «Древние указали два пути для познания трудных для понимания... мест на основе высшей мудрости и точного знания. Поэтому мы сочли нужным собрать воедино

все полезное из их сочинений... и при содействии и помощи Аллаха Всевышнего объединить их нашими соображениями по этому поводу» [5].

Ал-Хазини так определяет «весы мудрости»: «Весы мудрости самые честные весы, которыми пользуются люди... Их применяют благодаря точности взвешивания. Весы мудрости помогают нам изучать точный вес взвешиваемого тела. Они превосходят все другие весы, т. к. показывают вес каждого из содержащихся в нем металлов. Они дают возможность узнать вес сплава и его составных частей с малой затратой сил и средств, без очистки и переплавки» [6].

Говоря о преимуществах «весов мудрости» необходимо отметить следующее: 1. точность взвешивания, 2. можно легко отделить чистый металл от подделки, 3. определить состав сплава, 4. по удельному весу тела можно определить вещество, из которого состоит взвешиваемое, 5. установить подлинность драгоценных камней (отличить от подделок и похожих) и др.

«Весы мудрости» это равноплечие рычажные весы с пятью чашами и передвижной гирей, с помощью которых можно взвешивать различные грузы в воздухе и в воде (Рис.1). Утверждая, что «эти справедливые весы основаны на геометрических доказательствах и физических принципах», ал-Хазини имеет в виду сочетание теоретической статики с динамическим учением Аристотеля[3]. При изготовлении конструкции «весов мудрости» ал-Хазини пользовался конструкцией весов своего предшественника ал-Асфизари.

«Книга весов мудрости» состоит из введения, в котором сформулированы цель работы и постановка вопроса, и восьми больших частей – «книг» [6,7]. Первые две «книжки» - общетеоретические, в них изложены современные ал-Хазини основные проблемы теоретической статики, гидростатики и гидродинамики. Третья «книжка» в значительной степени является изложением трактата ал-Бируни об удельном весе и содержит многочисленные таблицы и метрологические данные. Там же говорится и о методах определения удельного веса металлов и минералов с помощью специального, сконструированного ал-Бируни, прибора типа пикнометра. В третьей «книжке» упомянута знаменитая в истории науки «шахматная задача», а также решены некоторые геометрические вопросы. В четвертой и пятой «книжках» рассмотрены все известные автору конструкции «водных» весов, предназначенных для определения удельного веса веществ и состава сплавов, позволяющие отличать подлинные минералы от подделок.

Ал-Хазини описывает 4 типа таких весов: Архимеда (III в. до н.э), Менелая (I-II в.в), ар-Рази (XI в.), Омара Хайяма (XI-XII в.в), далее он говорит о «весах мудрости» Музаффара ал-Асфизари (XI в), усовершенствованные Ал-Хазини, особенности их конструкций, способы сборки и градуировки. Там же приведены 3 способа вычисления состава сплава: арифметический - с помощью пропорций, алгебраический - с помощью решения уравнений первой степени и геометрический.

В шестой «книжке» речь идет о методе решения, так называемой задачи о взвешивании, т. е. задачи о нахождении набора минимального числа гирь определенного достоинства для взвешивания максимального груза. Это задача, которую позже изучали в Западной Европе многие крупные математики, включая Лейбница и Эйлера. В Шестой «книжке» даны сведения о минералах [8].

В седьмой и восьмой «книжках», в основном, описаны модификации весов, предназначенных для различных целей. О теории весов ал-Хазини говорит: «Это искусство... включает в себя искусство геометрии и искусство физики, объединяя их, потому что оно состоит в изучении количественного и качественного...» [6].

В «Книге весов мудрости» особое место занимают вопросы, связанные с силой и весом, центром тяжести, рычагом в движении, равновесием системы тел и её устойчивостью, гидростатикой и гидродинамикой, теорией корабля и т.д.

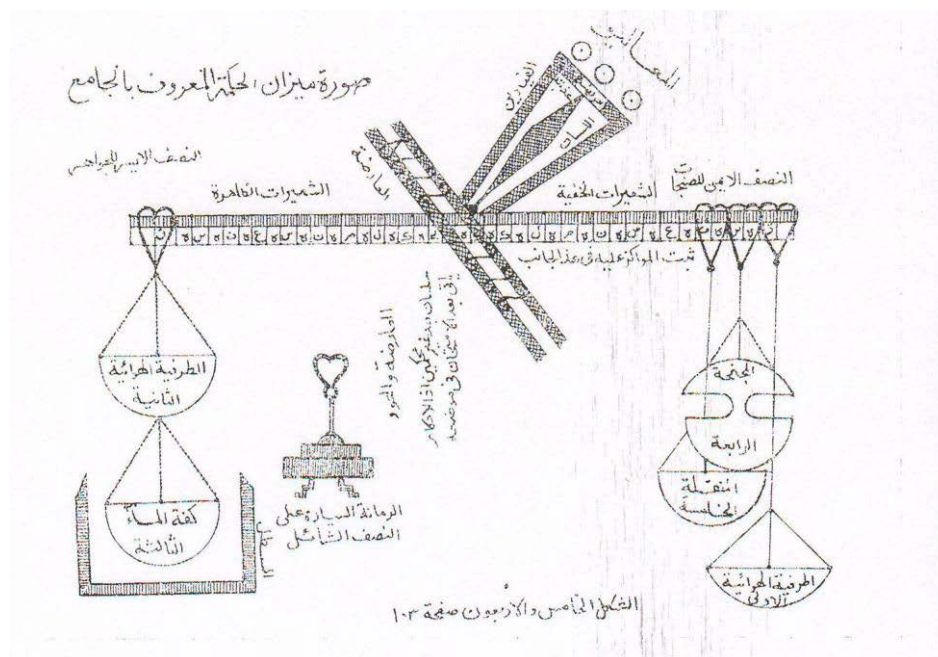


Рис.1.

Изображение «весов мудрости» ал-Хазини в трактате «Книга весов мудрости» [6,7].

Ал-Хазини в «Книге весов мудрости» не только описал методику измерения удельного веса и привел таблицу ал-Бируни, но также представил результаты собственных измерений для 50 веществ (9 металлов, 10 минералов, 13 прочих веществ – материалов, 18 жидкостей) [7]. Эти значения удельных весов получены на основании взвешивания на «весах мудрости». Некоторые из этих измерений приведены в Таблице 1. Очень интересно, что результаты измерения удельного веса ряда металлов и драгоценных камней ал-Хазини (XII в.) практически совпадают с современными данными.

Таблица 1.

Удельные веса некоторых металлов и драгоценных камней [2].

Вещество	уд. вес, по ал-Хазини (г/см ³)	уд. вес, по современ. данным (г/см ³)
Золото	19,05	19,32
Ртуть	13,56	13,55
Сапфир	3,96	3,90
Рубин	3,58	3,52
Изумруд	2,60	2,72
Жемчуг	2,60	2,75
Серебро	10,30	10,50
Медь	8,66	8,93 – 8,95

Для того чтобы достаточно оценить труд ал-Хазини необходимо отметить, что первые измерения удельного веса в Западной Европе были проведены только XVII веке (А.Кихнер). Удельный вес ртути был измерен английским ученым Робертом Бойлем (XVII в). По его измерениям это 13,357г/см³, по ал-Хазини –

13,56г/см³, по современным – 13,55г/м³. Первые таблицы удельных весов типа таблиц ал-Бируни, ал-Хазини в Европе появились только в конце XVIII в.

Подделкой занимались во все времена и везде. Поддельщики тогда уже умели подделывать не только драгоценные металлы, но и драгоценные камни. Поэтому необходимо было научить ювелиров выделять и отбирать «чистые» камни. Для этого необходимо было изучить камни и разработать приемы и методы отбора. Ал-Хазини писал: «... для нас является долгом... облегчить путь к познанию драгоценных камней...» [6]. Этому вопросу ал-Хазини в своей книге уделил большое внимание. Ал-Хазини внес свой вклад в геммологию – науку о драгоценных камнях. Он проделал огромную практическую работу: во-первых, определил отношение между объемом и весом драгоценных камней, во-вторых, отношение между весами разных драгоценных камней одинакового объема, в-третьих, отношение между весами в воде и в воздухе. Ал-Хазини в своей работе опирался на то, что было сделано до него. Это работы ал-Бируни, Ибн Сина, Менелая, ар-Рази...

Вторая глава третьей «книги» трактата называется «Об исследовании драгоценных камней и их отношении друг к другу в объеме». Здесь ал-Хазини часто ссылается на знатока драгоценных камней ал-Бируни [9].

Ал-Хазини изучал драгоценные камни, среди которых выделялся яхонт. Яхонт – так на Востоке называли прозрачные разновидности минерала корунда (окиси алюминия Al₂O₃) различной окраски (яхонт-йакут). В природе встречаются различные цвета этого минерала. Разнообразие цветов объясняется примесями в минерале. Разные примеси окрашивают корунд в различные цвета. Например, окись хрома окрашивает корунд в красный цвет – красный яхонт, он же рубин. Желтый яхонт (корунд) с примесью окиси железа – топаз. Сочетание примесей окиси железа и титана дают синюю окраску. Синий небесный яхонт – сапфир. В зависимости от количества примеси встречаются сапфиры от почти черных до светло-голубых цветов. Одна и та же примесь в разных дозах дает целый набор тонов.

На Востоке красный яхонт (корунд) – рубин – действительно занимал особое положение и ценился очень высоко. Рубин занимает эту ступень благодаря редкости нахождения, твердости, обилию воды, блеску, красной лучистости и устойчивости в огне, большой сопротивляемости всякого рода порче и долгому сроку жизни. Ал-Хазини говорил: «...зумурруд и забарджад подобны серебру... они занимают место после красного яхонта, так же, как серебро следует за золотом и, это ставит и выше жемчуга...». «Зумурруд и забарджад» – это изумруд – зеленая драгоценная разновидность берилла. Нишапурская бирюза всегда имела своих ценителей. Это красивый голубой камень. Ал-Хазини всегда отмечал, что изучать бирюзу было не просто, по той причине, что «...она всегда содержит внутри себя многогородные примеси...» [6]

В «Книге весов мудрости» в разделах о драгоценных камнях также уделено место и сердолику, аниксу, лазуриту, горному хрусталу, фараоновому и простому стеклу. Автор не забыл отметить и рог носорога. Дадим некоторые разъяснения: фараоново стекло – это сорт стекла зеленого цвета, который привозили тогда из Александрии, и ценилось это стекло дорого. «Рог носорога» – это вещество животного происхождения. Говорят, что «рог носорога» есть лобная кость быка. Ал-Хазини отмечает, что «рог носорога» был очень любим у китайцев и восточных турок. И причиной этой любви было то, что кость потеет при приближении яда. В работе автора упомянут и жемчуг. Жемчуг мягок, состоит из слоев, наподобие

слоев лука и превращается на огне в пепел или истлевшую кость. Он также меняет свой цвет от ароматов и душистых снадобий.

В разделах о драгоценных камнях в «Книге весов мудрости» ал-Хазини коротко пересказывает соответствующие разделы «Минерологии» Ал-Бируни, а также приводит результаты своих исследований драгоценных камней, металлов, минералов и жидкостей, которые почти не отличаются от сегодняшних данных. В природе появляются новые неизвестные до этого камни, которые, обладали всеми критериями драгоценных камней. Но бывает и так, что драгоценные камни по определенным причинам с течением времени теряются или совсем исчезают.

«Санджарский зидж» - один из фундаментальных трудов ал-Хазини по астрономии, который, как следует из названия, посвящен султану Санджару. Это одно из немногих сочинений подобного рода, написанное в значительной степени на основе данных собственных наблюдений автора. Видимо ал-Хазини вел свои астрономические наблюдения на созданной в Мерве обсерватории. Прямых сведений об обсерватории в Мерве нет, но исследования известного историка астрономии Э.С.Кеннеди свидетельствуют, что такая обсерватория существовала и, очевидно, была создана при непосредственном участии ал-Хазини, тем более что он был знатоком и конструктором превосходных для того времени астрономических инструментов [3,2]. Санджарский Зидж ал-Хазини содержит координаты нескольких десятков звезд для широты Мерва эпохи 530г. хиджры (1135-1136гг.). Ал-Хазини сравнивал вычисленные и наблюдаемые значения параметров движения Солнца, Луны и планет, их положения во время соединения, противостояний, затмений и т.д. А для этого тоже были необходимы наблюдения в стационарных условиях. Поэтому можно принять точку зрения Э.С.Кеннеди о том, что обсерватория в Мерве существовала.

«Санджарский зидж» был создан предположительно между 1115 и 1120 гг. Зидж не просто сборник таблиц, а это систематическое изложение фундаментальных проблем того времени, относящихся к астрономии и примыкающих к ней вопросов математики, с полным их доказательством, описанием методики наблюдений, вычислений, а также тщательной проверкой результатов наблюдений.

«Трактат об (астрономических) инструментах» был написан до «Санджарского зиджа». Трактат состоит из семи разделов, в каждом из которых содержится описание астрономических инструментов определенного вида (трикветриум, секстант, астролябия, нивелир и др.). Кроме описания инструментов, способов их изготовления и применения в трактате также приведено геометрическое доказательство принципов их конструкций.

Труды ал-Хазини имеют огромное значение для истории науки. Они сыграли важную роль в свое время в развитии механики, астрономии, геодезии... Судя по этим работам ал-Хазини несомненно был видным ученым своего времени.

У ал-Хазини было много учеников, одним из которых можно назвать ас-Самарканди, который как математик, астроном занимался наукой в Марагинской обсерватории Туси. Научную деятельность ал-Хазини можно сформулировать словами Т.Фуллера: «Если вы владеете знанием, дайте другим зажечь от него свои светильники».

Давайте ценить свое прошлое и не терять полученное от предков наследство. Потерянное трудно вернуть...

1. Г.П.Матвиевская, Б.А.Розенфельд, *Математики и астрономы мусульманского средневековья и их труды (VIII-XVIIвв)*, М. Наука, 2 (1983) 180.

2. Я.Г.Дорфман, *Всемирная история физики*, М. Наука, (1974) 352.
3. М.М.Рожанская, *Абу-л-Фатх Абд ар-Рахман ал-Хазини. XII в*, М. Наука, (1991) 190.
4. М.М.Рожанская, И.С.Левина, *Ал-Хазини и его «Книга весов мудрости», Научное наследство. Из истории физико-математических наук на Средневековом Востоке*. М, Наука, 7 (1983) 229-275.
5. М.М.Рожанская, *Механика на Средневековом Востоке*, М. Наука, (1976) 324.
6. Ал-Хазини, *Книга весов мудрости, Научное наследство. Из истории физико-математических наук на Средневековом Востоке*, М, Наука, 6 (1983) 15-140.
7. Н.Ханыков, *Записки о южной части Средней Азии*, Записки Парижского географического общества, 6 (1860) 128.
8. О.Д.Хвольсон, *Курс физики*, (1923) 205.
9. Ал-Бируни, *Сб. сведений для познания драгоценностей (Минералогия) серия «Классики науки» М. Изд. АН СССР*, (1963) 254.

**«MÜDRİKLİK TƏRƏZİSİ KİTABI» – MEXANİKA, HİDROSTATİKA VƏ FİZİKANIN BAŞQA
BÖLMƏLƏRİ HAQQINDA ƏSƏR**

N.B.SOLTANOVA

Məqalədə orta əsrlər elminin dəyərli elmi əsərlərindən biri «Müdrilik tərəzisi kitabı» (əl-Xəzini, XII əsr) araşdırılır. Bu əsərin tərkibində bir neçə tərəzinin konstruksiyası öz nəzəri və geometrik izahə ilə verilir. «Müdrilik tərəzisi kitabı»nı fizikanın mexanika, hidrostatika, hidrodinamika və bir neçə başqa bölmələrinə aid kitab adlandırmaq olar. Bundan əlavə məqalədə əl-Xəzininin astronomiya və astronomik alətlərə aid əsərləri qısa şəkildə araşdırılıb.

**"BOOK BALANCE OF WISDOM" – ESSAY ON MECHANICS, HYDROSTATICS AND OTHER
SECTION OF PHYSICS**

N.B.SOLTANOVA

The article deals with precious medieval science treatise - "The Book balance of wisdom " al-Khazini (XII century.). This work is a product containing a whole range of designs balance with their theoretical and geometrical explanations. It is a treatise on mechanics, hydrostatics, hydrodynamics, and other branches of physics. In addition, the article briefly considered the works of al-Khazini related to astronomy and astronomical instruments.

Редактор: проф. М.И.Мехтиева

AMEA-NIN FİZİKA İNSTİTUTU VƏ FİZİKA ELMİNİN İNKİŞAFI

ABBASOV ABBAS CİLOVDARLI

Azərbaycan MEA- nın Fizika İnstitutu
AZ-1143 Bakı, H. Cavid pr. 33
muzevizika@yahoo.com

Daxil olub: 13.01.2014
Çapa verilib: 14.02.2014

REFERAT

Keçən əsrin əvvəllərində Azərbaycanda Dövlət Universitetinin, Pedaqoji və Politenik İnstitutlarının açılması ölkədə yeni sürətli elmi inkişaf dövrünün başlanmasına səbəb oldu. Bu dövrdə SSRİ EA-nın Zaqafqaziya Filialının Azərbaycan şöbəsinin təşkili və onun tərkibində Fizika Bölməsinin yaradılması Azərbaycanda fizika elminin inkişafında mühüm rol oynamışdır.

Açar sözlər: laboratoriya rəhbəri, direktor, elmi iş, dissertasiya, tədqiqat.

Azərbaycanda fizika elminə aid bilgilərin yaranmasının tarixi çox qədimdir. Bunu arxeoloji qazıntılar zamanı tapılan bəzi əşya nümunələrindən, qədim məişət və əmək alətlərindən, dövrümüzə qədər gəlib çatmış tarixi abidələrdən və s. yəqin etmək olar. Şərq ölkələrində, o cümlədən Azərbaycanda elmi və fəlsəfi fikrin ən yüksək inkişaf dövrü X-XIII əsrlərə təsadüf edir. Bundan sonra, yəni orta əsrlərdə dünya elminin inkişaf mərkəzi Şərqdən Avropaya keçdi. Avropa ölkələrinin bir çox alimləri Şərqdə, hətta bəzən 7-8 əsr əvvəl məlum olan qanunları öyrənib özlərinin yeni kəşfi kimi təqdim etmişlər. Məsələn, müasir fizika elminin XIX-XX əsrlərdə avropalılar tərəfindən kəşf olunduğu qəbul edilmiş bir sıra mühüm qanunlar haqqında dəqiq fikirlərə azərbaycanlı alimlər Əbül Həsən Bəhmənyarın, Nizami Gəncəvinin, Nəsirəddin Tusinin və s. əsərlərində rast gəlinir.

XX əsrdə dünyada baş verən köklü dəyişikliklər yeni elmi inkişaf dövrünün başlanmasına səbəb oldu. Azərbaycanda yeni elmi inkişaf dövrünün başlanğıcı olaraq Demokratik Respublikanın hakimiyyətdə olduğu 1919-cu ili götürmək olar. Həmin ildən Azərbaycanda Dövlət Universitetinin (ADU), bir il sonra Azərbaycan Politenik İnstitutunun (Az.Pİ-indiki Azərbaycan Texniki Universiteti), nəhayət Azərbaycan Pedaqoji İnstitutunun (APİ-indiki ADPU) yaranması və orada kafedraların təşkili ilə yeni elmi inkişaf dövrü başlamış oldu.

Sovet hakimiyyətinin ilk illərində demək olar ki, Azərbaycanda bütün elmlər üzrə elmi-tədqiqat işlərinin təşkilinə Rusiyadan dəvət olunmuş alimlər rəhbərlik edirdilər. Lakin, fizika üzrə elmi-tədqiqat işlərinin təşkilində S.N.Usaty, E.B.Lopuxin, A.Q.Alfimov, İ.B.Kurçatov və s. kimi Rusiyadan dəvət olunmuş alimlərlə yanaşı R.B.Məlikov, B.R.Mirzoyev, A.A.Abaszadə, Z.İ.Əlizadə və M.H.Ramazanzadə kimi milli alimlər də yaxından iştirak etmişlər.

Azərbaycanda fizika elminin yeni inkişafı dövrünü şərti olaraq üç dövrə ayıra bilərik. Birinciyə 1919-1932-ci, ikinciye 1932–1955-ci və bundan sonrakı illəri isə



Professor S.N.Usaty



Professor. E.B. Lopuxin

üçüncü dövrə aid etmək olar. Birinci inkişaf dövrü yeni laboratoriyaların yaradılması və sadə qurğularda təcrübi tədqiqatların başlanması ilə səciyyəvi olmuşdur. İlk fizika təcrübəsinə prof. S.N.Usatıyın rəhbərliyi ilə ADU-da başlanmış və bu təcrübə polad və dəmir çubuqların maqnit momentlərinin dəyişməsi məsələlərinə həsr edilmişdir.

Bir qədər sonra Azərbaycan Politeknik İnstitutunun fizika kafedrasının gənc assistentləri İ.V.Kurçatov və Z.Y.Lobanova bərk cisimlərdə elektroliz, A.Q.Alfimov isə kontaklarda baş verən elektrik hadisələrini araşdırırdı. 1926-cı ildə yaradılmış Azərbaycan Neft Tədqiqatları Institutunun (Az.NTİ) laboratoriyasında V.İ. Tixomirov mayelərin Bertelo bombasında yandırılması üsulunu tədqiq edirdi [1]. Çox keçmədi ki, Az.NTİ-nin tərkibində ən son avadanlıqlarla təchiz olunmuş iki yeni laboratoriya- prof. E.B.Lopuxinin rəhbərlik etdiyi

fizika-rentgen və prof. B.N.Nakaşidzenin rəhbərlik etdiyi fiziki-kimya laboratoriyaları fəaliyyətə başladı.

1930-cu ildə isə Bakıda “Neft təhlükəsizliyi” Elmi-Tədqiqat İnstitutu yaradıldı. İnstitutun yaxşı təchiz olunmuş fizika laboratoriyasında dosent A.Q.Alifimovun rəhbərliyi altında neft mədənlərində və zavodlarında çalışan insanların həyatı üçün təhlükəli və zərərli halları öyrənmək və aradan qaldırmaq məqsədilə tədqiqatlar aparılırdı.

XX əsrin 20-ci illərinin axırlarından etibarən neft sənayesinin inkişafı ilə əlaqədar olaraq Azərbaycanda təcrübə fizikasının inkişafına dövlət qayğısı daha da yaxşılaşdı. Belə ki, Az.NTİ-nin xətti ilə ADU-nun və AzPI-nin fizika kafedralarının laboratoriyaları lazım olan, ölkə daxilində və xaricdə istehsal olunmuş cihaz və avadanlıqlarla təchiz olundu və bu kafedralarla neft sənayesini maraqlandıran bir sıra elmi-tədqiqat işlərinin yerinə yetirilməsi barədə müqavilələr bağlandı. Elmi tədqiqat işləri əsasən neft və neft məhsullarının fiziki xassələrinin öyrənilməsi istiqamətinə yönəldildi. Lakin, bu dövrdə maye və bərk cisimlərin fiziki xassələrinə aid sırf elmi əhəmiyyətli mövzular üzərində işləmək tədqiqatçıları daha çox cəlb edirdi.

Maraqlıdır ki, birinci inkişaf dövrü ərzində fizikanın elmi və nəzəri məsələlərinə aid aparılmış elmi-tədqiqat işlərinin ən mühüm nəticələri 32 məqalə şəklində Respublikanın “ADU-nun Xəbərləri”, “APİ-nin Xəbərləri”, “Az.neft təsərrüfatı”, “Neft təsərrüfatı”, və s. kimi elmi jurnallarında dərc olunmuşdur. Lakin, bu məqalələrin müəllifləri içərisində bir nəfər də azərbaycanlı tədqiqatçı olmamışdır.

1932-ci ilin avqustunda SSRİ EA Zaqafqaziya filialının Azərbaycan Şöbəsinin təşkili və onun tərkibində Fizika Bölməsinin yaradılması ilə fizika elminin ikinci inkişaf dövrü başlamış oldu. Bölmə Təcrübə Fizikası və Geofizika olmaqla iki kiçik bölümdən ibarət yaradıldı və onun direktoru vəzifəsinə professor E.B.Lopuxin, elmi katibi vəzifəsinə isə gənc azərbaycanlı tədqiqatçı A.A.Abaszadə təyin edildi. Bölmənin qarşısına ali məktəblərin və fizika elmi sahəsində çalışan laboratoriyaların elmi-tədqiqat işlərini əlaqələndirmək, yeni-yeni elmi tədqiqat mərkəzləri yaratmaq və milli elmi kadrlar hazırlamaq kimi mühüm tarixi vəzifələr qoyulmuşdu.

Qarşıya qoyulmuş vəzifələri həyata keçirmək üçün dərhal Bölmənin 5-illik iş planı hazırlanıb qəbul edildi. Plana əsasən B.İ.Mixaylovskinin rəhbərlik etdiyi Geofizika bölümü SSRİ EA-nın Bakı seysmik stansiyası ilə birlikdə Metrologiya və Klimatologiya,

Quru Hidrologiyası, Dəniz Hidrologiyası və Xəzər dənizinin öyrənilməsi istiqamətində bir sıra mühüm mövzular üzərində fəaliyyətə başladı.

Təcrübə Fizikası bölümü üçün nəzərdə tutulmuş işlər 5 mərhələdən ibarət planlaşdırıldı. Hər mərhələdə təxminən 7 istiqamət olmaqla 5 ildə 28 mövzu üzrə elmi tədqiqat işinin yerinə yetirilməsi nəzərdə tutuldu. 1934-cü il üçün nəzərdə tutulmuş 4 mərhələli mövzular aşağıdakı kimi təyin olunmuşdu [2]:

1) Neft və başqa faydalı qazıntı yataqlarının geofiziki üsullarla kəşfiyatı üçün dağ-mədən suxurlarının fiziki sabitlərinin təyin edilməsi.

2) Neft və neft məhsullarının fiziki xassələrinin tədqiqi.

3) Cismin mexaniki deformasiyasının onun elektrik və maqnit xassələrinə təsirinin öyrənilməsi.

4) Xəzər dənizi suyunun fiziki xassələrinin öyrənilməsi.

Bu tədqiqat mövzuları Bölmədə çalışan prof. E.B.Lopuxin, baş elmi işçilər A.A.Abaszadə H.İ. Əmirxanov, kiçik elmi işçilər L.Q. Alfimov L.A Sergeyev və M. Ramazanzadə kimi əməkdaşlar arasında bölünmüşdü. Yeni işə qəbul edilmiş kiçik elmi işçi Z.İ. Əlizadəyə isə məsələli cisimlərin nüfuzetmə əmsalının ölçülməsi kimi plandan əlavə mövzu üzərində işləmək tapşırığı verilmişdi.

Planın birinci mərhələsinə uyğun olaraq H.İ.Əmirxanov dağ suxuru nümunələrinin istilikkeçirmə, elektrikkeçirmə və sıxlığı kimi parametrlərinin ölçülməsi, A.Q.Alfimov spektral təhlil üsulu ilə dağ suxurunun tərkibində vanadiumun nisbi miqdarının təyin edilməsi, E.B.Lopuxin isə Abşeronun neft qatından götürülmüş suxur nümunələrinin radioaktivliyinin müəyyənəndirilməsi kimi mövzular ətrafında tədqiqat işləri yerinə yetirmişlər.

İkinci mərhələ daxilində neft və neft məhsullarının özlülüyü öyrənilmiş, Naftalan və Bakı neftinin radioaktivliyi tədqiq edilmişdir. Bu istiqamətdə tədqiqatlar əsasən E.B.Lopuxin, A.A.Abaszadə və N.P.Popov tərəfindən yerinə yetirilmişdir. Bu tədqiqatların nəticəsi olaraq müəyyən edilmişdir ki, Bakı neftinin radioaktivliyi dəniz suyunun radioaktivliyindən təxminən 4 dəfə böyükdür [3].

Üçüncü mərhələnin tələbinə uyğun olaraq prof. Y.B.Lopuxin metalların dartılması və sıxılması zamanı elektrik və maqnit xassələrinin dəyişməsinin tədqiqi ilə məşğul olurdu. Bundan başqa o, Az.NTİ-nin mexanika şöbəsinin elmi tədqiqat işlərinə də rəhbərlik edirdi

Axıncı mərhələyə uyğun olaraq gənc azərbaycanlı tədqiqatçılar A.A.Abaszadə və M.H. Pamazanzadə Xəzər dənizi suyunun elektrikkeçirməsi, istilikkeçirməsi, istilik tutumu, buxarlanma istiliyi və sıxlığı kimi fiziki parametrlərinin və onların temperaturdan asılılığının tədqiqi kimi böyük həcmli elmi məsələni həll etməyə başladılar. M.Ramazanzadə Xəzər dənizi suyunun sıxlığının temperaturdan asılılığını tədqiq edərək onun $4,95^{\circ}\text{C}$ -də maksimum qiymət aldığını müəyyən etdi [4].

İşlərin qaynar çağında professor E.B. Lopuxin 01.02.1935-ci il tarixdə Fizika Bölməsinin direktoru vəzifəsindən istefa verdi. Həmin ilin aprel ayında SSRİ EA Zaqafqaziya filialının Azərbaycan Şöbəsinin qərarı ilə Bölməyə rəhbərlik müvəqqəti olaraq geologiya elmləri namizədi A.İ.Mixaylevskiye tapşırıldı. May ayında isə Sektorun elmi katibi vəzifəsinə gənc fizik A.A. Abaszadə təyin edildi. Həmin ilin oktyabrında SSRİ EA Zaqafqaziya filialının Azərbaycan Şöbəsi ləğv edilib əvəzində SSRİ EA-nın Azərbaycan filialı yaradıldı. Filialın ilk direktoru akademik İ.M.Qubkin oldu. 1937-ci ilin iyul ayında Fizika Bölməsinin elmi işlər üzrə direktor müavini vəzifəsi baş elmi işçi H. İ. Əmirxanova tapşırıldı.



Professor Y.Q.Dorfman

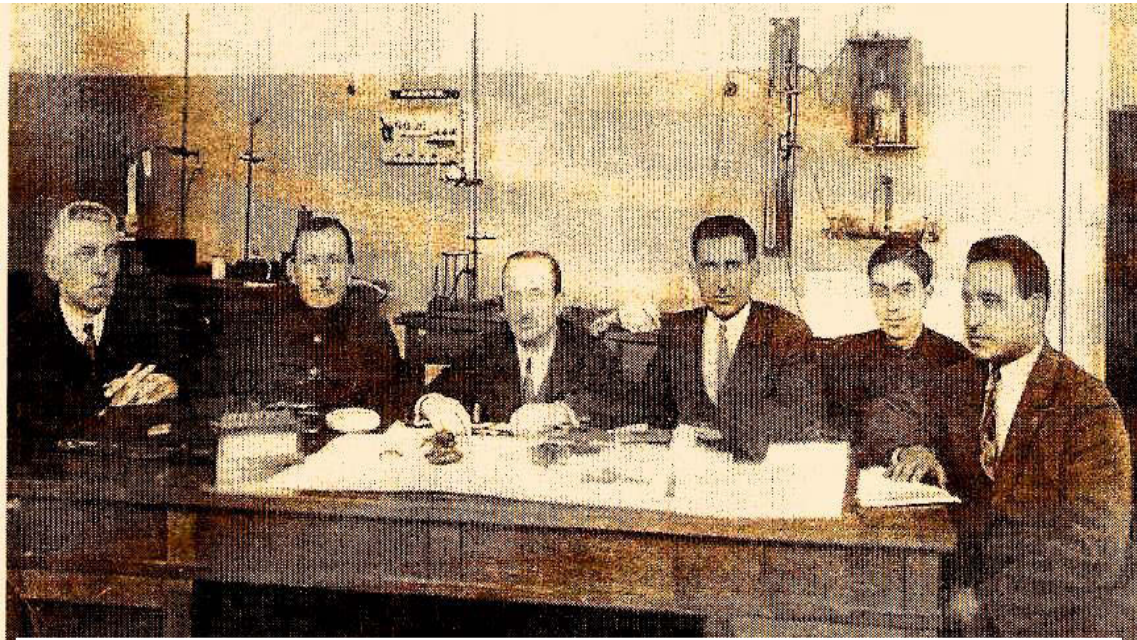
Bu dövrdə professor E.B. Lopuxin kənarda olsa da Bölmənin elmi işlərinə nəzarətini davam etdirir, köməklik göstərirdi. Leningrad Fizika-texnika İnstitutu və onun direktoru akademik A.F.İoffe ilə Bölmə arasında isti əlaqələrin yaranmasında onun çox böyük xidmətləri olmuşdur. Bu əlaqə sayəsində Akademik A.F.İoffe Bölmənin cihaz və avadanlıqla təmin olunmasında fəallıq göstərir, əməkdaşlarına yarımkeçirici maddələrlə işləməyi təklif edir və bu istiqamətdə onların işlərinə rəhbərlik etməyi üzərinə götürür.



Prof. A.A.Abaszadə

5-illik plan üzrə yerinə yetirilmiş elmi işlərin içərisində A.A. Abaszadənin Xəzər dənizi suyunun tədqiqinə həsr edilmiş tədqiqatları xüsusi yer tuturdu. İlk dəfə olaraq azərbaycanlı tədqiqatçı tərəfindən yerinə yetirilmiş bu ilk fiziki tədqiqatlardan samballı elmi nəticələr alınmışdır. A.A. Abaszadə Xəzər dənizi suyunun fiziki parametrlərinin temperaturdan və suyun duzluluq dərəcəsindən asılılığını öyrənmişdir. O, təkmilləşdirilmiş körpü üsulundan istifadə edərək Xəzər dənizi suyunun elektrikkeçiriciliyini, onun suyun temperaturundan və duzluluq dərəcəsindən asılı olaraq dəyişməsinə tədqiq etmişdi [5].

A.A.Abaszadə Xəzər dənizi suyunun tərkibindəki duzların və ionların miqdarının okean suları ilə müqayisədə kəskin dərəcədə fərqli olduğunu nəzərə alaraq onun fiziki xassələrini tədqiq etməyi qərara almışdır. O, Xəzər dənizi suyunun istilik tutumunu təyin etmək üçün geniş nəzəri və təcrübə tədqiqatları aparmış, istilik tutumunun duzluluq dərəcəsindən asılılığını ifadə edən empirik düstur vermişdir [6]. A.A. Abaszadə Xəzər dənizi suyunun xüsusi buxarlanma istiliyini də tədqiq etmiş, böyük elmi və tətbiqi əhəmiyyətli nəticələr almışdır [7].



Fizika Bölməsi. Soldan A.Mixaylovski, A.Alfimov, E.Lopuxin, H.Əmirxanov, L.Sergeev və A.Abaszadə. 1934-cü il.

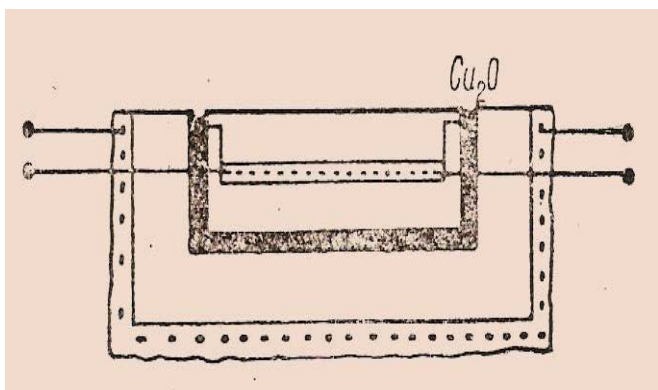
1938-ci ilin yanvarında Bölmənin yeni təyin olunmuş direktoru, əslən leninuradlı, prof. E.B.Lopuxinin və akademik A.F.İoffenin yaxın dostu professor Y.Q.Dorfman fəaliyyətə başlayır. Yeni rəhbərliyin tələbi ilə Bölməyə örtülü iş yeri - Akademianın əsas binasının 3-cü mərtəbəsində sahə ayrılır. Burada hər birinin sahəsi 60 kv. m. olan 2 otaq laboratoriya, 18 kv. m və 11 kv. m. olan kiçik otaqlar isə mexanika və şüşəüfurmə emalatxanası üçün nəzərdə tutulur. Bu zaman Bölmənin cihaz və zəruri avadanlıqlarla təmin olunması sahəsində də müəyyən məsələlər öz həllini tapdı. İlin sonuna yaxın Bölmə maye hidrogen almaq üçün xaricdə istehsal olunmuş qurğu əldə etdi və M.F.Nağıyevin rəhbərliyi ilə qısa müddətdə işə salındı. Ona görə də Bölmədə tədqiqat sahəsi genişləndi və aşağı temperatur laboratoriyasına ehtiyac yarandı. Yeni yaradılmış aşağı temperatur laboratoriyasının rəhbərliyi A. A. Abaszadəyə həvalə edildi və ona neft və neft məhsullarının aşağı temperaturlarda özlüklüyünün dəyişməsinə tədqiq etmək tapşırığı verildi. Lakin, Bölmədə bu laboratoriya üçün yer və avadanlıq çatışmadığından A.A.Abaszadə rəhbərliklə razılaşaraq bu işləri API-də yerinə yetirməli oldu. İlin sonunda Geofizika bölümü Bölmənin tərkibindən çıxarıldı və müstəqil bölmə kimi fəaliyyətə başladı.



Akademik H.İ.Əmirxanov

5-illik plan dövründə Fizika Bölməsinin alimləri nəzərdə tutulmuş işləri geniş ölçüdə yerinə yetirmiş, hətta, plandan əlavə dərin elmi və əməli əhəmiyyət daşıyan tədqiqat işləri üzərində də çalışmışlar. H.İ.Əmirxanov bərk maddələrin istilik və elektrik xassələrinin öyrənilməsi istiqamətində tədqiqatlarını davam etdirərək müəyyən etmişdi ki, maqnit sahəsi və aşağı temperatur şəraiti yarımkeçiricilərdə köçürmə hadisələrinə güclü təsir göstərir.

H.İ.Əmirxanov termoizolyatorların istilikkeçirmə əmsalını tədqiq etmək üçün



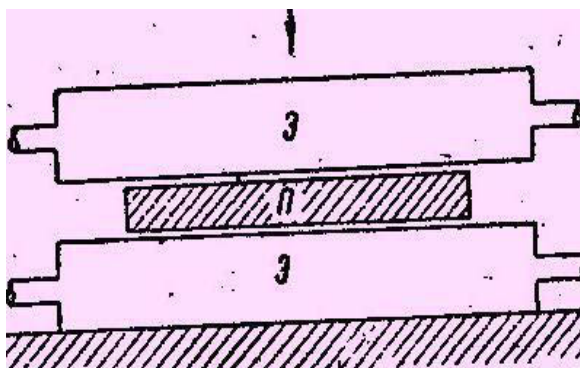
H.Əmirxanovun termoelektrik qızdırıcısı.

termoelektrik qızdırıcısı ixtira etmiş, onu qoruyucu silindirdə yerləşdirməklə istilik itgisinin aradan qaldırılmasına nail olmuşdu [8]. Tədqiq olunan nümunə qızdırıcı ilə, daxilində Arximed spirali açılmış iki dairəvi mis lövhədən ibarət soyuduculardan birinin arasında yerləşdirilir, digər soyuducu isə qızdırıcının üzərində oturmuş olur. Soyuduculardan lazım olan temperaturda qaz və ya maye dövrü yaratdıqda nümunənin səthlərində temperatur fərqi yaranır. Bu fərq

səthlərdə yaranmış və termocütün köməyi ilə ölçülən termoelektrik hərəkət qüvvəsinə əsasən təyin edilir. Nümunədən keçən istilik miqdarı isə qızdırıcının enerji sərfinə əsasən hesablanır. H.İ.Əmirxanovun təklif etdiyi bu üsulla Cu_2O , CuS və PbS yarımkeçiricilərinin istilikkeçirməsinin temperatur əmsalı təyin edilmişdir.

H.İ.Əmirxanov müxtəlif dərəcədə qızdırılmış iki elektrod arasında olan yarımkeçiricinin elektrikkeçiriciliyini tədqiq etmək üçün istilik düzləndiricisi qurğusu yaratmışdır. Yarımkeçirici II nümunəsi hava və ya maye axını ilə soyudulan Θ_1 və Θ_2 soyuducuları arasında yerləşdirilir. Soyuducularda dövr edən maye və ya qaz axınına idarə etməklə nümunənin səthində $0 \div 150^\circ\text{C}$ temperatur yaratmaq mümkündür.

H.İ.Əmirxanov bu tədqiqatları zamanı müxtəlif dərəcədə qızdırılmış lövhələr



H.Əmirxanovun istilik düzləndiriciliyini kəşf etdiyi qurğu.

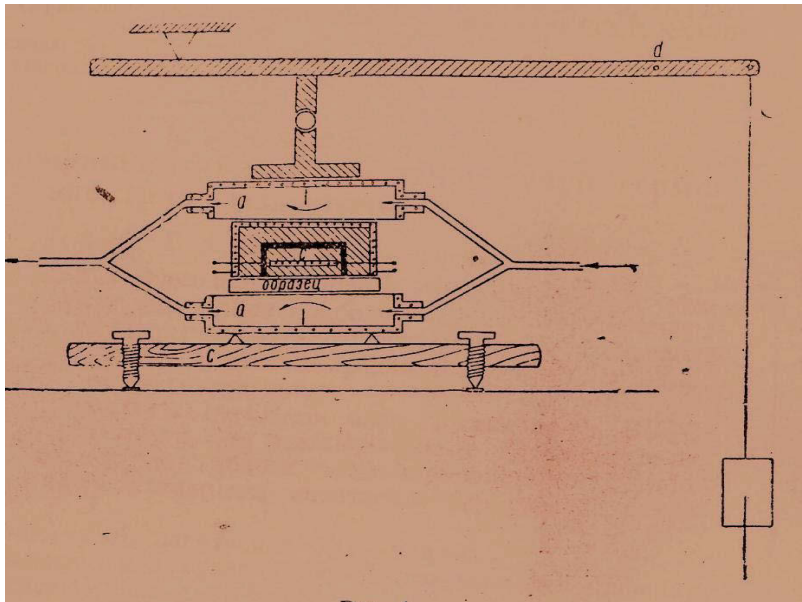
arasında yerləşdirilmiş yarımkeçiricilərin elektrik keçiriciliyində asimmetriya müşahidə etmişdir. Bununla da o, temperatur qradiyenti yaradılmış yarımkeçiricinin elektrik cərəyanı düzləndiricisinə çevrilməsini kəşf etmiş oldu. Müəyyən edildi ki, bu hadisə yarımkeçiricinin növündən, temperatur qradiyentindən, verilən gərginlikdən və ümumi temperaturundan asılı olan yeni bir effektdir [9].

H.İ.Əmirxanov düzləndirici mis təbəqəsinin sərhəddində böyük müqavimətli bağlayıcı təbəqənin olması

haqqında fikirlərə aydınlıq gətirmək üçün istilik zondı cihazı ixtira etmiş və onun köməyi ilə tədqiqat aparmışdır. O, düzləndiricini qızdırıb soyutmaqla müqavimətinin dəyişməsinə tədqiq edərək müəyyən etmişdir ki, belə bağlayıcı təbəqə mövcud deyildir [10].

Z.İ.Əlizadə məsaməli cisimlərin sızma və ya nüfuzetmə əmsalını təyin etməyə imkan verən, hidravlik körpü adlanan cihaz ixtira etmiş və yeni tədqiqat üsulu təklif etmişdir [11]. Burada udulma əmsalı cihazın bir qolunu təşkil edən naməlum cisimlə digər qolunu təşkil edən etalon maddədən ibarət kapilyarların udulma əmsalını müqayisə etməklə hesablanır. Bu işdən alınan nəticələr neft sənayesində və sutəmizləyici qurğuların tikintisində geniş istifadə olunmuşdur.

Fizika bölməsinin əməkdaşları 5-illik plan dövründə dağ suxurlarının yaşını təyin etmək üçün yeni kalium-arqon üsulu işləyib hazırlamış, faydalı qazıntıların və neftin kəşfiyyatı üsullarını təkmilləşdirmiş, mayələrin, neft və neft məhsullarının istilik



parametrlərinin tədqiq sahəsində müəyyən faydalı nəticələr almışlar.

Azərbaycanda fizika elminin ikinci inkişaf dövründə Fizika Bölməsinin əməkdaşları yarımkeçiricilər fizikası, istilik və molekulyar fizika, nəzəri fizika və s. kimi elm sahələrində elmi və əməli əhəmiyyəti olan tədqiqatlar aparmışlar.

H.Əmirxanov istilikkeçiriciliyinin temperatur əmsalının təyini qurğusu.

1941-ci ildə Dünya müharibəsinin başlanması ilə əlaqədar olaraq Fizika Bölməsinin işi yenidən qurulmuş və əməkdaşlara müdafiə və xalq təsərrüfatı əhəmiyyətli problemlər üzərində işləmək barədə göstəriş verilmişdi. Eyni zamanda Fizika Bölməsinin quruluşunda da əsaslı dəyişikliklər edilmişdi. Belə ki, Bölmə aşağıda göstərilən 4 yeni şöbəyə ayrıldı:

1. Neft fizikası şöbəsi (rəhbəri - fizika-riyaziyyat elmləri namizədi, H.İ.Əmirxanov).

2. Metalların molekulyar fizikası şöbəsi (rəhbəri prof. Y.Q. Dorfman).

3. Rentgenoqrafik və optik tədqiqatlar üsulu şöbəsi (rəhbəri prof. A.İ. Vəzirzadə).

4. Nəzəri fizika və riyaziyyat şöbəsi (rəhbəri prof. Z.İ.Xəlilov).

Bölmənin rəhbərliyində də ciddi dəyişikliklər edildi. Onun direktoru vəzifəsinə H.İ.Əmirxanov, elmi işlər üzrə müavini vəzifəsinə isə A. A.Abaszadə təyin edildi.

Bu dəyişiklikdən bir qədər sonra Rentgenoqrafik və optik tədqiqatlar üsulu şöbəsi ləğv edilib əvəzində iki yeni şöbə yaradıldı. Bunlardan Rentgenoqrafik tədqiqatlar şöbəsinə Z.İ.Əlizadə, optik tədqiqatlar şöbəsinə isə F.M.Əfəndiyev rəhbər təyin olundu. Birincidə neft və neft məhsulları ikincidə isə emissiya, adsorbsiya və lüminessent spektroskopiyası sahəsində aparılan tədqiqatlar cəmləşdirilmişdi. Bununla yanaşı onlar neft kəşfiyyatı və neft emalı sənayesi üçün əhəmiyyət daşıyan tətbiqi işlərlə də məşğul olurdular.

Fizika Bölməsi əməkdaşlarının müharibə dövründə aldığı bir çox elmi nəticələr müharibənin gedişində geniş istifadə olunmuşdur. Belə işlərə misal olaraq elektrokimya üzrə tədqiqatlardan, kömür-qrafit çubuqlarının, işıqlanan maddələrin alınması və s. kimi işləri göstərmək olar. Professor Y.Q. Dorfman və Z.İ. Əlizadənin ixtira etdiyi yaralı insan bədənində yad cisimləri aşkar etməyə imkan verən maqnit cihazı- ferrolokometr cəbhədə rentgen kabinetini əvəz edə bildiyi üçün həkimlər arasında böyük rəğbət qazanmışdı. Z.İ. Əlizadənin rəhbərliyi ilə Bakı neftinin emalı prosesində yaranan neft

koksundan rabitə texnikasında istifadə edilməsinin texnologiyası işlənib istifadəyə verilmişdi.

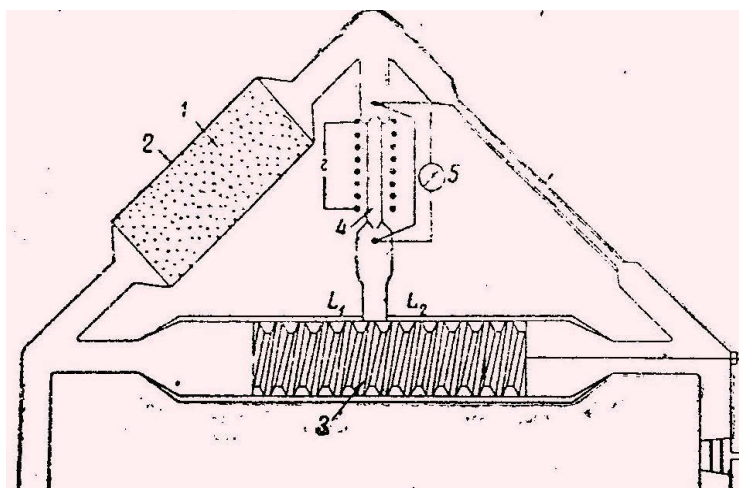
1942-ci ildə Bölməyə kənardan 4 nəfər alim dəvət edilib işə qəbul olundu. Bunlar fizika-riyaziyyat elmləri doktorları professorlar D.B. Qoqoberidze, V.A. Tartakovski və fizika-riyaziyyat elmləri namizədləri M.A. Kajlayeva və M. Əliyev idilər. Rentgenoqrafik və optik üsullarla tədqiqatlar şöbəsinin rəhbəri D.B. Qoqoberidze ilə əvəz edildi.

1944-cü ildə Bölmədə yeni yaradılmış Elektromaqnit rəqsləri laboratoriyasında H.A.Muxtarov yüksək tezlikli elektromaqnit sahəsində nefti, neft məhsullarını və neft emulsiyasını tədqiq etməyə başladı. O, müəyyən etdi ki, mikrodalğaların təsiri ilə mayələrin fiziki xassələri kəskin şəkildə dəyişir.

1945-ci ildə Azərbaycan SSR EA-nın yaranması ilə əlaqədar olaraq Fizika Bölməsinin quruluşunda yenidən dəyişiklik edildi. Bu dəfə Fizika Bölməsi əsasında müstəqil Fizika İnstitutu və müstəqil Riyaziyyat Bölməsi yaradıldı. Fizika İnstitutun direktoru vəzifəsinə fizika-riyaziyyat elmləri doktoru, professor H.İ. Əmirxanov, elmi işlər üzrə direktorun müavini vəzifəsi isə fizika-riyaziyyat elmləri namizədi Z.İ. Əlizadə təyin edildi. Yeni İnstitutun tərkibində aşağıdakı beş yeni elmi tədqiqat laboratoriyası fəaliyyətə başladı:

1. Lay neftinin molekulyar fizikası laboratoriyası - rəhbəri L.A.Sergeyev,

2. Neftin və neft məhsullarının fiziki xassələrinin tədqiqi-rəhbəri S.A.Əbdürrəşidov,



Z.Əlizadənin hidravlik körpüsü.

3. İstilik fizikası laboratoriyası- rəhbəri A.A.Abaszadə,
4. Elektromaqnit rəqsləri laboratoriyası - rəhbəri H.A.Muxtarov,
5. Spektral analiz laboratoriyası- rəhbəri F.M.Əfəndiyev.

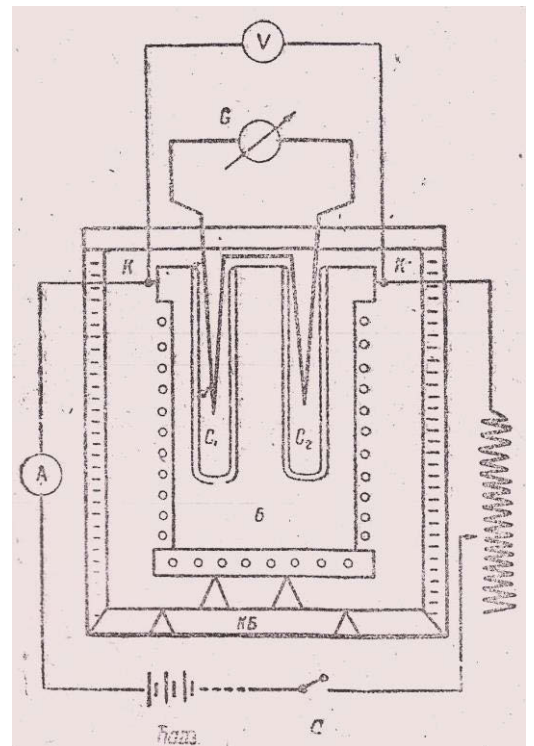
Bu zaman elmi tədqiqat işlərinin istiqamətləri olaraq əsasən neftlə bağlı mövzular müəyyən edildi. Bununla yanaşı İnstitutda bərk cisimlərin kristal quruluşunun, elektrik və istilik xassələrinin tədqiqi kimi elmi əhəmiyyətli tədqiqatlar da aparılırdı.

1945-47-ci illərdə elmi jurnallarda dərc olunmuş məqalələrdən məlum olur ki, Bölmənin əməkdaşları müharibə illərində ciddi elmi tədqiqatlar apararaq bir sıra bərk, maye və qaz cisimlərinin elektrik və istilik xassələrini öyrənmiş, nəticədə yeni qanunlar kəşf olunmuş, təcrübə qurğuları, cihazlar və elmi-tədqiqat üsulları ixtira etmişlər. Məsələn, bu dövrdə H.İ.Əmirxanov yarımkeçirici mis oksidinin istilikkeçirmə xassələrini tədqiq edərkən "istilik düzləndirməsi" effektini kəşf etmiş və onun nəzəriyyəsinə yaratmışdı [12-13]. H.İ.Əmirxanovun rəhbərlik etdiyi aspirantlar H.Abdullaev, Z.Mustafaev, Z.Səmədi, M.Həşim-zadə, və s. bərk cisimlərdə istiliyin ötürülməsi və metal-yarımkeçirici kontaktında elektrik keçiriciliyinin asimmetriyası kimi maraqlı fiziki hadisələrin tədqiqi ilə məşğul olmuşlar.

Bu dövrdə Fizika İnstitutunun istedadlı alimlərindən A.A.Abaszadənin tədqiqatları daha maraqlı olmuşdur. O, nəzəri fizikadan kəşflər etmiş, elmi-tədqiqat işləri üçün yeni cihazlar, qurğular və tədqiqat üsulları yaratmışdır. A.A.Abaszadə dövrünün Debay, Dyüar, Zommerfeld, Kapitsa, Lorents, Nernst, Plank, Eynşteyn və s. kimi görkəmli alimlərinin termodinamika sahəsində fikirlərini təhlil edərək termodinamikanın III qanunu hesab edilən Nernst teoreminə düzəlişlər etmiş, onun yalnız naye və bərk cisimləri əhatə etdiyindən ümumi olmadığını söyləmişdir. O, teoremin bircins mikrozərrəciklərdən ibarət bərk cisim olan cırlaşmış qazlara da aid olduğunu qəbul edərək teoremin ümumi şəklini vermişdir [17]. A.A.Abaszadə qazların cırlaşma şərtini də müəyyən edərək göstərmişdir ki, bunun üçün qazı böyük təzyiq altında sürətlə sıxmaq lazımdır.

Alman alimi V.Nernst tərəfindən istilik qanunu kəşf edildikdən sonra daha dəqiq nəticələr almaq üçün alimlər cisimlərin istilik xassələrinin kalorimetr üsulu ilə tədqiqinə üstünlük verməyə başladılar. Dünyanın tanınmış laboratoriyalarında görkəmli alimlər maddələrin istilik parametrlərini böyük dəqiqliklə təyin etmək üçün müxtəlif növ kalorimetrlər yaradır, tədqiqatlar aparırdılar. Bu zaman bir çox tədqiqatçı alimlər diferensial kalorimetrdən istifadə etməyə daha çox maraq göstərirdilər.

A.A.Abaszadə üzvü maddələrin ərimə və bərkimə istiliklərini və onun temperaturdan və təzyiqdən asılılığını tədqiq etmək üçün dövrünün ən dəqiq kalorimetri hesab edilən mikrodiferensial kalorimetr yaratmaq qərarına gəlir [14]. Bunun üçün o, diametri 52 mm və hündürlüyü 150 mm olan mis silindir çubuğun üst



A.A.Abaszadənin mikrodiferensial kalorimetrimin sxemi.

oturacağında diametri 8 *mm* və hündürlüyü 80 *mm* olan simmetrik və eyni həcmli iki silindirşəkilli oyuq açır. Oyuqlarda ölçüləri eyni olan şüşə və ya misdən hazırlanmış iki borucuğu kip şəkildə yerləşdirməklə iki eyni C_1 və C_2 mikrokalorimetri əldə edir. Şüalanma istiliyini hesaba almaqdan xilas omaq üçün kalorimetrlər eyni şəraitində saxlanılır və onlara istilik verilməsi də eyni sürətlə həyata keçirilir. Bu şəraitdə kalorimetrlərdə eyni maddədən eyni miqdarda olarsa onda onların temperaturları da eyni olacaqdır. Kalorimetrlərdən birinə etalon digərinə tədqiq olunan maddə daxil etmiş olsa onların temperaturları fərqlənəcək. Bu fərq termocütlərin köməyi ilə böyük dəqiqliklə ölçülür və tədqiq edilən maddənin istilik parametrlərinin hesablanması əsas ölçü göstəricisi kimi istifadə edilir.

A.A.Abaszadə cihazın dəqiqliyini sınaqlardan çıxararaq belə nəticəyə gəlmişdir ki, onunla üzvi maddələrin ərimə və bərkimə istiliklərini, bərk maddələrin istilik tutumunu və onların temperaturdan asılılıqlarını yüksək dəqiqliklə təyin etmək mümkündür.

Mayələrin və onların kritik hal rayonu da daxil olmaqla, buxarının istilik tutumunun temperatur və təzyiqdən asılılığının tədqiqi məsələsi alimi çox maraqlandırır. Bu məqsədinə o, 1945-ci ildə Moskva Dövlət Universitetinin mexanika emalatxanasında dövrünün ən mükəmməli sayılan “qızdırılan nazik tel” əsaslı kalorimetrlərini yığmış və orada, molekulyar-istilik hadisələri laboratoriyasında sınaqdan keçirmişdi [15].

A.A.Abaszadə bu cihazla benzol, toluol və ksilol mayələrini və onların buxarlarını tədqiq edərək müəyyən etmişdir ki, kritik halda bütün mayələrin istilikkeçirməsi mayələrə xas olan qiymətdən buxara xas olan qiymətə qədər monoton şəkildə azalır, ona görə də qaz və maye hallarına məxsus istilikkeçirmə əyriləri kritik hal rayonunda birləşərək bir bütöv əyriyə çevrilir [16].

A.A.Abaszadə mayələrin istilik tutumunu nəzəri üsulla da tədqiq etmiş, onu hesablamaq üçün yeni düsturlar vermişdir. Bu düsturlarla o, 20-yə qədər qeyri-üzvi mayenin istilikkeçirməsinin temperaturdan, bəzi hallarda isə təzyiqdən asılılığını hesablamış, aldığı nəticələr dünya ədəbiyyatında məlum olan təcrübi qiymətlərə çox yaxın olmuşdur.

Müharibə illəri dövründə A.A.Abaszadə termodinamika və molekulyar fizika sahəsində müəyyən nəzəri məsələlərin həllinə də nail olmuşdu. Belə ki, onun Nernst teoremi və ya termodinamikanın üçüncü qanunu üzərində etdiyi dəqiqləşmələr dünyanın məşhur fizika alimləri tərəfindən müsbət qəbul edilmişdi. A.A.Abaszadə qazların sərbəstlik dərəcəsinin hesablanması üçün yeni üsulunu vermiş, çoxatomlu qazların istilikkeçirməsinə və özlülüyünə aid olan Piddek düsturunu geniş temperatur aralığı üçün ümumiləşdirmişdik [18]. Onun rəhbərliyi ilə müxtəlif dərinliklərə məxsus neft nümunələrinin istiliktutumu və istilikkeçirməsi tədqiq edilmiş və by kəmiyyətlərin dərinlikdən asılılıq qanununu kəşf edilmişdir.

F.M.Əfəndiyevin rəhbərlik etdiyi Spektroskopiya laboratoriyasında yerli maddə filizlərinin tərkibində gümüş, mis, kobalt, kadmium, bismut və s. elementlərin miqdarının təyini istiqamətində tədqiqatlar aparılmış, işıq şüasının təsiri ilə məhluldakı elementin həyəcanlanması xassəsinə əsaslanan yeni üsuldən istifadə edilmişdir [19].

H.A.Muxtarovun rəhbərlik etdiyi Elektromaqnit rəqsləri laboratoriyasında *s.m*-lik elektromaqnit dalğaları ilə tədqiqatlar aparılmış, dalğanın güclü udulmasına səbəb olan filiz nümunələrinin elektrik parametrlərini təyin etmək üçün yeni üsulla araşdırmalar aparılmışdır. Bu istiqamətdə alınan nəticələr nəzəri cəhətdən də maraqlı olmuşdur.

Fizika İnstitutu ölkə daxilində qarşıya çıxan elmi-texniki problemlərin həllində də fəal iştirak etmişdi. Məsələn, 1947-ci il yanvar ayının 27-də Mingəçevir Su Elektrik stansiyasının və Mingəçevir şəhərinin tikintisi zamanı güclü partlayışlardan yaranan problemləri öyrənmək və aradan qaldırmaq üçün Azərbaycan EA-nın alimlərin və tikinti mühəndislərinin daxil olduğu 53 nəfərlik ekspedisiyanın tərkibinə A.A.Abaszadə, H.M.Abdullayev, M.A.Həşimzadə, X.İ.Məmmədov və L.A.Sergeyev kimi fizika alimlərindən ibarət heyyyət də qatılmışdı [20]. Bir il Mingəçevir şəhərində olub tədqiqat aparan fiziklər partlayış zamanı palçıq hissələrinin atılma sürətini və yayılma radiusunu, partlayışın mərkəzində hava sütununun daxilində yaranan təzyiqin ədədi qiymətini hesablamış və çox dəyərli nəticələr alınmışlar.



Soldan: A.A.Abaszadə, H.Abdullaev və M.Həşimzadə. Mingəçevir. 1947-ci il.

1947-ci il oktyabr ayının 15-də Azərbaycan EA-nın Rəyasət Heyyyətinin iclasında qərara alınır ki, müstəqil Fizika İnstitutu ilə

Riyaziyyat bölməsi birləşdirilsin, Fizika və Riyaziyyat olmaqla iki şöbədən ibarət yeni Fizika və Riyaziyyat İnstitutu yaradılsın. Fizika şöbəsinə professor H.İ.Əmirxanov, Riyaziyyat şöbəsinə isə professor Z.İ. Xəlilov rəhbər təyin edildi

1949-cu ildə A.Abaszadənin Azərbaycan Dövlət Pedaqoji İnstitutuna, F.M.Əfəndiyevin Azərbaycan EA-nın Kimya İnstitutuna keçməsi ilə əlaqədar olaraq onların rəhbərlik etdikləri laboratoriyalar bağlanaraq və əvəzində yeni Elektromaqnit rəqsləri və Astrofizika laboratoriyası yaradıldı.

1. X.И.Амирханов, А.А.Абасзаде и др., *Развитие физики в Азербайджане за годы Советской Власти*, Изв. АН Аз. ССР, № 10 (1947) 31-40.
2. *Fizika sektorunun 1932-1937-ci illər üçün iş planı, Azərbaycanda elmi irsin toplanması və sistemləşdirilməsi mərkəzi*, Fond 5, опись 2, ар.х. 567, kor 63. (1932) Лист 7.
3. Е.Б.Лопухин, И.П.Попов, А.А.Абасзаде, *Исследование нефтей Бакинского района на содержание радия*, Труды АзО ФАН, 7 (1934) СТР.
4. М.Г.Рамазанзаде, *Определение температуры наибольшей плотности воды Каспийского моря*, Труды АзИИ, 1 №19 (1939) 24-31.
5. А.А.Абасзаде, *К вопросу об электропроводности воды Каспийского моря*, Труды Аз. ФАН, физ.-хим. серия, 3/38 (1938) 117-132.
6. А.А.Абасзаде, *Исследование теплотемкости воды Каспийского моря*, Труды Аз.ФАН, физ.-хим. серия, 3/38 (1938) 95-117.
7. А.А.Абасзаде, *Исследование теплоты испарения вод Каспийского моря*, Труды Аз. ФАН, физ.-хим. серия, 1/58 (1939) 21-33.
8. X.И.Амирханов, *Термоэлектрический нагреватель для определения коэффициента теплопроводности*, Труды Сектора Физики, Вып.1 (1940) 45-49.
9. X.И.Амирханов, *Ассимметрия электропроводности олупроводников между различно нагретыми электродами*, VII Труды Сектора Физики, Вып.1 (1940) 49-54.

10. Х.И.Амирханов, *Исследование «Запирающего слоя» тепловым зондом, Труды Сектора Физики*, Вып.2 (1940) 3-8.
11. З.И.Ализаде, *Новый метод определения коэффициента фильтрационной проницаемости пористых тел, Труды Сектора Физики*, Вып.1 (1940) 17-25, Аз.ФАН, физ.-хим. серия, **1/58** (1939) 21-13.
12. Х.И.Амирханов, *Тепловое выпрямление, Изв. АН Аз. ССР*, №1 (1946) 3-37.
13. Х.И.Амирханов, *Исследование теплопроводности закиси меди, Изв. АН Аз. ССР*, №1 (1946) 3-13.
14. А.А.Абасзаде, *Микродифференциальный калориметр, Изв. АН Аз. ССР*, №2 (1945) 12-20.
15. А.А.Абасзаде, *Новый прибор для измерения теплопроводности жидкостей и паров при высоких температурах и давлениях, ДАН Азерб. ССР*, **3** № 1 (1947) 3-7.
16. А.А.Абасзаде, *Исследование теплопроводности некоторых органических соединений в критической области, ДАН СССР*, **68** (1949) 665-668.
17. А.А.Абасзаде, *О теореме Нернста, Известия АН Аз. ССР*, № 4 (1946) 23-29.
18. А.А.Абасзаде, *Об одном методе подсчета общего числа степеней свободы газовых молекул, ДАН Азерб. ССР*, **3** № 6 (1947) 243-247.
19. Ф.М.Эфендиев, *Применение высоковольтной дуги в спектральном анализе растворов, Изв. АН СССР, Серия Физики*, №6 (1945) 719-720.
20. *Стенографический отчет отдела физ.-мат. наук и нефти, Azərbaycanca elmi irsin toplanması və sistemləşdirilməsi mərkəzi*, Фонд 7, опись 1, ар.х. 387, кор.35, лист 46, 4-5. X1. (1947).

NAS AZERBAIJAN AND DEVELOPMENT OF PHUZIKS SCIENTIFIC

ABBASOV ABBAS CİLOVDARLI

The rapid development of science including physics has started at the beggining of XX centary with the creation of University and Institutes.The leading part in the development of physics sciences played the Institute of physics in our coantry.

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ НАН АЗЕРБАЙДЖАНА И РАЗВИТИЕ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

АББАСОВ АББАС ДЖИЛОВДАРЛЫ

В начале XX века с созданием вузов в Азербайджане началось бурное развитие наук, в том числе и физической. Важную роль в этом сыграл Сектор Физики Отдела Азербайджана Закавказского Филиала АН СССР.

Редактор: проф. С.И.Мехтиева

MÜNDƏRİCAT

Akademik Arif Paşayev – 80.....	3
Akademik Eldar Salayev- 80.....	4
Nazim Məmmədov – 60.....	5
Mürəkkəb formalı kvant çuxurunda ikiölçülü elektron qazının kimyəvi potensialı B.M.Əsgərov, S.R.Fiqarova, G.N.Xasıyeva.....	6
Kvant məftilin qeyri-stasionar elektrikkeçirməsi R.Q.Ağayeva.....	12
Mikroməsaməli silisium əsaslı etanol yanacaq elementləri T.C.Cəfərov, Ş.X.Rahimov, A.F.Nabiyeva, S.Aydın Yüksel.....	15
Samariumla aşqarlanmış şüşəvari halkogenid yarımkeçirici As-Se-S və As-Se-Te sistemlərində aşağı tezlikli kombinasiyalı səpilmə spektrlərinin xüsusiyyətləri G.A.İsayeva, R.İ.Ələkbərov, S.İ.Mehdiyeva, A.İ.İsayev.....	21
Lazerlə həyəcanlamada GaSe kristallarının fotokeçiriciliyinə anizotropiyanın və qeyri- xətti udmanın təsiri A.H.Kazımzadə, V.M.Salmanov, İ.M.Əliyev, Ə.A.Salmanova, Ə.H.Hüseynov, R.M.Məmmədov.....	32
InAs maya kristalının istifadəsi ilə ikinci komponentlə qidalandırılan ərintidən alınan InAs-GaAs monokristallarında komponentlərin konsentrasiya profili V.K.Kazımova, S.M.Bağirova, V.V. Mir-Bağirov, L.Ə.Hüseynli, H.X.Əjdərov.....	38
GaAs və GaAs<Te> yarımkeçirici əlavəli yuxarı sıxlıqlı polietilen nazık kompozit təbəqələrinin optik udulma spektrləri M.İ.Əliyev, N.N.Hacıyeva, G.B.Əhmədova.....	43
TlGa _{1-x} Er _x S ₂ bərk məhlulların sintezi, rentgenfaza analizi və fiziki xassələri S.N.Mustafayeva, Y.Q.Əsədov, E.M.Kərimova, M.M.Əsədov.....	47
InGaTe ₂ birləşməsinin qəfəs parametrlərinin, elektron və dəşiklərin effektiv kütlələrinin hesablanması E.M.Qocayev, Z.A.Cahangirli, Ü.S.Abdurəhmanova.....	54
Çoxralski və Bricmen üsulları ilə alınan InSb-AlSb bərk məhlul monokristallarında komponentlərin paylanması modeləşdirilməsi V.K.Kazımova, M.Ə.Əkpərov, Ə.İ.Ələkpərov, H.X.Əjdərov.....	59
Polimer +InP kompozitlərində İQ udulma spektri M.İ.Əliyev, Ş.Ş.Rəşidova, N.N.Hacıyeva S.M.Rzayeva, M.A.Hüseynova, İ.M.Əliyev, A.Ə.Əliyev.....	63
Sm ilə aşqarlanmış Se ₉₅ Te ₅ şüşəvari halkogenid yarımkeçiricisində işığın kombinasiyalı səpilməsi S.U.Atayeva, A.İ.İsayev, S.İ Mehdiyeva, S.N.Gəribova.....	67
Bəzi amidlərin və onların dioksanda məhlullarının dielektrik xassələri S.T. Əzizov.....	74
Ekstruziya olunmuş Bi ₈₅ Sb ₁₅ bərk məhlullarının strukturu və termoelektrik xassələri M.M.Tagiyev, T.C.Əliyeva, G.C.Abdinova, N.M.Axundova, T.İ.Piriyeva.....	80
FeIn ₂ Se ₄ monokristalının dielektrik nüfuzluğunun dəyişən elektrik cərəyanının tezliyindən və temperaturdan asılılığı N.N.Niftiyev, O.B.Tağıyev, F.M. Məmmədov, M.B.Muradov.....	85
SrAl ₂ O ₄ :Eu ²⁺ nanofosforların alınması və lüminessensiya xassələri S.A.Məmmədova.....	91
Al-Al ₂ O ₃ -Ag MOM strukturuna tunel spektroskopiyaya üsulunun tətbiqi G.S.Hacıyeva, İ.Ə.Əhmədov, N.N.Əbdul-Zadə, X.D.Cəlilova.....	95
TlTe kristalında istilik tutumu, termodinamik parametrlər və faza keçidi A.M.Abdullayev, E.M.Kərimova, L.N.Əliyeva, S.S.Abdinbəyov, P.H.İsmayılova.....	98

TRIGA MARK II TİPLİ tədqiqat reaktorunda neytron şüalanmasının təsirinə məruz qalmış SiO_2 nanobirləşməsinin aktivlik analizləri	
E.M.Hüseynov, A.A.Qəribov, R.N.Mehdiyeva.....	102
Mayelərin istilik tutumuna dəyişən elektrik sahəsinin təsiri	
H.Q.Həsənov, A.N.Cəfərova, M.Ə.Cəfərova, V.K.Səricanova.....	111
Müxtəlif faktorların indikator reflekslərin intensivliklərinə təsiri	
M.H.Kazımov, L.V.Rustamova.....	114
Avtomobil ixrac qazlarının təmizləmə prosesinin tədqiqi	
K.B.Qurbanov, R.N.Mehtizadə, F.Ə.Teymurova, F.Ş.Cəfərova.....	121
Şüşəvari $\text{SiO}_2\text{--B}_2\text{O}_3$ və $\text{SiO}_2\text{--GeO}_2$ sistemlərinin aşağı temperaturlarda istilik tutumunun anomaliyası	
N.N.Əliyev.....	125
Azərbaycanın Yardımlı rayonunun geotermal və mineral sularının sıxlığı	
M.Talibov.....	130
«Müdrəklik tərəzisi kitabı» – mexanika, hidrostatika və fizikanın başqa bölmələri haqqında əsər	
N.B.Soltanova.....	137
AMEA-nın Fizika institutu və fizika elminin inkişafı	
Abbasov Abbas Cəlovdarlı.....	144

CONTENTS

Academician Arif Pashayev - 80.....	3
Academician Eldar Salayev -80.....	4
Nazim Mammadov -60.....	5
Chemical potential of two-dimensional electron gas in a quantum well of the complicated form	
B.M.Askerov, S.R.Figarova, G.N.Khasiyeva.....	6
Non-stationary conductivity of the quantum wire	
R.G.Aghayeva.....	12
Microporous silicon-based ethanol-fed fuel cells	
T.D.Dzhafarov, S.H.Ragimov, A.F.Nabiyeva, S.Aydin Yuksel.....	15
Features of low-frequency scattering light in chalcogenide vitreous semiconductors As-Se-S and As-Se-Te doped by samarium	
G.A.Isayeva, R.I.Alekberov, S.I.Mekhtiyeva, A.I.Isayev.....	21
Influences of anisotropy and nonlinear absorption on photoconductivity of gase crystals at laser excitation	
A.H.Kyazim-Zade, V.M.Salmanov, I.M.Aliyev, A.A.Salmanova, A.H.Huseynov, R.M.Mamedov.....	32
Consentration profile of components in InAs-GaAs crystals grown by the feeding of the melt with the second component method using InAs seed	
V.K.Kazimova, S.M.Bagirova, V.V.Mir-Bagirov, L.A.Huseynli, G.Kh.Azhdarov.....	38
Optical absorption spectra of composite films of polyethylene of high density with semiconductor GaAs and GaAs <Te> fillers	
M.I.Aliev, N.N.Gadzhieva, G.B.Ahmadova.....	43
Synthesis, roentgenophase analysis and physical properties of $TlGa_{1-x}Er_xS_2$ solid solutions	
S.N.Mustafaeva, Yu.G.Asadov, E.M.Kerimova, M.M.Asadov.....	47
Calculation of the elementary cell parameters, effective masses of electrons and holes in $InGaTe_2$	
E.M.Qojaev, Z.A.Jahangirli, U.S.Abdurahmanova.....	54
Modeling of the components distribution in $InSb-AlSb$ solid solution crystals grown by Czochralski and Bridgman methods	
V.K.Kazimova, M.A.Akperov, A.I.Alekperov, G.Kh.Azhdarov.....	59
IR absorption spectra of polymer+InP composites	
M.I.Aliyev, Sh.Sh.Rashidova, N.N.Qadgieva, S.M.Rzaeva, M.A.Guseynova, I.M.Aliyev, A.A.Aliyev.....	63
Raman scattering of $Se_{95}Te_5$ chalcogenide glassy semiconductor doped by samarium	
S.U.Atayeva, A.I.Isayev, S.I.Mekhtiyeva, S.N.Garibova.....	67
Dielectric properties of some amides and their solutions in dioxane	
S.T.Azizov.....	74
Structure and thermoelectric properties of extruded samples of $Bi_{85}Sb_{15}$ solid solution	
M.M.Tagiyev, T.D.Aliyeva, G.D.Abdinova, N.M.Akhundova, T.I.Piriyeva.....	80
Dependency of dielectric constant of monocrystals $FeIn_2Se_4$ on frequency of alternating electric currents and temperature	
N.N.Niftiyev, O.B.Taghiyev, F.M.Mammadov, M.B.Muradov.....	85
Preparation and luminescence properties of $SrAl_2O_4:Eu^{2+}$ nanophosphors	
S.A.Mammadova.....	91
Application of metods tunnel spectroscopy to MOM- strictures of $Al-Al_2O_3-Ag$	
G.S.Gadjieva, I.A.Akhmedov, N.N.Abdul-Zade, K.H.Jalilova.....	95
The heat capacity, thermodynamic parameters and phase transition in $TlTe$ crystals	
A.M.Abdullayev, E.M.Kerimova, L.N.Alieva, S.S.Abdinbekov, P.G.Ismailova.....	98

CONTENTS

Activity analysis of SiO ₂ nanocompound exposed to influence of neutron irradiation in TRIGA MARK II TYPE research reactor	
E. Huseynov, A.A.Garibov, R.N.Mehdiyeva.....	102
Effect of alternating electric field on the capacity of the liquid	
H.G.Hasanov, A.N.Jafarova, M.A.Jafarova, V.K.Sarijanova.....	111
Influence of various factors on intensity the indicator-reflexes	
M.G.Kyazumov, L.V.Rustamova.....	114
Investigation of a purification process of automobiles exhaust gas	
K.B.Kurbanov, R.N.Mextızade, F.A.Teymurova, F.Sh.Jafarova.....	121
Anomaly in heat capacity of SiO ₂ -B ₂ O ₃ and SiO ₂ - GeO ₂ glass-like systemes at low temperatures	
N.N.Aliyev.....	125
Density of geothermal and mineral waters of Yardimli region of Azerbaijan	
M.Talibov.....	130
"Book balance of wisdom" – essay on mechanics, hydrostatics and other section of physics	
N.B.Soltanova.....	137
NAS Azerbaijan and development of phuziks scientific	
Abbasov Abbas Cilovdarli.....	144

СОДЕРЖАНИЕ

Академик Ариф Пашаев – 80.....	3
Академик Эльдар Салаев -80.....	4
Назим Мамедов -60.....	5
Химический потенциал двумерного электронного газа в квантовой яме сложной формы	
Б.М.Аскеров, С.Р.Фигарова, Г.Н.Хасиева.....	6
Нестационарная проводимость квантовой проволоки	
Р.Г.Агаева.....	12
Этанольные топливные элементы, основанные на микропористом кремнии	
Т.Д.Джафаров, Ш.Х.Рагимов, А.Ф.Набиева, С. Айдын Юксел.....	15
Особенности спектра низкочастотного рассеяния света в халькогенидных стеклообразных полупроводниках As-Se-S и As-Se-Te, легированных самарием	
Г.А.Исаева, Р.И.Алекберов, С.И.Мехтиева, А.И.Исаев.....	21
Влияние анизотропии и нелинейного поглощения на фотопроводимость кристаллов GaSe при лазерном возбуждении	
А.Г.Кязым-Заде, В.М.Салманов, И.М.Алиев, А.А.Салманова, А.Г.Гусейнов, Р.М.Мамедов.....	32
Концентрационный профиль компонентов в кристаллах InAs-GaAs, выращенных методом подпитки расплава вторым компонентом с использованием InAs затравки	
В.К.Кязимова, С.М.Багирова, В.В. Мир-Багиров, Л.А.Гусейнли, Г.Х.Аждаров.....	38
Оптические спектры поглощения композитных пленок полиэтилена высокой плотности с полупроводниковыми наполнителями GaAs и GaAs<Te>	
М.И.Алиев, Н.Н.Гаджиева, Г.Б.Ахмедова.....	43
Синтез, рентгенофазовый анализ и физические свойства твердых растворов $TlGa_{1-x}Er_xS_2$	
С.Н.Мустафаева, Ю.Г.Асадов, Э.М.Керимова, М.М.Асадов.....	47
Расчет параметров элементарной ячейки, эффективных масс электронов и дырок в $InGaTe_2$	
Э.М.Годжаев, З.А. Джахангирли, У.С.Абдурахманова.....	54
Моделирование распределения компонентов в монокристаллах твердых растворов InSb-AlSb, выращенных методами Чохральского и Бриджмена	
В.К.Кязимова, М.А.Акперов, А.И.Алекперов, Г.Х.Аждаров.....	59
4. Спектр ИК поглощения в композитах полимер+InP	
М.И.Алиев, Ш.Ш.Рашидова, Н.Н.Гаджиева, С.М.Рзаева, М.А.Гусейнова, И.М.Алиев, А.А.Алиев.....	63
Комбинационное рассеяние света в халькогенидном стеклообразном полупроводнике $Se_{95}Te_5$, легированном самарием	
С.У.Атаева, А.И.Исаев, С.И.Мехтиева, С.Н.Гарибова.....	67
Диэлектрические свойства некоторых амидов и их растворов в диоксане	
С.Т.Азизов.....	74
Структура и термоэлектрические свойства экструдированных образцов твердого раствора $Bi_{85}Sb_{15}$	
М.М.Тагиев, Т.Д.Алиева, Г.Д.Абдинова, Н.М.Ахундова, Т.И.Пириева.....	80
Зависимость диэлектрической проницаемости монокристаллов $FeIn_2Se_4$ от частоты переменного электрического тока и температуры	
Н.Н.Нифтиев, О.Б.Тагиев, Ф.М. Мамедов, М.Б.Мурадов.....	85
Получение и люминесцентные свойства $SrAl_2O_4:Eu^{2+}$ нанофосфоров	
С.А.Мамедова.....	91
Определение некоторых параметров МОМ - структуры Al-Al ₂ O ₃ -Ag	
Г.С.Гаджиева, И.А.Ахмедов, Н.Н.Абдул-Заде, Х.Д.Джалилова.....	95

Теплоемкость, термодинамические параметры и фазовый переход в кристаллах TlTe	
А.М.Абдуллаев, Э.М.Керимова, Л.Н.Алиева, С.С.Абдинбеков, П.Г.Исмаилова....	98
Анализ активации наносоединения SiO ₂ , облученного в нейтронном реакторе исследовательского типа TRIGA MARK II	
Э.М.Гусейнов, А.А.Гарибов, Р.Н.Мехтиева.....	102
Влияние переменного электрического поля на теплоемкость жидкостей	
Х.Г.Гасанов, А.Н.Джафарова, М.А.Джафарова, В.К.Сариджанова.....	111
Влияние различных факторов на интенсивность индикатор-рефлексов	
М.Г.Кязумов, Л.В.Рустамова.....	114
Исследование процесса очистки выхлопных газов автомобилей	
К.Б.Курбанов, Р.Н.Мехтизаде, Ф.А.Теймурова, Ф.Ш.Джафарова.....	121
Аномалия теплоемкости стеклообразных систем SiO ₂ –B ₂ O ₃ и SiO ₂ –GeO ₂ при низких температурах	
Н.Н.Алиев.....	125
Плотность геотермальных и минеральных вод Ярдымлинского района Азербайджана	
М.А.Талыбов.....	130
«Книга весов мудрости» – сочинение по механике, гидростатике и другим дисциплинам физики	
Н.Б.Солтанова.....	137
Институт физики НАН Азербайджана и развитие физических наук	
Аббасов Аббас Джиловдарлы.....	144

INSTRUCTIONS TO CONTRIBUTORS

Journal "TRANSACTIONS" accepts original articles and short notes in various fields of research in physics and astronomy. Contribution is open to researchers of all nationalities.

Manuscripts should be written in Azerbaijani, English and Russian. Each paper should always be preceded by an abstract in language of this work. Article submitted for publication should be typed in one interval on white paper of the standard form 210x297mm with standard margins (top – 30mm, bottom – 30mm, left – 22,5mm, right – 22,5mm) by normal type, including the name of organization, its address, telephone number, e-mail. Manuscripts should contain one original, one copy, and one CD disk with appropriate article in Microsoft Word™ (any version). Unaccepted manuscripts are not returned to the author. All manuscripts should be accompanied by a letter from the laboratory or university where the research has been carried out.

1. TITLE PAGE.

Each title page should contain:

– PACS, title of the paper, names of authors, name and address of the laboratory or university, e-mail where the research has been carried out, the abstract in language of the paper, key words.

2. REFERENCES.

References should be listed in the order in which they appear in the text. The method of citation should be as follows:

– papers in periodicals: names of authors (A.A.Aliyev title of the paper), title of paper and periodical, volume or series number, year of publication, start and final pages;

– books and theses: names of authors, title of the paper or theses, title of the book or theses, place and year of publication, chapter number, start and final pages.

3. ABSTRACT.

Abstract should be typed on a separate sheet in other two languages and should not contain more than 70 words.

4. FIGURES.

Figures should be neatly drawn on a good white base or presented as photographs. Figures drawn larger than 125x160mm and smaller than 60x60mm will not be accepted. Captions of all figures must be typed on a separate sheet. The sea- my side of each figure must have a number and title of the article. The name of the coordinate axis's must be written very clearly. Each line on the graph should be numbered and explanation given in captions. The article should not contain more than 5 figures.

5. TABLES.

Tables must be typed on separate sheets. They should be numbered and titled, the size should not exceed 125x160 mm. The article should not contain more than 5 tables.

6. ADDRESS.

The articles should be sent to the following address: Azerbaijan, AZ 1143, Baku, H.Javid ave., 131, IFAN.

Tel: (99412)539-33-15, E-mail:jtransactions@physics.ab.az; www.physics.gov.az

Founder

Azerbaijan National Academy of Sciences

К СВЕДЕНИЮ АВТОРОВ

Журнал "ИЗВЕСТИЯ" принимает оригинальные статьи и краткие сообщения, посвященные различным областям физики и астрономии. Статьи принимаются от исследователей всех стран.

Рукописи принимаются на азербайджанском, русском и английском языках. В начале каждой статьи должна быть напечатана аннотация на языке статьи (не более 70 слов). Статьи, направляемые в печать, должны быть напечатаны на белой бумаге на одной стороне стандартного листа 210x297мм через 1 интервал, соблюдая стандартные поля (сверху – 30мм, слева – 22,5мм, снизу – 30мм, справа – 22,5мм), шрифт в тексте нормальный, прямой 12, заголовок и авторы – жирным 12, организация, почтовый адрес, телефон, e-mail – нормальным 12, текст – спустя 2 интервала. Статьи должны быть представлены в двух экземплярах и на CD диске в формате Microsoft Word™, любая версия, шрифт Times New Roman. К статье должно прилагаться сопроводительное письмо с места работы авторов. Статьи, не принятые к печати, авторам не возвращаются.

1. ТИТУЛЬНЫЙ ЛИСТ.

На титульном листе статьи печатается УДК, через одну строку название статьи, инициалы и фамилии авторов, место работы, адрес организации с указанием почтового индекса, e-mail исследователей, аннотация на языке статьи, ключевые слова.

2. ЛИТЕРАТУРА.

Список литературы печатается в порядке упоминания в статье и оформляется следующим образом:

– для журнальных статей: инициалы и фамилии авторов, название статьи и журнала, том или серия, номер, год издания, начальная и конечная страница;

– для книг и тезисов: полное название книги или тезисов, инициалы и фамилии авторов, место и год издания, начальная и конечная страница.

3. АННОТАЦИЯ.

На отдельном листе печатается аннотация на остальных двух языках.

4. РИСУНКИ.

Рисунки должны быть выполнены четко и представлены на CD диске в JPG формате. Размеры рисунков должны быть не более 125x160мм и не менее 60x60мм. Подписи к рисункам печатаются на отдельном листе, на обратной стороне его номер и название статьи. На рисунках должны отсутствовать разъясняющие тексты и надписи. На координатных осях названия указываются крупно и четко на английском языке. Если на графике дано несколько кривых, то их следует пронумеровать, а разъяснение к нумерации дать в подписи к рисунку.

5. ТАБЛИЦЫ.

Таблицы представляются на отдельном листе. Они должны быть пронумерованы и озаглавлены. Размеры таблиц не должны превышать 125x160мм. Статья не должна содержать более 5 таблиц.

6. АДРЕС.

AZ 1143, Баку, пр. Г.Джавида 131, Институт Физики НАН Азербайджана.

Tel: (99412)539-33-15, E-mail:jtransactions@physics.ab.az; www.physics.gov.az

УЧРЕДИТЕЛЬ

Национальная Академия Наук Азербайджана