

ISSN 2304-7453

FİZİKA-TEXNIKA VƏ RİYAZİYYAT EMLƏRİ SERİYASI
SERIES OF PHYSICAL-TECHNICAL AND MATHEMATICAL SCIENCES

AZƏRBAYCAN MİLLİ EMLƏR AKADEMİYASININ
XƏBƏRLƏRİ

FİZİKA VƏ ASTRONOMİYA

TRANSACTIONS
OF
AZERBAIJAN NATIONAL ACADEMY
OF SCIENCES

PHYSICS AND ASTRONOMY

CİLD

XXXVI

№ 5

VOLUME

<<ELM>> NƏŞRİYYATI

<<ELM>> PUBLISHERS

BAKİ – 2016 – BAKU

REDAKSIYA HEYƏTİ

A.C.Haciyev - baş redaktor, M.İ.Əliyev - baş redaktorun müavini, R.M.Əliquliyev - baş redaktorun müavini, Ə.M.Abbasov, Ç.O.Qaçar, C.E.Allahverdiev, T.A.Əliyev, F.Ə.Əliyev, İ.Ə.İbrahimov, A.Ş.Mehdiyev, A.M.Paşayev, F.M.Həşimzadə, E.Y.Salayev, C.Ş.Abdinov, T.C.Cəfərov, F.H.Haciyev, M.F.Mehdiyev, B.H.Tağıev, A.M.Həsimov, Ə.Ş.Quliyev, F.M.İmranov-məsul katib.

BURAXILIŞIN REDAKSIYA HEYƏTİ

M.İ.Əliyev – baş redaktor, Ə.Ş.Quliyev - baş redaktorun müavini, N.T.Məmmədov - baş redaktorun müavini, C.Ş.Abdinov, A.A.Qəribov, T.C.Cəfərov, Ö.B.Abdinov, N.S.Cəlilov, R.R.Hüseynov, İ.H.Cəfərov, H.X.Əjdərov, E.K.Hüseynov, Ş.M.Nağıyev, S.İ.Mehdiyeva, H.B.İbrahimov, T.R..Mehdiyev, A.A.Xəlilova-məsul katib, İ..A.Məmmədyarova - 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 WordTM (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 VƏRƏQƏTİ

Məqalənin titul vərəqində UOT göstərilməli, 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 (başlangıç və son);
- kitab və tezislər üçün: müəlliflərin adı, atasının adı və soyadı, kitabın, tezisin və konfransın tam adı, nəşr olunan yer və il, səhifələr.

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 göstərilməlidir. Qrafikdə bir neçə əyri verildikdə onları nömrələməli və nömrələrin izahı şəkilaltı yazıarda 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

PROFESSOR
SƏLİMƏ XANIM MEHDİYEVA
75



Elmi ictimaiyyət tərəfindən selen və selen əsasında qeyri-kristallik yarımkəcəricilərin görkəmli tədqiqatçısı və bacarıqlı elm təşkilatçısı kimi tanınan Səlimə Mehdiyeva 1963-cü ildə indiki Bakı Dövlət Universitetinin fizika fakultəsini bitirərək Fizika İnstitutunun aspiranturasına daxil olmuşdur. Həmin illər Fizika İnstitutunda yarımkəcəricilər fizikası sahəsində tədqiqatların aparılması sürətlə inkişaf edir və böyük vüsət alır. İnstitutun, xüsusilə selenin tədqiqi və tətbiqi sahəsində işləri artıq həmi tərəfindən qəbul edilirdi. Bunun nəticəsi idi ki, 1957-ci ildə Fizika İnstitutu keçmiş SSRİ-də selenin və selen cihazlarının tədqiqi sahəsində baş müəssisə təsdiq olunmuşdu. Lakin selen hələ də bir sıra xassələrinə görə dünya alımları tərəfindən axıradək anlaşılmayan yarımkəcəricisi hesab edilirdi və bu xüsusiyyətləri selenin tətbiq imkanlarını məhdudlaşdırırdı. Bunlar nəzərə alınaraq Institutda selenin fiziki xassələrinin tədqiqi ilə məşğul olan ayrıca qrup yaradıldı. Bu qrupun işinə İnstitutun direktoru akademik Həsən Abdullayev xüsusi diqqət yetirirdi. S.Mehdiyeva da həmin qrupda tədqiqat işlərinə başlayır.

Uğurlu tədqiqat işləri nəticəsində o, qısa müddət də selenin bir sıra sırlarını açmağa nail oldu. Müəyyən olundu ki, selenin fiziki xassələrindəki qəribəliklər və anlaşılmazlıqlar bu maddənin polimer quruluşu, habelə onun tərkibində olan və adı üsullarla təmizlənə bilmə-

yən oksigen aşqarları ilə bağlıdır. Bu iki amil nəzərə alındıqda selendə müşahidə olunan taraz və qeyri-taraz elektron hadisələri, aşqarların elektrik və istilik xassələrinə təsiri, şüşələşmə temperaturu ətrafında fiziki xassələrin dəyişməsi və s. tam izah oluna bildi. Selendə alınmış bu nəticə və mexanizmlər digər uyğun quruluşlu materiallara da şamil edildi və onlarda da öz təsdiqini tapdı. 40 ildən artıq bir müddətdə bu sahədə tədqiqatlar aparan S.Mehdiyeva bu elmi istiqamətin yaradıcılarından biri oldu.

S.İ.Mehdiyevanın selen, selen əsasında olan amorf sistemlərdə, həmçinin xətti polimer yarımkəcərici və dielektriklərdə apardığı tədqiqatların nəticələri müxtəlif təyinatlı selen cihazlarının xarakteristikalarının yaxşılaşdırılması, vidikon texnikası və elektrofotoqrafiya üçün yüksək fotohəssaslığa malik, kristallaşmaya davamlı, yüksək müqavimətli materialların alınması, habelə yarımkəcərici əlavələr daxil etməklə bir sıra polimer məmələtlərin möhkəmlik xassələrinin yaxşılaşdırılması və etibarlılığının artırılmasına dair təkliflər verməyə imkan yaratmışdır. Həmin təkliflər keçmiş ittifaqın Moskva və Sankt-Peterburq şəhərlərindəki məxfi “poçt qutusu” adlanan müəssisələrində hazırlanın vidi-konların hədəflərinin və elektrofotoqrafiya təbəqələrinin alınma texnologiyalarında tətbiq olılmışdır.

S.Mehdiyeva aldığı bu sanballı nəticələr əsasında 1967-ci ildə Vilnyus Dövlət Universitetinin Elmi Şurasında namizədlək, 1988-ci ildə isə Fizika İnstitutu nəzdindəki Müdafiə Şurasında doktorluq dissertasiyalarını müdafiə etdi. 1993-cü ildə ona professor elmi adı verildi.

Professor S.Mehdiyeva öz tədqiqatlarını genişləndirərək son illərdə selen əsasında şüşəvari sistemlərin lokal quruluşu və fiziki xassələri sahəsində çox müüm nəticələr almışdır. Həmin nəticələr fundamental xarakter daşıyır və ümumiyyətlə qeyri-kristallik yarımkəcəricilərdə baş verən fiziki hadisələrin, bu hadisərlə real qurulus arasında əlaqələrin mexanizmlərini aydınlaşdırmağa köməklik göstərir. Nəticələr, həm də qeyri-kristallik sistemlər əsasında yeni çeviricilərin yaradılmasına imkan verir.

S.Mehdiyeva əldə etdiyi nəticələri hələ aspiranturada təhsil aldığı vaxtlardan başlayaraq dönyanın ən nüfuzlu jurnallarında (ДАН СССР, УФН, ФТП, Phys. Letters, Phys. Stat. Solidi, ЖФХ, Solid State və s.) 200-ə qədər məqalə şəklində dərc etdirmiş, müntəzəm olaraq çoxlu sayıda Beynəlxalq konfranslarda məruzə ilə çıxış etmişdir. Bu ona böyük və layiqli elmi nüfuz qazandırmışdır. Onun elmi rəhbərliyi altında 15-ədək fizika üzrə fəlsəfə və elmlər doktorları yetişmişdir.

Professor S.Mehdiyeva həm də bacarıqlı elm təşkilatçısıdır. O, İnstitutda yeni “Qeyri-kristallik yarımkə-

çiricilər” laboratoriyasını yaratmış və 40 ildən artıqdır ki, ona rəhbərlik eidr. O, uzun müddət Fizika İnstitutunun Elmi katibi, müstəqilliyimizin ilk ağır illərində İnstitutunun əsas rəhbərlərindən biri olmuş, bu vəzifələrdə özünü mahir, uzaqgörən, əzmkar təşkilatçı, qarşıya çıxan problemləri həll etməyi bacaran, ağır illərdə elmi isiqamətləri və kadr potensialını qoruyub saxlamağı bacaran rəhbər kimi göstərmüşdir.

Azərbaycan Milli Ensiklopediyasında xüsusi buraxılışında respublikada fizikanın inkişaf tarixini özündə əks etdirən “Fizika” məqaləsinin müəllifidir.

S.İ.Mehdiyeva respublikada elmi biliklərin popularlaşdırılması işində də fəal iştirak edir, o, 1974-1978-ci illərdə Azərbaycan dövlət televiziyasının elmi-

kütləvi “Evrika” verlişinin aparıcısı olmuş, müxtəlif illərdə respublika qəzet və jurnallarında müntəzəm olaraq çap olunmuş, bu fəaliyyətini hazırda da davam etdirir.

S.Mehdiyeva uzun illərdir ki, Institutun Elmi Şurasının, Dissertasiya Şurasının, bir neçə elmi jurnalın redaksiya heyvətinin və s. üzvüdür, Bakı Dövlət Universitetində pedaqoji iş aparır, elmin təbliğinə böyük əmək sərf edir.

Səlimə xanım yüksək biliyə, mədəniyyətə və zövqə malik mehribən bir insandır. Onu keçdiyi mənali həyat yolu münasibətilə təbrik edir, ona uzun sağlam ömür, ailə səadəti, daha böyük uğurlar arzulayıq.

УДК 542.8:544.14; 542.8:539.19

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ И ЭЛЕКТРОННОЙ СТРУКТУРЫ КОМПЛЕКСА ОЛИГОМЕРА ПОЛИЭТИЛЕНГЛИКОЛЯ PEG 5 С ИОННОЙ ПАРОЙ NaCl

С.Д.ДЕМУХАМЕДОВА, З.И.ГАДЖИЕВ

*Институт физических проблем Бакинского Государственного Университета
AZ 1148, Баку, ул.З.Халилова, 23
svetlanabest@mail.ru*

Получена: 10.06.2016

Принята к печати: 26.09.2016

РЕФЕРАТ

В работе квантово-химическим ab initio методом Хартри-Фока с использованием базиса 6-31G проведен расчет пространственной и электронной структуры комплекса олигомера органического полимера полиэтиленгликоля (ПЭГ5) с ионной парой NaCl. Исследуемая модель смоделирована методом молекулярной динамики. Получены энергетические и геометрические параметры комплекса, проанализированы основные структурные перестройки и изменения в электронной структуре ПЭГ5 при образовании комплекса ПЭГ5+NaCl. Проведено сравнение полученного комплекса с ранее исследованными комплексами ПЭГ5+Na и ПЭГ5+Cl.

Ключевые слова: олигомеры, полиэтиленгликоль, комплекс, квантово-химические расчеты, структура, молекулярные орбитали.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время методы молекулярного моделирования и вычислительной квантовой химии являются незаменимым инструментом в исследовании структуры и свойств многоатомных молекул, позволяющих решать широкий спектр задач, недоступных экспериментальным методам исследования. В частности, они используются для исследования структурно-функциональных связей в биомолекулах, исследования свойств отдельных молекул и их комплексов, а также для поиска новых лекарств. Одним из наиболее перспективных направлений при получении и совершенствовании новых материалов с заранее заданными свойствами является управляемое формирование структуры полимеров посредством упорядоченного расположения в нем частиц другого материала, позволяющее существенным образом менять свойства исходного материала. В последнее время весьма актуальным являются разработки различных систем до-

ставки лекарств непосредственно в клетку путем внутриклеточного транспорта. Большое значение приобретают комплексы полимеров с катионами или анионами металлов, которые имеют широкий спектр возможностей при варьировании физико-химических свойств комплексов. Ведется разработка новых систем доставки ДНК с использованием катионных полимеров для доставки генов в раковые клетки с помощью генной терапии. В результате экспериментальных исследований [1] было доказано, что такие комплексы полимеров с лигандром, в отличие от нелигандированных, сразу начинают накапливаться в клетках, что позволяет увеличить эффективность доставки лекарства непосредственно к больным клеткам. В качестве полимера довольно часто выбирается полиэтиленгликоль, благодаря его способности к пространственной самоорганизации вокруг заряженных групп. В частности, хорошо известна способность полиэтиленгликоля (ПЭГ) образовывать стабильные комплексы с ионами щелочных металлов, имеющая большое практическое применение [2,3]. Работы [4-13] по-

священы масс-спектрометрическим методам исследования структуры комплексов полиэфиров с ионами щелочных металлов и моделированию их взаимодействий методом молекулярной механики. Было показано, что цепочки полиэфиров изгибаются вокруг ионов щелочных металлов, формируя структуру, в которой атомы кислорода обращены к иону, также возможно хелатирование иона двумя концевыми OH-группами.

Ранее нами методами квантовой химии были исследованы пространственные структуры комплексов олигомеров полиэтиленгликоля ПЭГ4 и ПЭГ5 с атомами натрия и хлора [14,15] и олигомера ПЭГ4 с ионной парой NaCl [16,17].

В настоящей работе проведено теоретическое моделирование и квантово-химический расчет комплекса олигомера органического полимера ПЭГ5 с ионной парой NaCl.

МЕТОДЫ РАСЧЕТА

На первом этапе расчета для создания комплекса ПЭГ5+Na использовался метод молекулярной динамики из пакета программ ChemOffice для молекулярного моделирования. Этот метод, использующий силовое поле атом-атомного потенциала, позволяет изучить конформационную подвижность комплекса, наблюдая детальную микроскопическую картину внутренней тепловой подвижности образующегося комплекса. Квантово-химические расчеты полученной структуры комплекса проводились в рамках приближения метода ССП Хартри-Фока в базисе 6-31G с использованием программного комплекса GAUSSIAN-09.

На основе квантово-химических расчетов в рамках теории HF с использованием базиса 6-31G (p,d) нами были получены геометрические, энергетические и электронные параметры комплекса ПЭГ5+NaCl. Ввиду того, что в дальнейшем планируется изучить колебательный спектр поглощения комплекса полиэтиленгликоля с ионной парой NaCl, а как известно для расчета частот колебательного спектра наиболее хорошо оптимизирован ме-

тод теории функционала плотности DFT с гибридным функционалом B3LYP, нами был также проведен расчет пространственной и электронной структуры комплекса ПЭГ5+NaCl методом DFT/B3LYP в том же базисе 6-31G (p,d) в используемом пакете программ Gaussian-09.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На Рис.1 (а-г) приведены полученные в результате теоретического моделирования структуры комплексов органического полимера полиэтиленгликоля ПЭГ5 с ионной парой NaCl.

Для получения комплекса ПЭГ5+NaCl и определения его пространственной структуры была выбрана полностью развернутая модель олигомера полиэтиленгликоля, состоящая из пяти повторяющихся звеньев ПЭГ5, включающая шесть атомов кислорода, к середине которой на расстоянии ван-дер-ваальсовских контактов размещается ионная пара NaCl (Рис.1,а). В процессе оптимизации методом молекулярной динамики в результате взаимодействий атомов кислорода полиэтиленгликоловой цепочки с катионом натрия, а атомов водорода с анионом хлора ионной пары NaCl происходило закручивание олигомера вокруг ионной пары, приводящее к образованию комплекса ПЭГ5+NaCl. Оптимизированная методом молекулярной динамики структура (Рис.1,б) использована в качестве исходной для проведения квантовохимического расчета в рамках теории Хартри-Фока (HF) с использованием базиса 6-31G (p,d). Полученная в результате теоретического расчета методом HF структура комплекса полиэтиленгликоля ПЭГ5 с ионной парой NaCl (Рис.1,в) была также оптимизирована методом теории функционала плотности DFT с гибридным функционалом B3LYP в том же базисе. Как видно из рис.1, структура, полученная после оптимизации методом DFT/B3LYP (Рис.1,г), практически не отличается от структуры, полученной после оптимизации методом HF (Рис.1,в), в процессе этого расчета идет только уточнение некоторых структурных параметров.

Результаты расчета пространственной структуры комплекса ПЭГ5 с ионной парой NaCl, а также для сравнения соответствующие значения ранее изученных нами структур чистого ПЭГ5 и его комплексов с атомами натрия и хлора [14,15], приведены в табл. 1-2. Длины валентных связей принимают стандартные значения. Все длины C-C связей в чистом ПЭГ5 и в его комплексах с атомами натрия и хлора ~1.51 Å, а в комплексе с ионной парой NaCl ~1.52 Å. Длины C-O связей в чи-

стом ПЭГ5 ~1.39 Å, во всех комплексах, рассчитанных по методу HF ~1.40 Å, расчет комплекса ПЭГ5+NaCl методом DFT/B3LYP дает незначительное увеличение C-O связей в среднем на 0.02 Å (~1.42 Å). Расстояние между атомами натрия и хлора в комплексе ПЭГ5+NaCl, рассчитанного методом HF составляет 2.67 Å, а расчет по методу DFT/B3LYP сокращает это расстояние на 0.03 Å (2.64 Å).

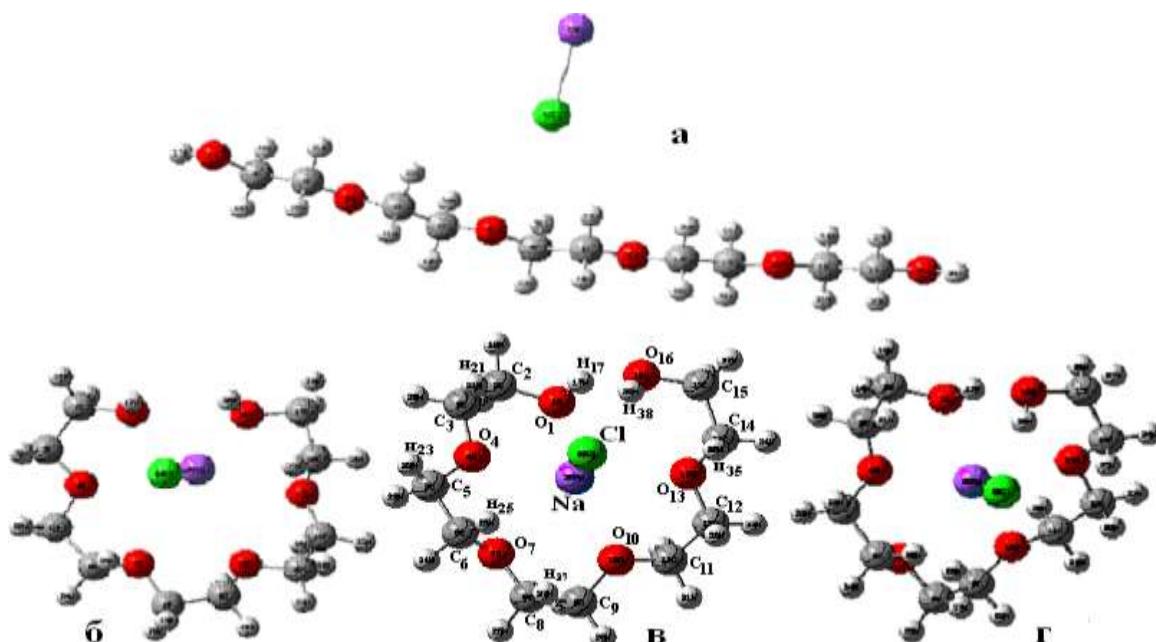


Рис.1

Пространственные структуры моделей комплекса ПЭГ5+NaCl: (а) домолекулярной динамики; (б) после оптимизации методом молекулярной динамики; (в) после оптимизации методом *ab initio* HF; (г) после оптимизации методом DFT/B3LYP

При образовании комплекса ПЭГ5+Na (Таблица1) по сравнению с чистым ПЭГ5 наблюдается уменьшение валентных углов C₁₂O₁₃C₁₄ на 3.6°, O₄C₅C₆ на 3.2°, C₅C₆O₇ на 1.9°, C₂C₃O₄ на 1.7°. Углы C₃O₄C₅, C₆O₇C₈, C₁₄C₁₅O₁₆ и C₁₁C₁₂O₁₃, увеличиваются соответственно на 2.5°, 2.0°, 1.7° и 1.5°.

Образование комплекса ПЭГ5+Cl практически не приводит к изменению в значениях валентных углов ПЭГ5. Наибольшие изменения наблюдаются для углов C₂C₃O₄, C₃O₄C₅ и C₁₂O₁₃C₁₄ и не превышают 0.6°.

При образовании комплекса ПЭГ5 с ионной парой NaCl угол C₁₂O₁₃C₁₄ уменьшается на 5.4°, а угол O₁₃C₁₄C₁₅ увеличивается на 4.7°. Углы C₃O₄C₅, C₁₄C₁₅O₁₆ и C₆O₇C₈ увеличиваются соответственно на 3.8°, 3.5° и 2.4°, угол C₅C₆O₇ уменьшается на 2.4°.

Расчет методом DFT/B3LYP лишь незначительно изменяет некоторые углы (углы C₃O₄C₅, C₁₂O₁₃C₁₄, C₆O₇C₈ и C₉O₁₀C₁₁ уменьшаются на 1.5°÷1.0°, а углы O₁C₂C₃ и C₁₄C₁₅O₁₆ увеличиваются на 1.1° и 0.8°).

Таблица 1.

Валентные и двугранные углы (град) в оптимизированных комплексах полиэтиленгликоля ПЭГ5 с атомом натрия, хлора и ионной парой NaCl

Угол	ПЭГ5 и его комплексы				
	ПЭГ5 (HF)	ПЭГ5+Na (HF)	ПЭГ5+Cl (HF)	ПЭГ5+NaCl (HF)	ПЭГ5+NaCl (B3LYP)
O1-C2-C3	112.6	111.6	112.2	112.1	113.0
C2-C3-O4	108.8	107.1	108.2	107.2	106.8
C3-O4-C5	114.2	116.7	114.7	118.0	116.5
O4-C5-C6	110.2	107.0	109.9	108.4	108.4
C5-C6-O7	110.4	108.5	110.3	108.0	107.8
C6-O7-C8	113.6	115.6	113.6	116.0	114.9
O7-C8-C9	109.8	108.9	109.8	107.9	108.0
C8-C9-O10	109.5	108.6	109.6	107.6	107.3
C9-O10-C11	114.9	114.8	114.7	117.1	116.1
O10-C11-C12	108.1	109.2	108.1	108.2	107.7
C11-C12-O13	107.8	109.3	108.0	110.1	109.9
C12-O13-C14	118.1	114.5	118.6	112.7	111.5
O13-C14-C15	106.5	109.7	106.8	111.2	111.1
C14-C15-O16	110.8	112.6	110.9	114.3	115.1
C2-O1-H17	-	-	109.4	112.9	110.9
C15-O16-H38	-	-	109.9	112.0	110.4
<hr/>					
O1-C2-C3-O4	-67.3	-56.1	-65.6	-48.8	-50.0
C2-C3-O4-C5	179.9	175.4	179.0	-157.7	-164.2
C3-O4-C5-C6	175.9	-177.1	177.1	-154.4	-150.4
O4-C5-C6-O7	74.8	60.1	74.5	-46.4	-45.7
C5-C6-O7-C8	175.2	-162.0	176.5	179.1	176.3
C6-O7-C8-C9	-175.9	174.9	-174.9	-159.6	-152.3
O7-C8-C9-O10	-71.6	-58.3	-71.9	64.7	66.6
C8-C9-O10-C11	176.8	-166.1	179.5	174.2	174.9
C9-O10-C11-C12	-174.6	176.6	-177.7	-160.0	-162.6
O10-C11-C12-O13	65.5	68.2	65.2	-63.2	-64.0
C11-C12-O13-C14	-154.8	176.3	-148.9	171.1	167.1
C12-O13-C14-C15	149.6	-166.3	144.0	-66.5	172.0
O13-C14-C15-O16	-62.4	-65.8	-62.4	62.0	63.5
C3-C2-O1-H17			63.3	-80.4	-76.3
C14-C15-O16-H38			53.5	43.8	37.3

Сравнивая значения углов внутреннего вращения в комплексе ПЭГ5+NaCl с чистым олигомером ПЭГ5 и его комплексами с натрием и хлором (Таблица1) видим, что двугранные углы O₄C₅C₆O₇, O₇C₈C₉O₁₀, O₁₀C₁₁C₁₂O₁₃ и O₁₃C₁₄C₁₅O₁₆ сворачиваются вокруг ионной пары NaCl в сторону, противоположную их закручиванию в чистом ПЭГ5 и его комплексах с натрием и хлором, но тоже оказываются в гош конформации (~60°). Угол внутреннего вращения C₁₂O₁₃C₁₄C₁₅ при образовании комплекса с ионной парой также оказывается в

гош-конформации. Остальные углы внутреннего вращения изменяются незначительно (C₁₁C₁₂O₁₃C₁₄ и C₃O₄C₅C₆ на 30°, C₂C₃O₄C₅ и O₁C₂C₃O₄ на 20°, C₆O₇C₈C₉ и C₉O₁₀C₁₁C₁₂ на 15°). Благодаря всем этим изменениям в углах внутреннего вращения полость ПЭГ5, сворачиваясь вокруг ионной пары NaCl, становится значительно компактнее. Расчет по методу DFT/B3LYP возвращает повернутый в гош конформацию угол C₁₂O₁₃C₁₄C₁₅ в развернутую транс конфигурацию, практически не изменяя остальные углы внутреннего вращения.

Таблица 2

Межатомные расстояния (\AA) между атомами кислорода и натрия и хлора с кислородами и близлежащими водородами в комплексах ПЭГ5

ПЭГ5 +NaCl		ПЭГ5		ПЭГ5 +Na		ПЭГ5 +Cl	
Атомы	Мол. динам.	Метод HF	Метод DFT/B3LYP	Метод HF			
O ₁ -O ₄	2.54	2.69	2.74	2.69	2.74	2.85	
O ₄ -O ₇	2.82	2.61	2.63	2.83	2.71	2.93	
O ₇ -O ₁₀	2.76	2.76	2.80	2.82	2.73	2.89	
O ₁₀ -O ₁₃	2.69	2.80	2.82	2.85	2.85	2.77	
O ₁₃ -O ₁₆	2.78	2.92	2.98	3.60	2.90	2.78	
O ₁ -O ₇	4.59	4.45	4.52	5.06	4.38	4.99	
O ₁ -O ₁₀	5.34	4.48	4.44	5.65	4.18	6.02	
O ₁ -O ₁₃	4.96	3.65	3.50	5.70	3.35	5.30	
O ₁ -O ₁₆	3.04	2.76	2.68	2.99	2.80	2.90	
O ₁₆ -O ₁₀	4.62	4.95	4.99	5.01	5.09	3.55	
O ₁₆ -O ₇	5.52	5.74	5.78	5.97	5.96	3.81	
O ₁₆ -O ₄	4.83	4.44	4.35	4.73	5.06	3.56	
O ₄ -O ₁₃	5.66	4.93	4.85	5.91	5.11	5.84	
O ₇ -O ₁₃	4.86	4.86	4.92	5.32	4.89	4.78	
O ₄ -O ₁₀	4.76	4.25	4.22	5.16	4.25	5.15	
Na-O ₁	2.39	2.44	2.41		2.49		
Na-O ₄	2.97	2.39	2.37		2.71		
Na-O ₇	3.20	2.69	2.76		2.56		
Na-O ₁₀	3.05	2.40	2.38		2.45		
Na-O ₁₃	2.91	2.61	2.56		2.81		
Na-O ₁₆	2.46	3.11	3.10		3.41		
Cl-O ₁	2.79	4.25	4.15			4.58	
Cl-O ₁₆	2.89	3.19	3.06			2.94	
Cl-H ₁₇	2.52	3.87	3.68			3.83	
Cl-H ₃₈	2.72	2.31	2.09			3.36	
Na-Cl	2.52	2.67	2.64			-	
Cl-H ₂₅	3.13	2.98	2.87			5.90	
Cl-H ₃₅	3.29	3.14	2.95			5.23	

Для более наглядной картины изменений, которые наблюдаются в процессе расчета разными методами - молекулярной динамики, HF и DFT/B3LYP, в табл.2 приведены межатомные расстояния между несвязанными атомами кислорода и атомами натрия и хлора с кислородами и близлежащими водородами в комплексах ПЭГ5+NaCl. В этой же таблице для количественного анализа изменений, происходящих в пространственной структуре PEG5 при образовании различных комплексов

обобщены результаты межатомных расстояний между несвязанными атомами ранее нами исследованных чистого ПЭГ5 и его комплексов с атомами натрия и хлора, рассчитанные методом HF/6-31G.

При образовании комплекса PEG5 с ионной парой NaCl формируется полость, стабильность которой обеспечивается в основном взаимодействием атомов кислорода полиэтиленгликоля с атомом натрия и атомов водорода с атомом хлора. Оптимизация методами

молекулярной динамики, HF и DFT/B3LYP приводит к различным значениям длины связи в ионной паре NaCl, которая варьирует в пределах от 2.53 Å до 2.64 Å (Таблица2). После молекулярной динамики расстояние между концевыми атомами кислорода O₁-O₁₆ составляет 3.04 Å. Оптимизация методом HF приближает эти атомы друг к другу на 0.28 Å. Оптимизация методом B3LYP сближает эти атомы еще на 0.08 Å. Такая перестройка приводит к большему обхвату полиэтиленгликоловой цепочки ионной пары NaCl. Оптимизация методом HF приближает атом натрия к внутренним кислородам полости (на ~0.6 Å к O₁₀, O₄, O₇ и на 0.3 Å к O₁₃) и отдаляет от концевых атомов кислорода O₁₆ и O₁ на 0.65 Å и 0.05 Å. Расчеты методом функционала B3LYP еще немного (~0.01÷0.05) приближают натрий ко всем кислородам полости ПЭГ5, кроме атома O₇, от которого он отдаляется на 0.07 Å. Расстояние атома Na от всех внутренних кислородов полости составляет 2.37÷2.76 Å. Ближе всего он подходит к атомам кислорода O₄ и O₁₀ (Таблица 2). Полость становится более узкой, о чем свидетельствует сближение атомов O₁ и O₄ с

противолежащими в полости O₁₃ (на 1.31 Å и 0.73 Å) и O₁₀ (на 0.86 Å и 0.51 Å). Другой концевой атом кислорода ПЭГ5 O₁₆ приближается к атому O₄ на 0.39 Å, а оптимизация B3LYP уменьшает расстояние между ними еще на 0.09 Å. Оптимизация HF немного удлиняет полость, отдаляя концевые атомы кислорода ПЭГ5 от некоторых внутренних кислородов. Такой перестройке способствует сильное взаимодействие атома водорода H₃₈ с атомом хлора, которое приводит к выходу структурной группы O₁₆H₃₈ из плоскости комплекса и ее развороту в сторону атома хлора. Атом хлора после оптимизации методом молекулярной динамики ближе всего располагается к концевым атомам водорода ПЭГ5 H₁₇ (2.52 Å) и H₃₈ (2.72 Å). Оптимизация HF удаляет один конец цепочки ПЭГ5 от атома хлора и приближает другой. Расстояние Cl-H₁₇ увеличивается на 1.35 Å. Все остальные атомы водорода приближаются к хлору, расстояние Cl-H₃₈ уменьшается на 0.41 Å. Оптимизация методом B3LYP приближает все атомы водорода к хлору еще на 0.2 Å.

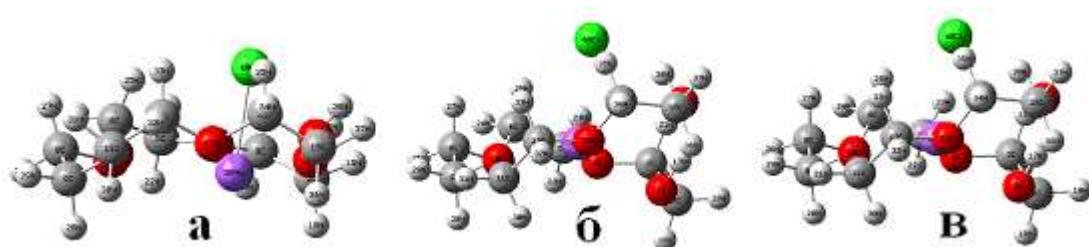


Рис.2

Расчетные модели комплексов полиэтиленгликоля ПЭГ5 с ионной парой NaCl (вид в профиль) после: а) молекулярной динамики; б) расчета методом HF; с) расчета методом DFT/B3LYP

На Рис.2 приведена динамика пространственных изменений, происходящих при образовании комплекса ПЭГ5 с ионной парой NaCl в моделях, полученных разными методами. В модели комплекса, полученного после молекулярной динамики, атом натрия захватывается в основном концевыми атомами кислорода (Na-O₁=2.39 Å и Na-O₁₆=2.46 Å) и еще сохраняется ионная связь натрия с атомом хлора, который располагается над плоскостью ком-

плекса так, что ионная пара практически перпендикулярна полости ПЭГ5 (Рис.2,а). Дальнейшая оптимизация полученной структуры методом HF (Рис.2,б), а затем B3LYP (Рис.2,с) приводит к такой конформационной перестройке, при которой атом натрия находится уже в середине полости. Атом хлора немного отдаляется от натрия, а все близлежащие атомы водорода (Рис.2,б и с) повернуты в сторону атома хлора, удерживая его в образовавшемся

комплексе. Такая картина образования комплекса ПЭГ5 с ионной парой подтверждает образование комплекса за счет взаимодействий

катиона натрия с кислородами, а аниона хлора с водородами полиэтиленгликоля.

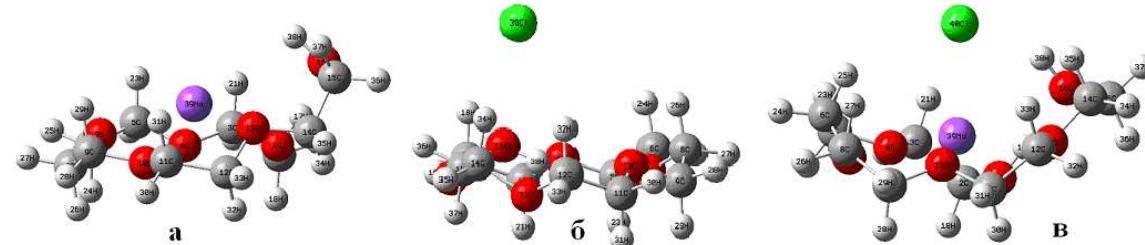


Рис.3

Расчетные структуры вид в профиль (а) ПЭГ5+Na; (б) ПЭГ5+Cl; (в) ПЭГ5+NaCl

Проведем сравнение структурных изменений, происходящих при образовании различных комплексов ПЭГ5 (Рис.3), рассчитанных методом HF/6-31G. При образовании всех исследованных комплексов (Таблица 2) концевые атомы кислорода ПЭГ5 приближаются друг к другу. Расстояния между ними по сравнению с чистым олигомером ПЭГ5 уменьшаются - в комплексе с хлором на 0.09 Å, в комплексе с натрием на 0.19 Å и в комплексе с ионной парой на 0.23 Å.

Следует отметить, что изменения, происходящие при образовании комплекса ПЭГ5+NaCl схожи с изменениями, происходящими в структуре комплекса при образовании комплекса ПЭГ5+Na – все атомы кислорода ПЭГ5 приближаются друг к другу, делая полость более компактной. Самые большие изменения характеризуются сближением противолежащих в полости атомов кислорода – атома кислорода O₁ с O₁₃ (в комплексе с натрием на 2.35 Å, а в комплексе с ионной парой на 2.05 Å) и O₁₀ (соответственно на 1.47 Å и 1.17 Å), а также атома O₄ с O₁₃ (на 0.80 Å в ПЭГ5+Na и на 0.98 Å в ПЭГ5+NaCl). Расстояние между атомами кислорода O₄ и O₁₀ в обоих комплексах уменьшается на 0.91 Å. Единственное различие наблюдается в расстоянии, образующемся между атомами O₁₆-O₄, которое в комплексе ПЭГ5+Na увеличивается, а в комплексе ПЭГ5+NaCl уменьшается на 0.3 Å. При образовании комплекса ПЭГ5+Cl наибольшие

изменения претерпевает разворот концевого атома кислорода O₁₆, приближающегося к внутренним кислородам O₇ и O₁₀ соответственно на 2.16 Å и 1.46 Å. При образовании всех комплексов ПЭГ5 концевая группа O₁₆H₃₈ разворачивается таким образом, что существенно уменьшается расстояние между соседними несвязанными атомами кислорода O₁₃:O₁₆ (на 0.7 Å в комплексе с натрием, на 0.82 Å в комплексе с хлором и на 0.68 Å в комплексе с ионной парой).

Рассмотрим, как располагаются атомы натрия и хлора в изученных комплексах ПЭГ5. Из Таблицы 2 видим, что в комплексе ПЭГ5+Na атом натрия ближе всего подходит к атомам кислорода O₁₀ (2.45 Å) и O₁ (2.49 Å), в комплексе ПЭГ5+NaCl он еще больше приближается ко всем кислородам, отдаляясь только от атома O₇ на 0.13 Å. Атом хлора в комплексе ПЭГ5+NaCl на 3–2 Å располагается ближе к атомам водородов ПЭГ5, чем в комплексе ПЭГ5+Cl. В комплексе с хлором атом хлора наиболее близко подходит к концевому атому водорода H₃₈ (3.36 Å), а в комплексе с ионной парой он еще на 1.05 Å приближается к этому атому и расстояние Cl-H₃₈ составляет 2.31 Å.

В Таблице 3 приведены заряды на атомах комплекса ПЭГ5 с ионной парой NaCl, а для сравнения – заряды на атомах чистого ПЭГ5 и его комплексов с натрием и хлором.

Таблица 3.

Заряды на атомах в оптимизированных комплексах ПЭГ5

Атом	ПЭГ5	ПЭГ5+Na	ПЭГ5+Cl	ПЭГ5+NaCl	
	HF	HF	HF	HF	B3LYP
O ₁	-0.687	-0.687	-0.686	-0.939	-0.647
C ₂	0.113	0.109	0.112	-0.196	-0.044
C ₃	0.107	0.080	0.106	-0.069	-0.056
O ₄	-0.643	-0.652	-0.644	-0.449	-0.477
C ₅	0.126	0.083	0.126	-0.240	-0.022
C ₆	0.116	0.123	0.115	-0.098	-0.074
O ₇	-0.637	-0.655	-0.638	-0.512	-0.472
C ₈	0.117	0.122	0.116	-0.089	-0.039
C ₉	0.119	0.087	0.118	-0.100	-0.033
O ₁₀	-0.639	-0.674	-0.642	-0.503	-0.480
C ₁₁	0.116	0.102	0.116	-0.196	-0.049
C ₁₂	0.118	0.108	0.116	-0.015	-0.025
O ₁₃	-0.654	-0.644	-0.656	-0.461	-0.476
C ₁₄	0.101	0.104	0.098	-0.127	-0.062
C ₁₅	0.107	0.098	0.104	-0.192	-0.032
O ₁₆	-0.675	-0.668	-0.681	-0.834	-0.655
Na		-0.241		0.633	0.251
Cl			-0.017	-0.758	-0.639

Наибольшее перераспределение зарядов при образовании комплекса PEG5+Na (табл.3) наблюдается на атомах углерода C₅ и кислорода O₁₀ (~0,04), углерода C₉ и C₃ (0,03) и кислорода O₇ (~0,02). При образовании комплекса PEG5+Cl изменения в зарядовом распределении на порядок меньше, что объясняется расположением атома хлора не в полости PEG5, а над полостью на определенном расстоянии от полиэтиленгликоловой цепочки. Наибольшие изменения связаны с понижением заряда на атоме кислорода O₁₆ (~0,006) и атомах кислорода O₁₀ и углеродов C₁₄ и C₁₅ (~0,003).

Образование комплекса ПЭГ5 с ионной парой NaCl приводит к очень существенному зарядовому перераспределению – заряды на всех атомах углерода поменяли знак на противоположный и стали электроотрицательными. Наибольшие изменения наблюдаются на атомах углерода C₅, C₁₁, C₂ и C₁₅, на которых заряды понизились соответственно на 0.366, 0.312, 0.309 и 0.299 единиц заряда. На атомах C₁₄, C₆, C₉ и C₈ заряды понизились ~0.2 единицы заряда. Также сильно понизились заряды на концевых атомах кислорода O₁ на 0.252 и O₁₆ на 0.159 единиц заряда. Эти атомы приобрели

большой отрицательный заряд – O₁ (-0.939), O₁₆ (-0.834). У других атомов кислорода заряды повысились (на O₄ на 0.194, O₇ на 0.125 и на O₁₀ на 0.136 единиц заряда). Все эти зарядовые изменения произошли благодаря взаимодействию атомов полиэтиленгликоловой цепочки с ионной парой NaCl. Надо отметить, что в комплексах ПЭГ5+Na у натрия был небольшой отрицательный заряд (-0.241), а в комплексе ПЭГ5+Cl у хлора величина заряда составляла всего лишь (-0.017). При образовании ионной пары NaCl атом натрия отдает электронную плотность атому хлора и между образовавшимися ионами Na⁺ и Cl⁻ возникают силы электростатического притяжения, в результате чего образуется ионная связь. Поэтому в комплексе ПЭГ5+NaCl у натрия большой положительный заряд (0.633), а у хлора - большой отрицательный заряд (-0.758). Расчет по методу DFT/B3LYP дает другую картину зарядового распределения, делая менее электроотрицательными практически все атомы углерода и кислорода полиэтиленгликоловой цепочки. При сравнении расчета по методу DFT/B3LYP с расчетом HF наблюдаем, что заряды понижаются только на атомах кислорода O₄ и O₁₃.

(на 0.028 и 0.015 единиц заряда соответственно) и на атоме углерода C₁₂ (на 0.01 единицу заряда). Все кислороды в середине полости приобретают одинаковый заряд (~0.45), а концевые кислороды (~0.65). Атомы водорода внутри полости имеют практически одинаковый заряд (~0.2), на концевых атомах водорода заряд значительно выше (на H₁₇ 0.686, а на H₃₈ 0.562 единиц заряда). Заряд на атоме натрия при расчете методом DFT/B3LYP уменьшился на 0.382, а на атоме хлора увеличился на 0.119 единиц заряда (Таблица 3).

Известно, что с электронными переходами из основного состояния в возбужденное и обратно связаны важнейшие процессы - по-

глощение, отражение, рассеяние различных излучений, некоторые химические реакции и т.д. Особо важное значение приобретает энергетическая разность между орбиталами основного (HOMO) и возбужденного (LUMO) состояний. Очевидно, что чем меньше энергетическая щель между этими орбиталами, тем легче диссоциировать молекулу. В табл. 4 приведены значения энергии HOMO и LUMO орбиталей чистого олигомера полиэтиленглюколя ПЭГ5 и его комплексов с атомами натрия Na, хлора Cl и с ионной парой NaCl в двух методах HF/6-31G и DFT B3LYP/6-31G.

Таблица 4.

HOMO и LUMO орбитали в оптимизированных комплексах ПЭГ5

Комплексы	ПЭГ-5	ПЭГ5+Na		ПЭГ5+Cl		ПЭГ5+NaCl	
Орбитали		α	β	α	β	α	α
Метод	HF	HF	HF	HF	HF	HF	B3LYP
HOMO	-0.40532	-0.09421	-0.42951	-0.40727	-0.00059	-0.33171	-0.21125
LUMO	0.23095	0.09133	0.10291	0.22926	0.22970	0.01361	0.01874

Как видно, энергетическая щель между орбиталами HOMO и LUMO при образовании комплексов ПЭГ5 с атомом хлора практически не меняется, при образовании комплекса с натрием уменьшается на 0.45073 ат. ед., при образовании комплекса с ионной парой NaCl уменьшается на 0.29095 ат. ед., а расчет мето-

дом B3LYP еще на 0.11533 ат. ед. понижает это значение.

В Таблице 5 приведены энергетические параметры и дипольные моменты ПЭГ5 и его комплексов по результатам расчета методом HF.

Таблица 5.

Энергетические параметры и дипольные моменты ПЭГ5 и его комплексов

Энергия и Дипольный момент	ПЭГ5 (HF)	ПЭГ5+Na (HF)	ПЭГ5+Cl (HF)	ПЭГ5+NaCl (HF)	ПЭГ5+NaCl (B3LYP)
Полная энергия (RHF, ат.ед.)	-840.636	-1002.493	-1300.087	-1462.087	-1468.225
Энергия отталкивания ядер (Hartrees)	1249.965	1493.494	1498.227	1819.419	1824.938
Дипольный момент (Дебай)	4.298	8.004	4.272	6.780	5.850

Как следует из результатов расчета (Таблица 5), при захвате олигомером ПЭГ5 атома натрия энергия образованного комплекса ПЭГ5+Na по сравнению с чистым олигомером ПЭГ5 уменьшается на 162 ат.ед., а дипольный

момент возрастает на 3.7Д. При связывании атома хлора энергия образованного комплекса ПЭГ5+Cl уменьшается по сравнению с чистым ПЭГ5 на 459 ат.ед. Таким образом, процесс образования комплекса с атомом хлора

оказывается энергетически более выгодным. Дипольный момент при образовании комплекса ПЭГ5+Cl уменьшается на 0.026 D, структура комплекса ПЭГ5+Cl более компактна, чем ПЭГ5+Na. При образовании комплекса ПЭГ5 с ионной парой NaCl полная энергия комплекса уменьшается по сравнению с чистым олигомером ПЭГ5 на 621 ат.ед., по сравнению с комплексом ПЭГ5+Na на 460 ат.ед, а с комплексом ПЭГ5+Cl на 162 ат.ед. Комплекс ПЭГ5+NaCl оказывается энергетически более выгодным, чем чистый олигомер ПЭГ5 и его комплексы с изолированными атомами натрия или хлора. Дипольный момент при образовании комплекса ПЭГ5+NaCl увеличивается на 2.5 D по сравнению с чистым ПЭГ5 и его комплексом с хлором и уменьшается на 1.2D по сравнению с комплексом ПЭГ5+Na, структура полости ста-

новится самой компактной из всех рассмотренных комплексов. Расчет методом DFT с гибридным функционалом B3LYP понижает полную энергию еще на 6.138 ат.ед., а дипольный момент на 0.93 D.

Таким образом, олигомеры полиэтиленгликоля PEG5 предрасположены к связыванию атомов натрия или хлора, но особенно, к связыванию ионной пары NaCl. Такое комплексообразование приводит к энергетической стабилизации структуры и наибольшему количеству связывающих взаимодействий отрицательно заряженных атомов кислорода и положительно заряженных атомов водорода ПЭГ с положительно заряженным катионом натрия Na и отрицательно заряженным анионом хлора Cl.

1. М.О.Дурыманов, А.В.Уласов, Е.А. Белецкая и др. *Наночастицы полиплексов с лигандом для доставки генов в раковые клетки меланомы, Материалы докл. IV съезда биофизиков России.* Нижний Новгород, 1 (2012) 80.
2. J.Chen, S.Spear, J.Huddleston, R.Rogers. *Polyethylene glycol and solutions of polyethylene glycol as green reaction media, Green Chem.*, 7 № 2 (2005) 64-82.
3. J.Chen, S.Spear, J.Huddleston et al. *Application of poly(ethylene glycol)-based aqueous biphasic systems as reaction and reactive extraction media, Ind. End.Chem.Res.*, 43 № 17 (2004) 5358-5364.
4. М.В.Косевич, В.Г.Зобнина, Е.Н. Животова и др. *Масс-спектрометрическое исследование криопротекторов на основе оксиэтилированных производных глицерина, Масс-спектрометрия*, 6 №1 (2009) 7-20.
5. J.Gidden, T.Wytenbach, A.Jackson et al. *Gas-Phase Conformations of Synthetic Polymers: Poly (ethylene glycol), Poly(propylene glycol), and Poly(tetramethylene glycol)*, J. Am. Chem. Soc., 122 № 19 (2000) 4692-4699.
6. A.Jackson, J.Scrivens, J.Williams, E.Baker et al. *Microstructural and conformational studies of polyether copolymers, Int. J. Mass Spectrom.*, 238 № 3 (2004) 287-299.
7. T.Wytenbach, G.von Helden, M.Bowers. *Conformations of Alkali Ion Cationized Polyethers in the Gas Phase: Polyethylene Glycol and Bis[(benzo-15-crown-5)-15-ylmethyl] Pi-melate, Int. J. Mass Spectrom. Ion Proc.*, 165/166 (1997) 377-390.
8. K.Shimada, S.Matsuyama, T.Saito et al. *Conformational effects on cationization of poly(ethylene glycol) by alkali metal ions in matrix-assisted laser desorption/ionization time-of-flight mass spectrometry, Int. J. Mass Spectrom.*, 247 № 1-3 (2005) 85-92.
9. Y.Yokoyama, R.Hirajima, K.Morigaki et al. *Alkali-cation affinities of polyoxyethylene do-decylethers and helical conformations of their cationized molecules studied by electrospray mass spectrometry, J. Am.Soc. Mass Spectrom.*, 18 № 11 (2007) 1914-1920.
10. В.Г.Заикин. *Масс-спектрометрия синтетических полимеров.* М.: ВМCO, (2009) 332.
11. L.van Vlerken, T.Vyas, M.Mansoor. *Poly(ethylene glycol) modified nanocarriers for tumor targeted and Intracellular Delivery, Pharm. Res.*, 24 № 8 (2007) 1405-1414.
12. В.В.Чаговец, В.Г.Зобнина, М.В.Косевич. *Моделирование взаимодействия производных полиэтиленгликоля с ионами щелочных металлов и аминокислотой пролино методом олеокуллярной макрои, Тез. докл. конф. молодых ученых "Физика низких температур", Харьков, 1 (2009) 95.*
13. В.Г.Зобнина, М.В.Косевич, В.В. Чаговец и др. *Стабильные ассоциаты олигомеров полиэфиров с анионом хлора по данным масс-*

- спектрометрии с ионизацией электрораспылением и молекулярной динамики, *Масс-спектрометрия*, 7 № 3 (2010) 225-231.
14. З.И.Гаджиев, С.Д.Демухамедова, И.Н.Алиева, Н.М.Годжаев. Электронная и пространственная структура олигомеров полиэтиленгликоля ПЭГ4 и ПЭГ5 с атомом натрия, *Journal of Qafqaz University-Physics*, 1 № 1 (2013) 40-46.
15. С.Д.Демухамедова, З.И.Гаджиев, И.Н.Алиева, Н.М.Годжаев. Исследование пространственной структуры олигомеров полиэтиленгликоля PEG4+Cl и PEG5+Cl с атомом хлора, *Материалы докл. VII Республиканской научно-практической Конф.*
16. С.Д.Демухамедова, З.И.Гаджиев, И.Н.Алиева, Н.М.Годжаев. *Квантовохимическое исследование структуры и колебательного спектра комплекса олигомера полиэтиленгликоля PEG4 с ионной парой NaCl*, *Journal of Qafqaz University-Physics*, 2 № 2 (2014) 136-146.
17. S.D.Demukhamedova, Z.I.Hajiyev, I.N.Alieva, N.M.Godjaev. *Theoretical calculation of spatial and electronic structures of the complex of oligomer of polyethylene glycol PEG4 with NaCl ion pair*, Fizika, XX № 4 (2014) 15-22.

THEORETICAL CALCULATION OF SPATIAL AND ELECTRONIC STRUCTURES OF THE COMPLEX OF OLIGOMER OF POLYETHYLENE GLYCOL PEG5 WITH NaCl ION PAIR

S.D.DEMUKHAMEDOVA, Z.I.HAJİYEV

By quantum chemical *ab initio* Hartree-Fock method using the 6-31G basis the spatial and electronic structure of the oligomer complex organic polymer - polyethylene glycol (PEG5) ion pair with NaCl have been carried. The investigated model has been modeled by molecular dynamics. The energy and geometrical parameters of complex have been obtained, the basis structural changes in the electronic structure of PEG5 at formation of complex PEG5 + NaCl have been analysed. A comparison of the received complex with the previously studied complexes PEG5 + Na and PEG5 + Cl has been carried .

PEQ5 POLİETİLENGLİKOL OLİQOMERLƏRİNİN NaCl İON CÜTLÜYÜ İLƏ KOMPLEKSİNİN FƏZA VƏ ELEKTRON QURULUŞUNUN NƏZƏRI HESABLANMASI

S.D.DEMUXAMEDOVA, Z.I.HACİEV

Məqalədə *ab initio* Hartri-Fok kvant kimyası üsulu ilə 6-31G bazisindən istifadə edərək PEG üzvü polimer polietilenlikol olijomerinin NaCl ion cütlüyü ilə kompleksinin fəza və elektron quruluşları hesablanmışdır. Tədqiq olunan model molekulyar dinamika metoduna əsasən hesablanmışdır. Kompleksin enerji və həndəsi parametrləri müəyyənləşmişdir, PEG5+NaCl ion cütlüyü ilə kompleksin yaradılması nəticəsində elektron quruluşunda əsas struktur dəyişiklikləri təhlil olunmuşdur. Alınmış kompleks tədqiq edilmiş PEG5+Na və PEG5+Cl kompleksləri ilə müqaisə edilmişdir.

Редактор: проф.Ш.Нагиев

УДК 621 315.61

ТЕОРИЯ КОЛЕБАНИЯ ТОКА В ЛЕГИРОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ В СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Э.Р.ГАСАНОВ¹, Г.Ш.ГАСАНОВ², Н.Г.АЛИЕВА¹,
А.В.ИСЛАМЗАДЕ³

БГУ¹, Институт Физических Проблем²

AZ 1143, Баку, ул. З. Халилова, 23

Институт Физики НАН Азербайджана³

AZ 1143, Баку, пр. Г. Джавида, 131

aygul_islamzade@mail.ru

Получена: 20.04.2016

Принята к печати: 26.07.2016

РЕФЕРАТ

Построена теория колебания тока в легированных полупроводниках при наличии сильного внешнего электрического и магнитного поля. Найдены частоты колебания тока, магнитное поле, интервал изменения электрического поля, при котором происходит внешняя неустойчивость в кристалле. Определены значения магнитного и электрического полей при отрицательном значении импеданса кристалла.

Ключевые слова: частота, магнитное поле, электрическое поле, инжекция, колебания, интервал изменения.

ВВЕДЕНИЕ

Некоторые примеси в полупроводнике создают центры, которые способны находиться в нескольких заряженных состояниях (однократно, двукратно и т. п., положительно или отрицательно заряженных). Так, например, атомы золота в германии могут кроме нейтрального состояния быть однократно положительно заряженными и однократно, двукратно и трехкратно отрицательно заряженными центрами, атомы меди кроме нейтрального состояния могут быть однократно, двукратно и трехкратно отрицательно заряженными центрами и т.п. Таким центрам соответствуют в запрещенной зоне несколько энергетических уровней. Такие энергетические уровни расположены на разных расстояниях от дна зоны проводимости (или от верхнего края валентной зоны) в запрещенной зоне полупроводника. В зависимости от удаления этих уровней от валентной зоны (или зоны проводимости) их называют глубокими ловушками. Эти глубокие ловушки (центры) способны захватывать электроны или дырки в зависимости от их зарядовых состояний. В результате такого захвата изменяется концентрация электронов в зоне проводимости, концентрация дырок в валентной зоне и, следовательно, электропроводимость полупроводника.

В разных экспериментальных условиях и при разных значениях температуры эти глубокие ловушки являются более или менее активными, т. е. рекомбинация в основном происходит с определенным числом ловушек. Например, в эксперименте [1] активными ловушками были однократно и двукратно отрицательно заряженные центры золота в германии. В присутствии электрического и магнитного полей электроны получают от электрического поля энергию порядка eE_0l (e -элементарный заряд, E_0 -значение электрического поля, l -длина свободного пробега электрона). За счет этих энергий электроны могут преодолеть кулоновский барьер однократно заряженного центра и закрепиться, т.е. рекомбинировать с этим центром. Кроме того вследствие теплового переброса электроны могут генерироваться из ловушек в зоне проводимости. Процесс захвата уменьшает, а процесс переброса увеличивает число электронов в зоне проводимости. Что же

касается дырок, то их число увеличивается вследствие захвата электронов глубокими ловушками из валентной зоны и уменьшается вследствие захвата электронов из глубоких ловушек дырками. Разные вероятности генерации и рекомбинации приводят к изменению концентраций носителей в кристалле. Мы в этой работе будем иметь в виду полупроводник с носителями обоих знаков, т. е. электронов n_- , и дырок n_+ .

Наличие рекомбинаций и генераций в полупроводнике приводит к возникновению нарастающих колебаний концентраций носителей и электрического поля внутри кристалла. Эти колебания могут нарастать внутри кристалла или выходить во внешнюю цепь (т. е. во внешней цепи появляются колебания тока). Поэтому нужно различать два типа нарастающих колебаний:

- 1) нарастающие колебания концентраций носителей и электрического поля внутри кристалла, такую неустойчивость, при которой колебаний тока во внешней цепи нет, называют «внутренняя неустойчивость».
- 2) нарастающие колебания, приводящие к колебаниям тока во внешней цепи, такую неустойчивость называют «внешняя неустойчивость».

Условия возникновения внутренней неустойчивости заключаются в том, что частота, определяемая из дисперсионного уравнения для колебания внутри кристалла, оказывается комплексной, причем ее мнимая часть должна быть положительной. При этом волновые векторы колебаний, определяемые из граничных условий, являются вещественными. Граничные условия для волнового вектора внутри кристалла определяются из условия наличия стоячих волн внутри кристалла. Это означает, что волновой вектор \vec{k} имеет вид:

$$k = \frac{\pi}{L} \cdot m, \quad (m=1,2,3\dots), \quad (1)$$

где L -размер кристалла.

При внешней неустойчивости комплексной величиной оказывается не частота возникающих колебаний, а волновые векторы, определяемые из дисперсионного уравнения. При внешней неустойчивости частота возникающих колебаний определяется из условия равенства нулю полного сопротивления цепи. Это связано с тем, что при определенных условиях нарастание волн внутри кристалла, активное сопротивление, вносимое в цепь кристаллом отрицательно в некоторой области частот. Наличие отрицательного активного сопротивления приводит к возможности использования системы (т. е. внешняя цепь и кристалл) для генерации определяемой условием равенства к нулю полного сопротивления цепи. В этой работе мы изложим теорию внешней неустойчивости в легированных полупроводниках в сильных электрических и магнитных полях в полупроводниках с двумя типами носителей заряда. Электрическое и магнитное поле должно быть больше соответствующих величин, определяемых следующими неравенствами

$$\vartheta_d \gg S; \quad \mu_{\pm} H_0 \gg c, \quad (2)$$

где $\vartheta_d = \mu_{\pm} E_0$ дрейфовая скорость, S – скорость звуковых волн в кристалле, μ_{\pm} – подвижности дырок и электронов, c - скорость электромагнитной волны в вакууме. Определим частоты излучения энергии и предел изменения значений электрического и магнитного полей.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Пусть концентрация носителей электронов n_- и концентрация дырок n_+ , концентрация однократных заряженных ловушек N , двукратно заряженных ловушек N . при условии

$$N \ll N, \quad n_{\pm} \ll N, N, \quad N_+ N_- = N_0 = \text{const}. \quad (3)$$

Полупроводник с такими ловушками находится во внешнем электрическом и магнитном поле. Тогда однократно заряженные центры захватывают через кулоновский барьер электроны и испускают через барьер дырок; двукратно заряженные центры могут испускать электроны и захватывать дырки при тепловых возбуждениях.

Концентрация n_{\pm}, N_{\pm}, N и плотность потока тока при наличии электрического и магнитного полей удовлетворяют уравнениям [2-5].

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial n_{-}}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{j}_{-} &= \left(\frac{\partial n_{-}}{\partial t} \right)_{rek.} = \gamma_{-}(0)n_{1-}N_{-} - \gamma_{-}(E)n_{-}N, \\
 \frac{\partial n_{+}}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{j}_{+} &= \left(\frac{\partial n_{+}}{\partial t} \right)_{rek.} = \gamma_{+}(E)n_{1+}N - \gamma_{+}(0)n_{+}N_{-}, \\
 \frac{\partial N_{-}}{\partial t} &= \left(\frac{\partial n_{+}}{\partial t} \right)_{rek.} - \left(\frac{\partial n_{-}}{\partial t} \right)_{rek.}, \\
 \vec{j}_{+} &= n_{+}\mu_{+}(E, H)\vec{E} + n_{+}\mu_{1+}(E, H)[\vec{E}\vec{h}] + n_{+}\mu_{2+}(E, H)\vec{h}(\vec{E}\vec{h}) - \\
 &\quad - D_{+}\vec{\nabla}n_{+} - D_{1+}[\vec{\nabla}n_{+}\vec{h}] - D_{2+}\vec{h}(\vec{\nabla}n_{+}\vec{h}) \\
 \vec{j}_{-} &= n_{-}\mu_{-}(E, H)\vec{E} + n_{-}\mu_{1-}(E, H)[\vec{E}\vec{h}] + n_{-}\mu_{2-}(E, H)\vec{h}(\vec{E}\vec{h}) \\
 &\quad - D_{-}\vec{\nabla}n_{-} + D_{1-}[\vec{\nabla}n_{-}\vec{h}] - D_{2-}\vec{h}(\vec{\nabla}n_{-}\vec{h}) \\
 n_{1-} &= \frac{n^0 N_0}{N_-^0}; \quad \operatorname{div} \vec{I} = e \operatorname{div} (\vec{j}_{+} - \vec{j}_{-}); \quad e > 0, \quad I = I(t), \quad n_{1+} = \frac{n_{+}^0 N_-^0}{N_0},
 \end{aligned} \tag{4}$$

здесь \vec{h} – единичный вектор по магнитному полю, $\mu_{\pm}(E, H)$ - омическая, $\mu_{1\pm}(E, H)$ - холловская, $\mu_{2\pm}(E, H)$ - фокусировочная подвижности дырок и электронов, $D_{\pm}, D_{1\pm}, D_{2\pm}$ соответственно омические, холловские, фокусировочные коэффициенты диффузии носителей заряда. Для упрощения громоздких вычислений мы рассмотрим случай, когда носители имеют эффективную температуру. Тогда коэффициент диффузии

$$D_{\pm} = \frac{T_{\phi\phi}}{e} \mu_{\pm}, \quad T_{\phi\phi} = \frac{T}{3} \left(\frac{cE_0}{SH_0} \right)^2,$$

где T - температура в эргах.

Кроме того, будем рассматривать кристалл, размеры которого удовлетворяют следующим соотношениям

$$L_y \ll L_x, L_z \ll L_x.$$

Внешнее электрическое поле направлено по оси x , а магнитное поле по оси z .

Положим

$$\begin{aligned}
 n_{\pm}(\vec{r}, t) &= n_{\pm}^0 + \Delta n_{\pm}(\vec{r}, t), N_{\pm}(\vec{r}, t) = N_{\pm}^0 + \Delta N_{\pm}(\vec{r}, t), \\
 \vec{E}(\vec{r}, t) &= \vec{E}_0 + \Delta \vec{E}(\vec{r}, t).
 \end{aligned} \tag{5}$$

Отклонение магнитного поля от равновесного значения равно нулю, так как мы рассматриваем продольные колебания тока. Значок (0) означает равновесное значение соответствующих величин, в дальнейшем его будем опускать.

Введем вместо коэффициентов рекомбинации частоты захвата и испускания равновесными центрами.

$$\nu_- = \gamma_-(E_0)N_0, \quad \nu_+ = \gamma_+(0)N_-^0, \quad \nu_+^E = \gamma_+(E_0)N_0, \quad (6)$$

а также комбинированные частоты захвата и испускания неравновесными центрами

$$\nu'_-\gamma_-(E_0)n_- + \gamma_-(0)n_{1-}, \quad \nu'_+ = \gamma_+(0)n_+ + \gamma_+(E_0)n_{1+} \quad (7)$$

и, наконец, обозначим численные множители, определяемые зависимостями $\gamma_\pm(E)$, $\mu_\pm(E)$

$$\beta_\pm^\gamma = 2 \frac{d \ln \gamma_\pm(E)}{d \ln(E^2)}; \quad \beta_\pm^\mu = 1 + 2 \frac{d \ln \mu_\pm}{d \ln(E^2)}. \quad (8)$$

Вследствие громоздкости решения системы (4) с учетом (5-8) мы ограничимся указанием схемы решения. Подставляя (5-8) в (4), получаем векторное уравнение для $\Delta\vec{E}$, решение которого имеет вид:

$$\Delta\vec{E} = A\Delta\vec{I} + \vec{B}_1\Delta n_- + \vec{B}_2\Delta n_+, \quad (9)$$

где \vec{B}_1 , \vec{B}_2 - постоянные векторы, зависящие от частоты колебаний, характерных частот, от равновесных значений концентраций носителей, электрического и магнитного поля и от численных множителей β_\pm^μ , β_\pm^γ .

Разделим флюктуации $\Delta n_\pm(\vec{r}, t)$, $\Delta N_-(\vec{r}, t)$, $\Delta E(\vec{r}, t)$ на части, пропорциональные колебательному току ΔI во внешней цепи:

$$\begin{aligned} \Delta n_\pm &= \Delta n'_\pm e^{i(\vec{k}\vec{r}-\omega t)} + \Delta n''_\pm e^{-i\omega t}, \quad \Delta N_-(\vec{r}, t) = \Delta N'_- e^{i(\vec{k}\vec{r}-\omega t)} + \Delta N''_- e^{-i\omega t}, \\ \Delta E(\vec{r}, t) &= \Delta E' e^{i(\vec{k}\vec{r}-\omega t)} + \Delta E'' e^{-i\omega t}. \end{aligned} \quad (10)$$

С учетом (10) из (4) получим две системы уравнений: неоднородную систему:

$$C''_- \Delta n''_- + C''_+ \Delta n''_+ = C\Delta I, \quad D''_- \Delta n_- + D''_+ \Delta n'_+ = D\Delta I, \quad \Delta I = \Delta I(t). \quad (11)$$

И систему двух линейных однородных уравнений для $\Delta n'_\pm$

$$C'_- \Delta n'_- + D'_+ \Delta n'_+ = 0, \quad D'_- \Delta n'_- + D'_+ \Delta n'_+ = 0. \quad (12)$$

Решение (11) дает

$$\Delta n''_- = \Phi_- \Delta I, \quad \Delta n''_+ = \Phi_+ \Delta I.$$

Условия разрешимости дисперсионного уравнения, получаемого из (12), приводят к уравнению четвертой системы относительно K_x . Мы решим его, пренебрегая частотами ν'_\pm по сравнению с ν_\pm, ν_+^E .

$\Delta m'_\pm$ будем искать в виде

$$\Delta n'_\pm = \sum_{j=1} \lambda_\pm^j e^i (k_j r_j - \omega t). \quad (13)$$

Подставляя (13) в (12), найдем связь между λ_+^j и λ_-^j

$$\frac{\lambda_-^j}{\lambda_+^j} = -\frac{C'_+(k_j)}{C'_-(k_j)} = -\frac{D'_+(k_j)}{D'_-(k_j)}. \quad (14)$$

Контакты кристалла всегда являются в некоторой степени выпрямляющими, поэтому так называемые омические контакты представляют более как предельные случаи. Поэтому контакты кристалла являются инжектирующими. Пусть инжекция происходит на контактах $x = 0$, и $x = L$. Тогда граничные условия имеют вид:

$$\Delta n_\pm(0) = \delta_\pm^0 \Delta I; \quad \Delta n_\pm(L) = \delta_\pm^L \Delta I, \quad (15)$$

где δ_\pm - коэффициенты инжекции дырок и электронов.

С помощью (15) из (14) получим все константы и из (9) выражения для ΔE .

После этого можно вычислить переменную разность потенциалов на концах кристалла и импеданс:

$$Z = \frac{\Delta V}{\Delta I}; \quad Z = \frac{1}{\Delta I S_1} \int_0^L \Delta E(X, t) dx, \quad (16)$$

где S'_1 - площадь поперечного сечения кристалла.

Вещественная и мнимая части импеданса при высокочастотном и низкочастотном пределе имеют вид.

a) высокочастотный предел

$$\begin{aligned} & \omega \gg \nu_\pm, \nu_+^E, \nu'_\pm, \\ & \frac{R_m Z}{Z_0} = \frac{1}{\alpha_+} \left(\frac{H}{H_+} \right)^2 \left(1 - \frac{H_1}{H} + H_2 \cos \gamma - \frac{H}{H_3} \sin \gamma \right), \\ & \frac{I_m z}{z_0} = \frac{3eE_0}{2T k_y} \left(\frac{S}{\nu_-} \right)^2 \left(\frac{H}{H_-} \right)^4 \frac{\nu_+^E H'_2 - \nu_- H'_1}{\omega H}, \end{aligned} \quad (17)$$

b) низкочастотный предел

$$\omega \ll \nu_\pm, \nu_+^E, \nu'_\pm,$$

$$\frac{R_e Z}{Z_0} = \frac{1}{\alpha_+} \left(\frac{H}{H_+} \right)^2 \left[1 + \frac{\omega H'_1}{\nu_- H} (\cos \gamma - 1) - \left(\frac{\nu_+^E H'_2}{\nu_+ H} + \frac{H}{H_3} \right) \sin \gamma \right], \quad (18)$$

$$\frac{I_m Z}{Z_0} = \frac{3eE_0}{2T k_y} \left(\frac{S}{\nu_-} \right)^2 \left(\frac{H}{H_-} \right)^4 \frac{\nu_+^E H'_2 - \nu_- H'_1}{\omega H},$$

здесь

$$H_+ = \frac{c}{\mu_+}; H_- = \frac{c}{\mu_-}; Z_0 = \frac{L_x}{\sigma_0 S_1} \quad (S_1 - \text{площадь поперечного сечения кристалла}); \sigma_0 = e(n_- \mu_- + n_+ \mu_+),$$

$$\alpha_+ = \frac{d \ln \mu_+}{d \ln(E^2)}; \quad \gamma = \frac{H}{H_-} \theta; \quad H >> \mu_\pm c,$$

$$H_1 = \frac{2\alpha_+ \alpha_- \nu_- n_-}{n_0 \beta_+^\mu \theta \mu_+ \omega} H_+ \left(1 + \frac{n_+}{n_-} \frac{\mu_+}{\mu_-} \frac{\nu_+^E}{\nu_-} \beta_-^\gamma \frac{1}{\alpha} \right) = H_+ f(1+u), \quad (19)$$

$$H_2 = H_+ f(1+\alpha_- u); \quad H'_1 = H_+ \frac{2n_- \beta_-^\gamma \alpha_+}{n_0 \beta_+^\mu \theta}; \quad H'_2 = H_+ \frac{2n_+ \beta_+^\beta}{\beta_+^\mu \theta n_0}; \quad H_3 = H_+ \frac{\theta \alpha_+ \mu}{e \nu_- \delta \mu_+}$$

$$n_0 = n_- + n_+; \quad \delta = \delta_+^L + \delta_-^L + \delta_+^0 + \delta_-^0;$$

$$\theta = \frac{2L_x \nu_- \nu_+^E n_+ \beta_-^\mu \beta_+^\gamma}{n_0 k_y \nu_0^2 (\beta_-^\mu + \beta_+^\mu)} \left(1 + \frac{n_-}{n_+} \frac{\nu_-}{\nu_+^E} \frac{\beta_+^\mu \beta_-^\gamma}{\beta_-^\mu \beta_+^\gamma} \right) = \left(\frac{E_1}{E_0} \right)^2,$$

$$\nu_0 = (\mu_- + \mu_+) E_0.$$

ОБСУЖДЕНИЕ

(17-18) с обозначениями (19) показывает, что изменение знаков $\frac{R_e Z}{Z_0}$ и $\frac{I_m Z}{Z_0}$ может происходить осцилляционным образом вследствие изменения знаков тригонометрических функций $\sin \gamma$ и $\cos \gamma$ или безосцилляционным образом как функция характерных магнитных полей $H_1, H_2, H'_1, H'_2, H_3$. Одновременно, знак мнимой части импеданса определяет индуктивный или емкостной характер сопротивления, вносимый в цепь за счет колебания тока.

Для получения аналитического выражения частоты магнитного поля при отрицательном значении $\frac{R_e Z}{Z_0}$ мы учтем конкретные значения тригонометрических функций $\sin \gamma$ и $\cos \gamma$.

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ ПРЕДЕЛ

При $\sin \gamma = \frac{H_3}{H}$ из (17) $\frac{R_e Z}{Z_0} + \frac{R}{Z_0} = 0$.

$$\cos \gamma = \left(\frac{H_+}{H} \right)^2 \alpha_+ \frac{R}{Z_0},$$

где R – сопротивление при $\frac{R_e Z}{Z_0} < 0$, вносимое в цепь.

Решение уравнения

$$\sin^2 \gamma + \cos^2 \gamma = 1$$

определяет значения магнитного поля

$$H = H_+ \frac{R}{Z_0} \left(\frac{\alpha_+}{2} \right)^{1/2}. \quad (20)$$

При получении (20) были использованы значения величин $H_1 = H_2$, т.е. $\alpha_- \approx 1$ и $H_3 \ll (2\alpha_+)^{1/2} H_+$ т.е.

$$E_0 \gg (E_1^2 E_\delta)^{1/2} \frac{\mu_-}{\mu_+} \cdot \left(\frac{1}{2\alpha_+} \right)^{1/2}, \quad (21)$$

$$E_\delta = \frac{1}{e\mu_+ \delta}; \quad E_1^2 = \frac{2L_x \nu_- \nu_+^E \beta_-^\mu \beta_+^\gamma n_+}{k_y (\mu_- + \mu_+)^2 (\beta_-^\mu + \beta_+^\mu) n_0}.$$

Для получения аналитического выражения частоты колебаний нужно решить уравнение:

$$\frac{I_m Z}{Z_0} + \frac{R_1}{Z_0} = 0. \quad (22)$$

В зависимости от знака $\frac{I_m Z}{Z_0}$, $\frac{R_1}{Z_0}$ будет иметь емкостной или индуктивный характер.

Из (18-21) получим:

$$\omega = \frac{Z_0 E_0}{R_1 E_2} \frac{\nu_- H'_1 - \nu_+^E H'_2}{H}, \quad E_2 = \frac{3e}{2T k_y} \left(\frac{S}{\mu_-} \right)^2 \left(\frac{H}{H_-} \right)^2. \quad (23)$$

Таким образом, в высокочастотном пределе получены аналитическое выражение магнитного поля (20), значения частоты колебания (23) и предел изменения внешнего электрического поля (21).

НИЗКОЧАСТОТНЫЙ ПРЕДЕЛ

Из (17-18) видно, что $\frac{I_m Z}{Z_0}$ в высокочастотном и в низкочастотном пределах частот колебания одинаковы. Поэтому в этом пределе выражения для частоты не меняется, только $\frac{\omega}{\nu_\pm} \ll 1$.

Из (18) видно, что при

$$H = \left(\frac{\nu_+^E}{\nu_+} H_3 H'_2 \right)^{1/2}. \quad (24)$$

$$\sin \gamma = 1, \text{ т.е. } \gamma = \frac{\pi}{2}; \quad \frac{\mu_- H}{c} \theta = \frac{\pi}{2} \text{ или } \frac{\mu_- H}{c} \left(\frac{E_1}{E_0} \right)^2 = \pi / 2$$

$$\frac{\mu_- H}{c} = \frac{\pi}{2} \left(\frac{E_0}{E_1} \right)^2 \gg 1; \quad \frac{E_0}{E_1} \gg (2/\pi)^{1/2}. \quad (25)$$

Тогда из выражения (18) получим

$$-\frac{1}{\alpha_+} \left(\frac{H}{H_+} \right)^2 \frac{\omega H'_1}{\nu_- H} + \frac{R}{Z_0} = 0, \quad H = \frac{\alpha_+ \nu_-}{\omega} \frac{H_+^2}{H'_1} \frac{R}{Z_0}. \quad (26)$$

Приравнивая (24) и (26), получаем

$$\frac{R}{Z_0} = \frac{\omega}{\nu_-} \left(\frac{H_3 H'_2 H_1^2}{H_+^4} \cdot \frac{\nu_+^E}{\nu_+} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (27)$$

Поскольку $\frac{R}{Z_0} > 0$ то из (23) $\frac{\nu_- H'_1}{\nu_+^E H'_2} \gg 1$, тогда в низкочастотном пределе частота имеет

значение

$$\omega = \frac{Z_0 E_0}{R_1 E_2} \frac{\nu_- H'_1}{H}; \quad \frac{\omega}{\nu_-} \ll 1,$$

$$\frac{Z_0 E_0}{R_1 E_2} \frac{H'_1}{H} \ll 1, \quad (28)$$

т. е.

$$E_0 \ll E_2 \frac{R_1}{Z_0} \frac{\pi}{2} \cdot \frac{\mu_+}{\mu_-}. \quad (29)$$

Совместимость (25) и (29) требует выполнение неравенства.

$$\frac{R_1}{Z_0} \gg (2/\pi)^{3/2} \cdot \frac{E_1}{E_2} \frac{\mu_-}{\mu_+} \quad (30)$$

Выполнение (30) требует выполнения условия $\frac{R_1}{Z_0} > 0$, тогда сопротивление, вносимое в

цепь колебаниями тока, имеет, в основном, индуктивный характер.

Таким образом, для вышеуказанных примесных полупроводников получены условия излучения энергии с определенной частотой при определенном значении внешнего сильного магнитного поля.

1. М.И.Иглицын, Э.Г.Пель, Л.Я.Первова, В.И.Фистул. *Неустойчивость электронно-дырочной плазмы полупроводника, обусловленная нелинейности вольтамперных характеристик*, ФТТ, **8** (1966) 3606.
2. В.Л.Бон-Буревич, И.П.Звягин, А.Г.Миронов. *Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках*. Москва, Наука, (1972) 31-35.
3. Л.Э.Гуревич и Э.Р.Гасанов. *Теория спонтанных колебаний в примесных полупроводниках типа германия, легированых золотом*, ФТТ, 3 (1969) 1201-1207.
4. E.R.Hasanov, R.N.Hosseyn, A.Panahov, A.I.Demirel. *Instability in Semiconductors with Deep Traps in the Presence of Strong ($\mu_{\pm} H >> C$)*. Advanced Studies in Theoretical Physics, **5** (2011) 25-30.
5. A.I.Demirel, E.R.Hasanov, E.Z.Panahov. *Unstable Waves in Doped Semiconductors and Tehir Theoretical investigations*. Y.Y.Ü. Fen Bilimleri Enstiiüsü Dergisi, **15** (2010) 7-10.

**GÜCLÜ ELEKTRİK VƏ MAGNİT SAHƏSİNDE AŞGARLI YARIMKEÇİRİCİLƏRDƏ
CƏRƏYAN RƏGSLƏRİ NƏZƏRIYYƏSI**

E.R.HƏSƏNOV, H.Ş.HƏSƏNOV, N.H.ƏLİYEVA, A.V.İSLAMZADƏ

Xarici güclü elektrik və magnit sahələrində cərəyan rəgsləri nəzəriyyəsi gurulmuşdur. Xarici dayanıgsızlıq olanda tezlik, magnit sahəsi və elektrik sahəsinin dəyişmə intervalı tapılmışdır. Kristalın mənfi impedansına uyğun magnit və elektrik sahələrinin giymətləri tapılmışdır.

**THEORY OF CURRENT OSCILLATIONS IN DOPED SEMICONDUCTORS IN STRONG ELECTRIC AND
MAGNETIC FIELDS**

E.R.HASANOV, H.S.HASANOV, N.H.ALIYEVA, A.V.ISLAMZADE

The theory of current oscillations has been created in the presence of strong external electric and magnetic field. The frequency of the current oscillations and the interval changes of magnetic and electric fields wherein the outer instability occurs in the crystal have been found. Values of electric and magnetic fields have been defined at negative values of crystal impedance.

Редактор: проф. Ш.Нагиев

UOT 621.315.592

ALFA ZƏRRƏCİKLƏRİNİN BCF-12 FİBER SSİNTİLYATORU VƏ SELVARİ FOTODIODLAR VASİTƏSİ İLƏ QEYD EDİLMƏSİ

F.İ.ƏHMƏDOV^{1,2}, S. S. SÜLEYMANOV^{1,2}, R.S.MƏDƏTOV², Q.S.ƏHMƏDOV^{1,2},
A.Z.SADIQOV^{1,2}, N.NHEYDƏROV¹, M.S.NƏZƏROV¹, R.V.VƏLİYEV^{1,2},
R.Ə.ƏKBƏROV^{1,2}, M.M.CAHANGİROV²

RYTN-Milli Nüvə Tədqiqatları Mərkəzi¹

AZ 1073 Bakı şəh, İnşaatçılar pr. 4

Azərbaycan MEA-nın Radiasiya Problemləri İnstitutu²

AZ 1143 Bakı şəh, Vahabzadə küç. 9

farid-akhmedov@yandex.ru

Daxil olub: 20.04.2016

Çapa verilib: 26.07.2016

REFERAT

İşdə yüksək enerjili sürətləndiricilərdən alınan ion selinin yerinin, bircinsliliyinin və ölçüsünün təyin edilməsində istifadəsi mümkün olan MAPD-3N, MAPD-3D və CPTA-143-30 diodlarının və BCF-12 fiber ssintilyatoru əsasında hazırlanmış detektorların alfa zərrəcikləri qeyd etmə prosesi tədqiq edilmişdir.

Alınan nəticələrdən məlum olmuşdur ki, Zecotek firmasının istehsalı olan MAPD-3N diodları eyni təcrübə şəraitdə CPTA-143-30 diodları ilə müqayisədə 30%, lakin MAPD-3D diodları ilə müqayisədə isə 21%-dan daha çox hadis qeyd etmişdir.

Açar sözlər: selvari fotodiód, gücləndirici, foto qeydedici, fiber ssintilyatoru.

GİRİŞ

Müasir fizika elminin inkişafının son mərhəlesi, əsasən, zərrəciklər fizikası istiqamətində olduğundan, zərrəciklərin qeyd olunması və onları xarakterizə edən parametrlərin müəyyən edilməsi aktual məsələlərdən biridir [1-5]. Əksər sürətləndiricilərdə ionlaşdırıcı zərrəcik selinin ($>10^6$ zərrəcik/saniyə) yüksək olması bu istiqamətlərdə aparılan təcrübələrdə yarımkənarıcı tipli qeydedicilərin zərrəciklərin birbaşa qeyd edilməsində istifadə olunması çətinliklərini yaradır [1]. Bu səbəbdən də, yüksək enerjilər fizikasında aparılan əksər elmi təcrübələrdə yarımkənarıcı qeydedicilər əvəzinə fotoelektron gücləndirici (FEG) və ssintilyator cütlüyündən ibarət olan ssintilyatorlu detektorlardan istifadə edilir [1]. Lakin, FEG-in kompakt olmasına, yüksək gərginlikdə işləməsi, kiçik kvant effektivliyinə malik olması, zərbəyə davamsız olmasına və qiymətcə baha başa gəlməsi kimi çatışmazlıqlar yeni tip fotoqeydedicilərin hazırlanmasına və onun tətbiqinə marağın kəskin artırır [6, 7]. Məhz,

belə fotoqeydedicilərdən biri də, mikro-pikselli selvari fotodiódlar hesab edilir [6]. Bu işdə yüksək enerjili sürətləndiricilərdən alınan ion selinin yerinin, bircinsliliyinin və ölçüsünün təyin edilməsində istifadəsi mümkün olan mikro-pikselli selvari fotodiódların üç tipinin MAPD-3N, MAPD-3D və CPTA-143-30 və BCF-12 fiber ssintilyatoru əsasında hazırlanmış detektorların alfa zərrəciklərini qeydetmə prosesi tədqiq edilmişdir [8-10].

EKSPERİMENTİN METODİKASI VƏ NƏTİCƏLƏR

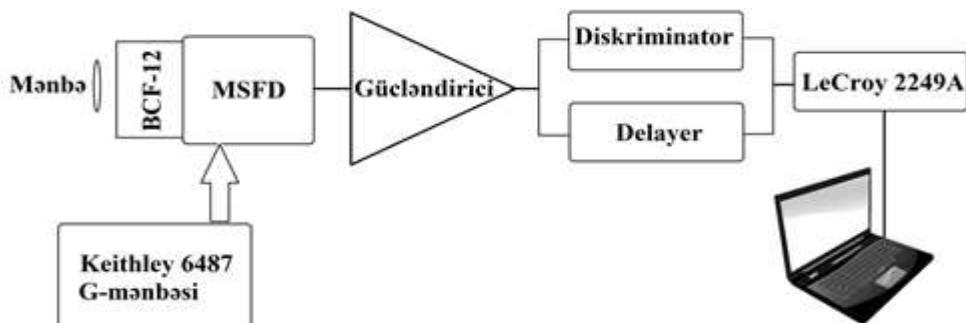
BCF-12 fiber ssintilyatorundan alınan foto signalları qeyd etmək üçün Kanadanın Zecotek Photonics firması ilə birgə əməkdaşlıq çərçivəsində hazırlanmış MAPD-3N və MAPD-3D selvari fotoqeydedicilərdən və Rusyanın CPTA firmasının istehsalı olan CPTA-143-30 diodundan istifadə edilmişdir. BCF-12 fiber ssintilyatorunun diametri -1mm, parçalanma müddəti 3.2nsan, maksimum şüalanma dalğa uzunluğu 435nm və işiq çıxışı 8000 foton/MeV-dir.

Fotoqeydedici kimi istifadə edilən Zekotek firmasının MAPD-3N diodlarının piksel sıxlığı - 1500Opik/mm², gücləndirmə əmsali - 50000, sahəsi - 1mm² və foto qeydetmə effektivliyi -30% (435nm) tərtibindədir. MAPD-3D diodlarının sahəsi - 1.1mm², piksel sıxlığı - 665pik/mm², fotoqeydetmə effektivliyi -12% (435nm) və gücləndirmə əmsali - 3·10⁵ olmuşdur. CPTA firmasının istehsalı olan CPTA-143-30 diodonun sahəsi - 1.1mm², piksel sıxlığı - 556pik/mm², fotoqeydetmə effektivliyi - 12% (435nm) və gücləndirmə əmsali - 3·10⁵ olmuşdur.

Ionlaşdırıcı radiosiya mənbəyi olaraq 5.5MeV enerjili alfa zərrəcikləri şüalandıran Am-241 izotopundan istifadə edilmişdir. BCF-12 fiber ssintilyator ilə mənbə arası məsafə 1sm seçilmişdir və havada enerji itkisi 1MeV-dir. Fiber ssintilyatoru selvari fotodioda xüsusi şəffaf vakuum yağı vasitəsi ilə birləşdirilmiş və kənar işıq fonunun təsirindən qorunmaq üçün fiber ssintilyatorların səthi teflon vasitəsi ilə tam örtülmüşdür. Məlumdur ki, 5.5MeV enerjili alfa zərrəciyi plastik

ssintilyator daxilində 25μ məsafə qət edə bilir. Alfa zərrəciklər fiber ssintilyatorunun səthinə perpendikulyar istiqamətdə düşdükdə, fiberin qoruyucusunun qalınlığı 100μ olduğundan, onların ssintilyatorun daxilinə nüfuz etməsinə mane olur və alfa zərrəcikləri ssintilyasiya fotonları yaratmadan qoruyucu səthdə udulurlar. Bu səbəbdən də, alfa zərrəcikləri qeyd etmək üçün zərrəciklərin fiber ssintilyatorlarının en kəsiyinə perpendikulyar istiqamətdə düşməsi təmin edilmişdir.

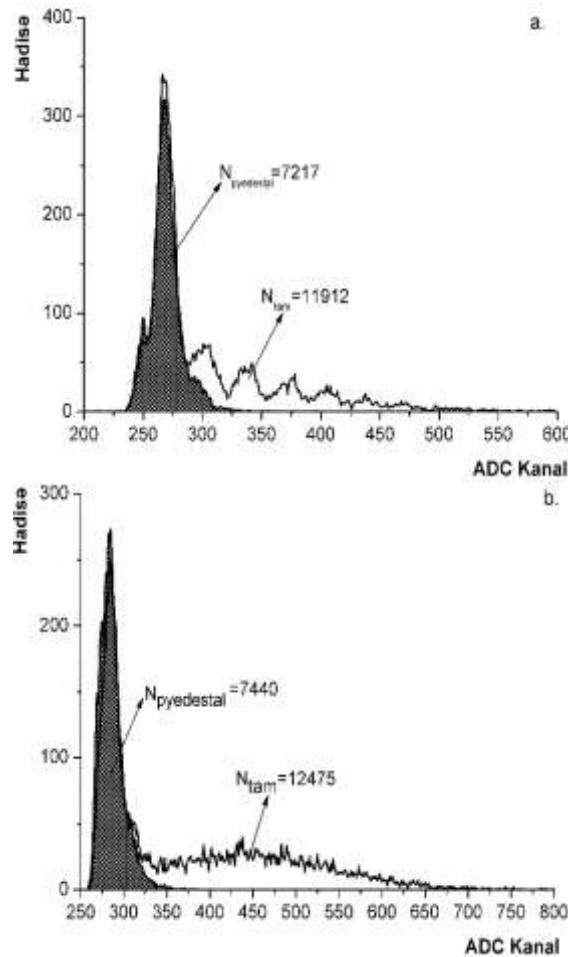
Dioddan alınan siqnalı qeyd etmək üçün Şəkil 1-də göstərilmiş sxemdən istifadə edilmişdir. Diodları gərginliklə təmin etmək üçün Keithley-6487 gərginlik qida mənbəyindən istifadə edilmişdir. Dioddan alınan siqnal gücləndirici vasitəsi ilə gücləndirilmiş (gücləndirmə əmsali ~100), və daha sonra Diskriminatör-Delayər cütlüyündən keçirilmişdir. Bu zaman müddəti siqnalı integrallanma zolağını tam əhatə etmişdir. Daha sonra siqnal LeCroy-2249A analoq rəqəmsal çeviriciyə ötürülmüşdür.



Şəkil 1.
Spektrlerin çəkilməsi üçün istifadə edilmiş təcrubi sxem.

Şəkil 2. a.-da CPTD-143-30 tipli selvari dioddan oxunan signalın spektri verilmişdir. Spektrin çəkilməsi zamanı dioda +45V gərginlik tətbiq edilmişdir. Spektrdə pyedestal və alfa zərrəciyinə uyğun gələn signal göstərilmişdir. Alfa zərrəciyinə uyğun gələn hadisələri tapmaq üçün siqnala uyğun gələn hadisələrin sayından pyedestala (küyə) uyğun gələn hadisələrin sayı çıxılmışdır: $N_{\text{alfa}} = N_{\text{tam}} - N_{\text{pyedistal}}$. Pyedestala uyğun gələn hadisələr diodun qaranlıq cərəyanı, istifadə edilən elektronikada yaranan küy və xarici təsirlər hesabına formalaşır. Təcrübədən $N_{\text{tam}} \sim 11912$ və pyedestala

uyğun gələn hadisələrin sayı isə $N_{\text{pyedistal}} \sim 7217$ -dir. Beləliklə, CPTA-143-30 diodu 4695 sayıda alfa zərrəciyi qeyd etmişdir. Şəkil 2. b-də MAPD-3D tipli selvari dioddan +34.5V gərginlikdə oxunan signalın spektri verilmişdir. Spektrdən göründüyü kimi tam hadisələrə uyğun gələn say $N_{\text{tam}} \sim 12475$ və pyedestala uyğun gələn hadisələrin sayı isə $N_{\text{pyedistal}} \sim 7440$ olmuşdur. Beləliklə, bu tip fotoqeydedici ilə qeyd edilən alfa zərrəciyin sayı 5035 olmuşdur.



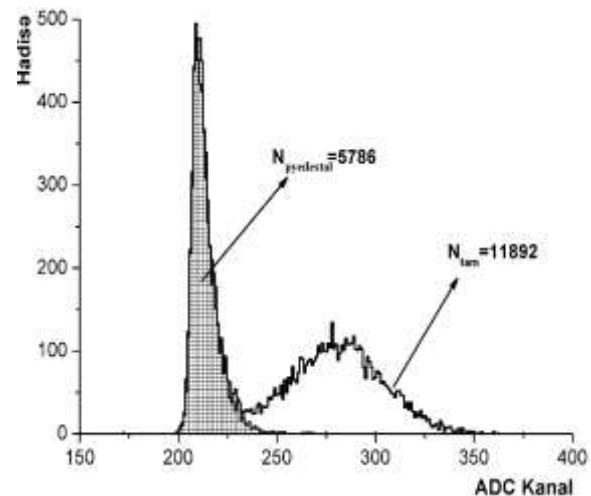
Şəkil 2.

Am-241 izotopundan buraxılan 4.5 MeV enerjili alfa zərrəciklərinin CPTA143-30 (a) və MAPD-3D (b) diodları ilə çəkilmiş spektri.

Şəkil 3-də MAPD-3N tipli selvari dioddan oxunan signalın spektri verilmişdir. Spektrdən tam hadisələrə uyğun gələn say $N_{\text{alf}} \sim 11892$ və pyedestala uyğun gələn hadisələrin sayı isə $N_{\text{pyedestal}} \sim 5786$ dir. Bu zaman MAPD-3N diodu 6106 sayda alfa zərrəciyi qeyd etmişdir.

Bələliklə, alınan nəticələrdən məlum olmuşdur ki, Zecotek firmasının istehsalı olan MAPD-3N diodları eyni bir təcrübü şəraitdə CPTA-143-30 diodları ilə müqayisədə 30%, MAPD-3D diodları ilə müqayisədə isə, 21% daha çox hadisə qeyd etmişdir. MAPD-3N diodlarının digər analoqlar ilə müqayisədə daha çox zərrəcik qeyd etməsinə əsas səbəb, bu diodların həndəsi faktorunun analoqlarına nisbətən 2 dəfə böyük olmasıdır.

qeyd edilməsinə imkan verir. Lakin, MAPD-3D və CPTA-143-30 diodlarında isə həndəsi faktor $50 \div 60\%$ arasında dəyişir və əksər fotonlar söndürücü rezistorlar və birləşdirici xətlər tərəfindən udulur və nəticədə bu fotonlar qeyd edilmir.



Şəkil 3

Am-241 izotopundan buraxılan 4.5 MeV enerjili alfa zərrəciklərinin MAPD-3N diodu və BCF-12 fiber ssintilyatorları ilə çəkilmiş spektri.

XÜLASƏ

Alınan nəticələrdən məlum olmuşdur ki, Zecotek firmasının istehsalı olan MAPD-3N diodları eyni təcrübü şəraitdə CPTA-143-30 diodları ilə müqayisədə 30%, MAPD-3D diodları ilə müqayisədə isə, 21% daha çox hadisə qeyd etmişdir. MAPD-3N diodlarının digər analoqlar ilə müqayisədə daha çox zərrəcik qeyd etməsinə əsas səbəb, bu diodların həndəsi faktorunun analoqlarına nisbətən 2 dəfə böyük olmasıdır.

Bu nəticələr bir daha göstərmüşdir ki, MAPD-3N əsasında hazırlanacaq detektorlar yüksək enerjili sürətləndiricilərdə ion selinin ölçüsü, bircinsliliyi və forması haqqında dəqiq informasiya əldə etməyə imkan verəcəkdir.

Bu iş Azərbaycan Respublikasının Prezidenti yanında Elmin İnkişafı Fondunun maliyyə yardımı ilə yerinə yetirilmişdir: Qrant № EIF-2014-9(24)-KETPL-14/03/1.

1. G.F.Knoll. *Radiation detection and measurements*, John Wiley and Sons, Inc., New York, U.S.A, (2000) 802.
2. C.W.E. van Eijk. *Development of inorganic scintillators*, Nucl. Instrum. Meth. A, **392** (1997) 285.
3. Z.Sadygov, F.Ahmədov, R.Madatov, G.Ahmadov. *Development of scintillation detectors based on micro-pixels avalanche photodiodes*, PoS 037 (2012)1-4.
4. Z.Sadygov, A.Olshevski, I.Chirikov, I.Zheleznykh, A.Novikov. *Three advanced designs of micro-pixel avalanche photodiodes: their present status,maximum possibilities and limitations*, Nucl. Instrum. Meth., A **567** (2006) 70-73.
5. Z.Ya.Sadygov. *Microchannel avalanche photodiode*, Russian Patent N. 2316848, priority from 01.06.2006.
6. F.Ahmədov, G.Ahmədov, R.Madatov, A.Sadigov, Z.Sadygov, S.Suleymanov, F.Zerrouk. *Development of compact radiation detectors based on MAPD photodiodes with Lutetium Fine Silicate and Stilbene scintillators*, Journal of Instrumentation, **10** (2015) 1-7.
7. D.Renker, E.Lorenz. *Advances in solid state photon detectors*, (2009) JINST 4 P04004.

THE REGISTRATION OF ALPHA PARTICLE BY BCF-12 SCINTILLATING FIBER AND AVALANCHE PHOTODIODES

F.İ.AHMADOV, S.S. SULEYMANOV, R. S. MADATOV, G.S. AHMADOV, A.Z.SADIGOV, N.NHEYDAROV,
M.S.NAZAROV, R.V.VALIYEV, R.A.AKBEROV, M.M.DJAHANGIROV

The sensitivity to the alpha particles of the detectors, which can be used in accelerators for determining the location, uniformity and sizes of ion flow has been studied. The detectors have been made on the basis of MAPD-3N, MAPD-3D, CPTA-143-30 diodes and BCF-12 scintillating fiber.

Results have been shown that MAPD-3N, produced by the Zecotek Photonics company, in the same conditions registered 30% more events than the CPTA-143-30 and 21% more than MAPD-3D diodes.

РЕГИСТРАЦИЯ АЛЬФА ЧАСТИЦ ФИБЕР-СЦИНТИЛЛЯТОРОМ BCF-12 И ЛАВИННЫМИ ФОТОДИОДАМИ

Ф.И.АХМАДОВ, С.С.СУЛЕЙМАНОВ, Р.С.МАДАТОВ, Г.С.АХМАДОВ, А.З.САДЫГОВ, Н.Н.ГЕЙДАРОВ,
М.С.НАЗАРОВ, Р.В.ВАЛИЕВ, Р.А.АКБЕРОВ, М.М.ДЖАХАНГИРОВ

В работе исследована чувствительность регистрации альфа частиц детекторами на основе фиберных сцинтилляторов BCF-12 и диодов MAPD-3N, MAPD-3D, CPTA-143-30, которые могут использоваться для определения местоположения, однородности и размеров потока ионов, полученных на ускорителях высоких энергий.

Результаты показали, что MAPD-3N производства фирмы Zecotek Photonics при одинаковых экспериментальных условиях имеет на 30% большее количество регистрируемых событий по сравнению с CPTA-143-30 и на 21% больше, чем MAPD-3D диодами.

Редактор: д. н. по физике В.Джафарова

621.315.592

ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИКИ РЕШЕТКИ В СЛОИСТЫХ КРИСТАЛЛАХ GaS ПРИ ИМПЛАНТАЦИИ ИОНАМИ ВОДОРОДА С ЭНЕРГИЕЙ 140 кэВ

Р.С.МАДАТОВ^{1,2}, А.И.НАДЖАФОВ¹, Н.И.ГУСЕЙНОВ¹, М.А.МАМЕДОВ¹,
М.М.ДЖАХАНГИРОВ¹

Институт Радиационных Проблем НАН Азербайджана¹

AZ 1143, г.Баку, пр. Б.Вахабзаде, 9

Национальная Авиационная Академия Азербайджана²

AZ 1045, г.Баку, Бина р.

muradcahangirov@mail.ru

Получена: 20.04.2016

Принята к печати: 26.07.2016

РЕФЕРАТ

Методом КРС исследована степень структурного беспорядка слоистых кристаллов GaS до и после имплантации водородом (H_2^+) с энергией 140кэВ. Из спектров КРС слоистых кристаллов GaS установлено, что при имплантации водорода до дозе ниже $5 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$ положение и интенсивность полос сохраняется, что связано с устойчивостью кристаллической решетки, а при дозе $5 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$ наблюдается уменьшение интенсивности полос, что обусловлено увеличением степени структурного беспорядка.

Ключевые слова: имплантации водородом, доза аморфизации, резерфордовского обратного рассеяния, методом комбинационного рассеяния света.

ВВЕДЕНИЕ

Модифицирование полупроводниковых материалов, т.е. направленное изменение их свойств, пучками легких ионов, является одним из наиболее перспективных методов. Так как имплантацией ионов можно создавать соединения и сплавы, которые принципиально нельзя получать традиционными методами [1-3]. Естественно, что при благоприятных условиях внедренные атомы могут вступать в химические связи с атомами полупроводника. Эти дефекты структуры вызывают изменение оптических и фотоэлектрических свойств материалов. Таким образом, изменения характер химической связи, путем введения радиационных дефектов, возможно в широких пределах изменять электрофизические свойства полупроводника.

Монокристаллы GaS, согласно данным [4-7], представляют интерес как перспективные материалы для создания полупроводниковых детекторов элементарных частиц и жест-

кого электромагнитного излучения. Повышенный интерес к этим соединениям вызван тем обстоятельством, что, несмотря на сильную их дефектность, они обладают высокой фоточувствительностью к видимым, ультрафиолетовым, рентгеновским и гамма-излучениям [8-10].

Слоистые кристаллы образуются из слоев, содержащих по четыре атомные плоскости. Внутри слоев связь имеет ионно-ковалентный характер, а между слоями взаимодействие осуществляется преимущественно силами Ван-Дер-Ваальса с небольшой добавкой кулоновских сил. Анионы и катионы располагаются в плоскостях, перпендикулярных кристаллического оси-С в последовательности S-Ga-Ga-S. Расположение атомов внутри слоя соответствует пространственной группе $D_{(sh)}^1$ [3-6]. Несмотря на многочисленные исследования электрических [1], фотоэлектрических [3] и оптических [10] свойств кристаллов GaS имеется нескольких работ, в которых изучено влияние γ -квантов и электронов [8], а влияние внедренных низкоэнергетических ионов на

структурные свойства не исследовано. Полученные в них результаты показывают, что при облучении γ -квантами и электронами наблюдается снижение степеней пространственной неоднородности кристаллов. В работе [9] проведен анализ особенностей кристаллической структуры слоистых кристаллов GaSe различных политипных модификаций, подвергнутых воздействию лазерного облучения. Обнаружено образование областей с другим политипным составом и областей остаточным напряжением после лазерного облучения. Изучение характера перестройки колебательного спектра в системах твердых растворов на основе соединений типа A^3B^6 позволяет получить полезную информацию о структурных фазовых переходах. Одна из особенностей фононного спектра сильноанизотропных кристаллов хорошо известна [7]. Все колебания можно разделить на две группы – низкочастотные “межслоевые” и высокочастотные “внутрислоевые”. “Межслоевые” колебания должны характеризоваться большими (~ 10) значениями модовых параметров Грюнайзена, а “внутрислоевые” – относительно малыми (~ 1). Существование корреляции между характером межатомной химической связи и свойствами полупроводника делает исследования радиационных эффектов в слоистых полупроводниках, в частности GaS, перспективными с практической точки зрения для прогнозирования стойкости материалов в условиях воздействия ионизирующих излучений.

В работе представлены результаты диагностики изменения степени структурного беспорядка до и после имплантации ионами водорода методом комбинационного рассеяния света (КРС).

ИССЛЕДОВАННЫЕ ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследуемые монокристаллы p-GaS были выращены методом Бриджмена в Институте Радиационных Проблем НАН Азербайджана. При выращивании GaS использовали избыток серы (1,5%) с целью выяснения возможности заполнения вакансий атомами серы.

Удельное сопротивление полученных образцов составляло $\sim 2 \cdot 10^9 \Omega \cdot \text{см}$ при комнатной температуре. Имплантация ионов водорода проводилась на ускорителе Ван-де-Граафа (типа ЭСУ-2) с энергией 140 и 500 кэВ и плотностью ионного тока $0,15 \text{ мкА}/\text{см}^2$, а доза составляла $10^{15} \div 10^{16} \text{ ион}/\text{см}^2$.

Спектры комбинационного рассеяния света (КРС) были исследованы на романовском спектрометре Nanofinder в геометрии обратного рассеяния при возбуждении лазером с $\lambda=532 \text{ нм}$. Рассеянный свет собирался под прямым углом к возбуждающему излучению, которое падало на грань естественного кристалла перпендикулярно оси С. Все измерения проведены при комнатной температуре.

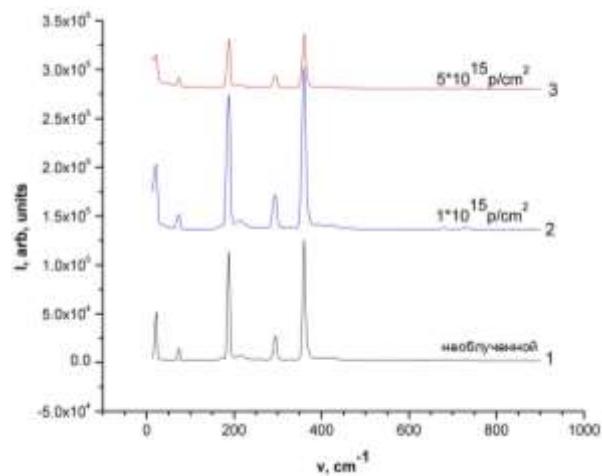


Рис.1

Спектры КРС образцов GaS, имплантированных ионами водорода, для интервала доз $1 \cdot 10^{15} \text{ ион}/\text{см}^2$ и энергии ионов 140 кэВ.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЯ

Спектральные зависимости сигнала КРС в слоистых кристаллах GaS, имплантированных ионами водорода с энергией 140 кэВ в спектральной области от 500 до 50 см^{-1} представлены на Рис.1(кр. 1) в спектре КРС исходного монокристалла GaS существуют три интенсивные полосы при $74, 188, 295$ и 360 см^{-1} . В таблице приведены результаты экспериментальных частот колебаний, указан тип колебаний и данные, опубли-

кованные в литературе [1,7] для атомных плоскостей, составляющих слои кристалла GaS. После облучения кристаллов GaS импульсами излучения многомодового рубинового лазера ($\text{Н}_\text{ы} = 1.78\text{эВ}$) с плотностью мощности ниже порога разрушения поверхности образцов для стехиометрического состава и при отклонении от стехиометрии интенсивность полосы 74cm^{-1} изменяется, как и в отожженных образцах.

В спектрах КРС GaS после облучения ионами водорода при дозе $1 \times 10^{15}\text{ион}/\text{см}^2$ (Рис.1.кр. 2) возрастают интенсивность полосы 215cm^{-1} , при этом интенсивность полосы 211cm^{-1} заметно не изменяется. Возрастает интенсивность полосы 249cm^{-1} , которая после облучения превышает по интенсивности полосу 254cm^{-1} (Рис. 2, a, b, кр. 1-3).

В спектрах КРС монокристаллов $\text{Ga}_{1.05}\text{Se}_{0.95}$ после облучения интенсивность полосы 215cm^{-1} не изменяется, но значительно уменьшается интенсивность полосы 211cm^{-1} , а в области спектра $247\text{--}254\text{cm}^{-1}$ заметных изменений не наблюдается (Рис. 2, c, кр. 1-3).

Так как полосы КРС 293cm^{-1} и 360cm^{-1} идентифицированы как моды E_{1g2} и A_{1g2} , соответственно, частоты которых можно измерить только при распространении фононов вдоль соответствующих осей симметрии, то на начальном участке дозовой зависимости для полос 293cm^{-1} и 360cm^{-1} протонное облучение дозой в интервалах доз $1 \cdot 10^{15} \approx 2,2 \cdot 10^{15}\text{ион}/\text{см}^2$ и от $6 \cdot 10^{15}$ до $7,3 \cdot 10^{15}\text{ион}/\text{см}^2$ приводит к тому, что в модифицированном слое исходное нарушение периодичности структуры претерпевает изменение, способствующие более интенсивному распространению фононов вдоль оси симметрии. Характерной особенностью спектра фононов слоистых кристаллов является существование низкочастотных мод, соответствующих смещению слоев друг относительно друга целиком. Для GaS, это акустические моды A_{2u}^1 , E_{1u}^1 и оптические E_{2g}^2 , E_{2b}^2 (моды E - симметрии GaS - дважды вырождены). Атомы, расположенные внутри слоя, при колебаниях не смещаются друг относительно друга и характеризуются тремя видами мод низкой частоты, соответствующими межслое-

вым колебаниям, два из которых обусловлены взаимным движением слоев в плоскости параллельной слоям E_{1u}^1 - сдвигнутые колебания и одна - E_{2g}^2 , обусловлена движением слоев в плоскости перпендикулярной плоскости, вдоль гексагональной оси C (колебания сжатия).

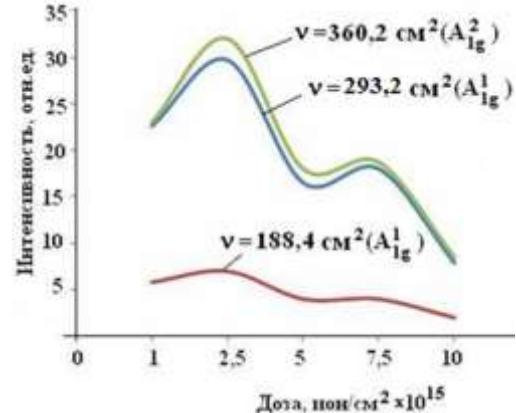


Рис.2
Дозовая зависимость относительной интенсивности полос КРС в слоевом пространстве GaS в интервале $10^{15}\text{ион}/\text{см}^2$

Анализ дозовой зависимости изменений спектра КРС образцов GaS (Рис.2) показал, что уменьшение и небольшой рост относительной интенсивности полос КРС в слоевом пространстве GaS от дозы ионной имплантации в интервале $10^{15}\text{ион}/\text{см}^2$ для колебаний типа E_{1g}^2 и A_{1g}^2 , соответствующих волновому вектору $293,2\text{cm}^{-1}$ и $360,2\text{cm}^{-1}$, может быть связано с ростом и перераспределением вакансий, созданных как атомами серы, так и атомами галлия в модифицированном слое.

Уменьшение и небольшой рост относительной интенсивности полос КРС в слоевом пространстве GaS от дозы ионной имплантации в интервале $10^{15}\text{ион}/\text{см}^2$ для колебаний типа E_{1g}^2 и A_{1g}^2 , соответствующих волновому вектору $293,2\text{cm}^{-1}$ и $360,2\text{cm}^{-1}$, может быть связано с ростом и перераспределением вакансий. Так как полосы КРС $293,2\text{cm}^{-1}$ и $360,2\text{cm}^{-1}$ идентифицированы как моды E_{1g}^2 и A_{1g}^2 , соответственно, частоты которых можно измерить только при распространении фононов вдоль соответствующих осей симметрии, то на начальном участке дозовой зависимости для

полос $293,2\text{см}^{-1}$ и $360,2\text{см}^{-1}$ протонное облучение дозой в интервалах доз $1\cdot10^{15}\approx2,2\cdot10^{15}\text{ион}/\text{см}^2$ и от $6\cdot10^{15}$ до $7,3\cdot10^{15}\text{ион}/\text{см}^2$ приводит к тому, что в модифицированном слое исходное нарушение периодичности структуры претерпевает изменение, способствующее более интенсивному распространению фононов вдоль оси симметрии. А для интервалов доз спад относительной интенсивности обусловлен нарушением правил отбора созданием большого количества дефектов упаковки вдоль оси С.

Таблица

Экспериментальные частоты колебаний $v, \text{см}^{-1}$	Лит. данные $v, \text{см}^{-1}$	Тип колебаний
188,4	187,9	A_{1g}^1
293,2	295,0	E_{1g}^2
360,2	360,2	A_{1g}^2

Изучение колебательных спектров слоистых полупроводниковых соединений представляет значительный интерес, так как в результате таких исследований удается определить величины силовых постоянных взаимодействия между атомами, установить природу химической связи, уточнить структуру исследуемого соединения и определить области структурных фазовых переходов. Как показано в [7,13], наличие в слоистых кристаллах большого количества дефектов упаковки, а также образование сложных радиационных дефектов под действием радиации в слоях и межслоях приводит к нарушению периодичности структуры и взаимодействий межслоевых и внутри слоевых [10-15]. Межслоевые колебания всегда имеют одномодовый характер перестройки, в то время как для внутрислоевых колебаний характер перестройки может быть как одномодовый, так и двухмодовый. Определение

величин межслоевых частот позволило сравнить межслоевое взаимодействие с силами, связывающими атомы внутри слоев. Так как квазидвумерный характер колебательных состояний в слоистых материалах проявляется в свойствах материалов, определяемых фононной подсистемой, то ионные внедрение в область, содержащую три и более атомных плоскостей, в состоянии на уровне ближнего порядка модифицировать этот слой. Так при высокодозной имплантации атомные плоскости слоя могут быть разделены аморфными участками на наноплоскости, нанопроволки и даже на квантовые точки. Такая возможность ионной имплантации позволяет получать полупроводниковые материалы с уникальными физическими свойствами. Поэтому работа, проводимая в этом направлении, является актуальной и может иметь значительный практический интерес.

Таким образом, методом КРС и РОР исследована степень структурного беспорядка слоистых кристаллов GaS до и после имплантация водородом (H_2^+) с энергией 140кэВ. Показано, что распределение компонентов кристалла по глубине однородно и до доз $5\cdot10^{15}\text{см}^{-2}$ стехиометрический состав компонентов соединения соблюдается. Экспериментальное значение критической дозы начала аморфизации составляет около $5\cdot10^{15}\text{см}^{-2}$ и находится в соответствии с вычисленным значением. Результаты, полученные методом комбинационного рассеяния света (КРС), подтверждают сохранение кристалличности структуры и начала процесса аморфизации.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Фонда Развития Науки при Президенте Азербайджанской Республики - Грант №EIF-2014-9(24)KETPL-14/03/1.

1. А.З.Абасова, Р.С.Мадатов, В.И.Стafeев. *Радиационно-стимулированные процессы в халькогенидных структурах*, Баку, ЭЛМ, (2010) 352.
2. R.S.Madatov, T.B.Tagiyev, A.I.Najafov, I.F.Gabulov, Sh.P.Shekili. *Semicond. Phys. Quantum Electronics and Optoelectronics*, **9** №2 (2006) 8-11.
3. Р.С.Мадатов, А.И.Наджафов, Т.Б.Тагиев, Ш.П.Шекили. *Неорганические материалы*, **44** (2008) 396-399.
4. В.В.Соболев. *Зоны и экситоны халькогенида галлия, индия и таллия*, Кишинев, Шитиница, (1982) 272.
5. В.Е.Лашкарев, А.В.Любченко, М.К.Шейнман. *Неравновесные процессы в полупроводниках*, Киев, Науково Думка, (1981) 264.

6. С.Зи. *Физика полупроводниковых приборов*, М.: Мир, (1973) 656.
7. Г.Л.Беленький, Э.Ю.Салаев, Р.А.Сулейманов. *Деформационные явления в слоистых полупроводниках*, УФН, **1** (1988) 89-127.
8. M.H.Raymond. *Raman scattering in GaSe submitted in partial fulfilment of the requirements for the degree of doctor of philosophy, Simon Fraser university*, (1975) 624-632.
9. А.Байдуллаева, З.К.Власенко, Б.К.Даулетмуратов, Л.Ф.Кузан, П.Е.Мозоль, *Спектры комбинированного рассеяния света монокристаллов GaSe, подвергнутых воздействию лазерного облучения*, ФТП, **39** (2005) 96-104.
10. А.Г.Казымзаде, А.А.Агаева, В.В.Салманов, А.Г.Мохтари, *Детекторы оптического излучения на основе слоистых полупроводников*. ЖТФ, **77** (2007) 80-85.
11. З.Д.Ковалюк, П.Г.Литовченко, О.А.Политанская, О.Н.Сидор, *Электрические и фотоэлектрические характеристики структур на основе слоистых полупроводников InSe и GaSe при облучении электронами с энергией 12.5 МэВ*, ФТП, **41** (2007) 570-576.
12. Х.Риссел, И.Руге. *Ионная имплантация*, М. Наука, (1983) 360.
13. N.M.Gasanly, A.Aydönlő, H.OÈzkan, C.Kocabas. *Donor-acceptor Pair Recombination in Gallium Sulfide*, Sol. St. Communicat., (2000) 147-151.
14. V.Bodnar, G.F.Smirnova, A.G.Koroza, A.P.Chernyakova. *Vibrational spectra of CuInS_{2x}Se_{2(1-x)} solid solutions*, Phys. St. Sol., (1990) 158-469.
15. Ф.Ф Комаров. *Ионная и фотонная обработка материалов*, Минск Бел. Гос. Университет, (1998) 209.

140 keV ENERJİ İLƏ HİDROGEN İON İMLANTASIYASI ZAMANI GaS LAYLI KRİSTALLARINDA QƏFƏS DİNAMİKASININ XÜSUSİYYƏTLƏRİ

R.S.MƏDƏTOV, A.İ.NƏCƏFOV, N.İ.HÜSEYNOV, M.A.MƏMMƏDOV, M.M.CAHANGIROV

GaS laylı kristallarının struktur nizamsızlıq dərəcəsi Raman metodunun köməyi ilə 140keV enerji ilə hidrogen (H_2^+) implantasiyasından əvvəl və sonra öyrənilmişdir. GaS laylı kristallarının Raman spektrlərindən müəyyən olunmuşdur ki, $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ -dan aşağı dozaya qədər hidrogen implantasiyası zamanı zolaqların vəziyyəti və intensivliyi qorunub saxlanılır, hansı ki bu hal kristal qəfəsin möhkəmliyi ilə əlaqəlidir, ancaq $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ dozada zolaqların intensivliyində azalma müşahidə olunur ki, buna da səbəb kimi struktur nizamsızlıq dərəcəsinin artması göstərilir.

FEATURES OF LATTICE DYNAMICS IN LAYERED CRYSTALS GaS AT ION IMPLANTATION OF HYDROGEN WITH ENERGY OF 140 keV

R.S.MADATOV, A.I.NAJAFOV, N.I.HUSEYNOV, M.A.MAMMADOV, M.M.JAHANGIROV

The degree of structural disorder of layered crystals GaS before and after implantation by hydrogen (H_2^+) with energy of 140 keV by Raman scattering method has been studied. From Raman spectra of layered crystals GaS it has been established that at hydrogen implantation up to dose below $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ the position and intensity of the bands have been kept, which has been connected with stability of crystal lattice, but at $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ dose the intensity of the bands has decreased due to the increase in degree of the structural disorder.

Редактор: д. н. по физике Н.Абдуллаев

УДК 621.383

СТРУКТУРНО СОВЕРШЕННЫЕ ЭПИТАКСИАЛЬНЫЕ ПЛЕНКИ $Pb_{1-x}Mn_xTe$, $PbTe_{1-x}Se_x$ И ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ ГЕТЕРОПЕРЕХОДЫ НА ИХ ОСНОВЕ

И.Р.НУРИЕВ, М.А.МЕХРАБОВА*, А.М.НАЗАРОВ, Р.М.САДЫГОВ,
С.С.ФАРЗАЛИЕВ

Институт Физики НАН Азербайджана,

Баку, AZ1143, пр. Г.Джавида, 131

Институт Радиационных Проблем НАН Азербайджана*

Баку, AZ1143, ул. Б.Вахабзаде, 9

afinnazarov@yahoo.com

Получена: 20.04.2016

Принята к печати: 26.07.2016

РЕФЕРАТ

Разработаны условия выращивания структурно совершенных эпитаксиальных пленок $Pb_{1-x}Mn_xTe$, $PbTe_{1-x}Se_x$ различных составов, и в едином технологическом цикле на подложках BaF_2 (111) созданы изопериодические фоточувствительные гетеропереходы на их основе. Сравнением спектральной фоточувствительности гетеропереходов для различных составов контактирующих пар показано, что с ростом количества марганца и соответственно увеличением ширины запрещенной зоны происходит перемещение максимума фоточувствительности в сторону коротких волн.

Ключевые слова: эпитаксиальные пленки, гетеропереходы, фоточувствительность, параметр решетки, полупроводники.

ВВЕДЕНИЕ

Полумагнитные твердые растворы полупроводниковых соединений $A^{IV}B^{VI}$, содержащие магнитные компоненты, привлекают внимание исследователей и интенсивно изучаются. В этих материалах в магнитном поле необычно изменяется энергетический спектр носителей заряда, благодаря чему появляется возможность управления их свойствами [1-4]. В последние годы широко исследуются эпитаксиальные пленки полумагнитных твердых растворов халькогенидов свинца [5-9].

В настоящей работе представлены результаты исследования возможности создания изопериодических фоточувствительных гетеропереходов на основе эпитаксиальных пленок твердых растворов $Pb_{1-x}Mn_xTe$, $PbTe_{1-x}Se_x$ различных химических составов, соответствующих контактирующих пар.

Эпитаксиальные пленки n- $Pb_{1-x}Mn_xTe$ ($x=0.01-0.04$), p- $PbTe_{1-x}Se_x$ ($x=0.03-0.06$) и гетеропереходы на их основе получались методом конденсации молекуллярных пучков в едином

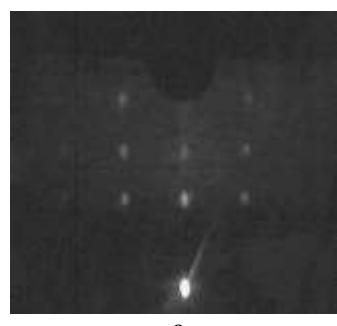
технологическом цикле в вакууме 10^{-4} Па на свежесколотых гранях (111) BaF_2 . Выбор в качестве подложки монокристаллов BaF_2 продиктован их оптической прозрачностью в спектральном диапазоне 3÷12 мкм, механической прочностью, химической инертностью и близостью параметра кристаллической решетки с выращенной пленкой [10]. В качестве источника использовались соответствующие синтезированные твердые растворы, состав которых определялся методом рентгенфазового анализа.

Структурное совершенство пленок исследовалось электронографическим и рентгеноdifрактометрическим методами. Морфология поверхности контролировалась с помощью электронной микроскопии.

Параметр решетки и ориентация пленок определялись по кривым качания рентгеновской дифракции и по электронограммам отражения.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Определены оптимальные условия ($v_k=10\div11\text{ \AA/сек}$; $T_p=660\div670\text{ K}$; $T_{комп}=400\div420\text{ K}$ для p- $PbTe_{1-x}Se_x$ и $v_k=8\div9\text{ \AA/сек}$; $T_p=500\div550\text{ K}$; $T_{комп}=400\div420\text{ K}$ для n- $Pb_{1-x}Mn_xTe$) получения структурно совершенных ($W_{1/2}=100\div110^{\circ}$) эпитаксиальных пленок, растущих по направлению [111] кубической гранецентрированной решетки с параметром $a=(6.45\div6.42)\text{ \AA}$ в зависимости от состава (Рис.1а, б). Однаковая кристаллическая структура и близость параметров решетки подложки и пленок (структурка кубическая) позволила вырастить структурно совершенные эпитаксиальные пленки. Пленки были получены на стандартной вакуумной установке УВН-71П-3.



а

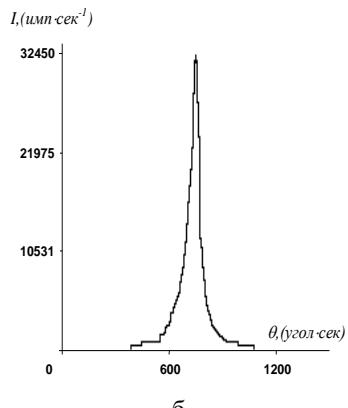


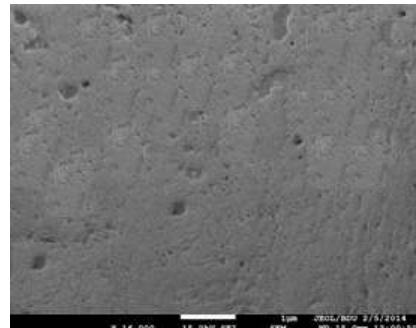
Рис.1

Электронограмма (а) и кривой качания рентгеновской дифракции (б) эпитаксиальных пленок $Pb_{1-x}Mn_xTe$ ($x=0.03$).

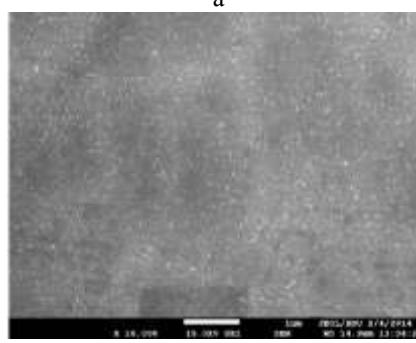
Дифрактограммы пленок были получены на рентгеновской установке BRUKER XRD D8 ADVANCE. Морфология поверхности исследовались на сканирующем электронном мик-

роскопе (СЭМ) JEOL JSM-7600F Field Emission Scanning Electron Microscope. Форма и структурные характеристики были проанализированы с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ) Ntegra Prima (NTMDT). АСМ широко используется для анализа особенностей микроструктуры поверхностей пленок. Этот метод дает возможность определить размеры и форму частиц, а также топографические особенности поверхности.

Эпитаксиальные пленки были получены без компенсации и с компенсацией дополнительным источником паров Te в процессе роста. СЭМ исследования морфологии поверхности этих пленок показали, что они резко различаются (Рис.2 а, б). На поверхности пленок, полученных без компенсации Te, наблюдаются черные скопления, свидетельствующие об образовании продуктов окисления вследствие частичного разложения исследуемых материалов в процессе роста, которые исчезают в пленках, полученных с компенсацией Te. Для создания современных электронных приборов необходимы кристаллы с чистой, зеркально-гладкой поверхностью [11].



а



б

Электронномикроскопические снимки поверхности эпитаксиальных пленок $Pb_{1-x}Mn_xTe$ ($x=0.03$): а) без компенсации Te, б) с компенсацией Te (x16 000).

На атомно-силовом микроскопе (АСМ) С3МУ-Л 5 были получены трехмерные изображения поверхности и гистограммы распределения частиц по размерам исследуемых пленок без компенсации и с компенсацией Тe в процессе роста (Рис.3а,б).

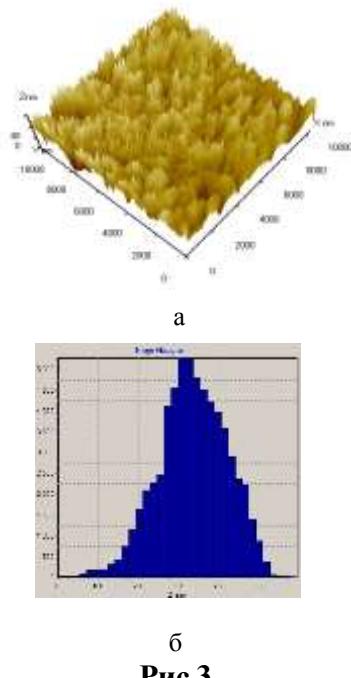


Рис.3

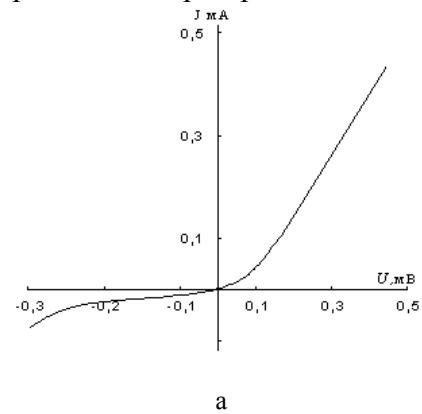
Трехмерное изображение поверхности (а) и гистограмма (б) пленок $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ($x=0.03$) с компенсацией Тe.

Анализ представленных рисунков (Рис.3а) показывает, что после компенсации высота частиц составляет 60 нм. Из гистограмм определены размеры частиц 100нм, которые соответствовали результатам рентгеноdifрактометрических исследований. При этом их количество составляло 5000. Трехмерные изображения показывают, что пленки, полученные с компенсацией Тe, являются более совершенными.

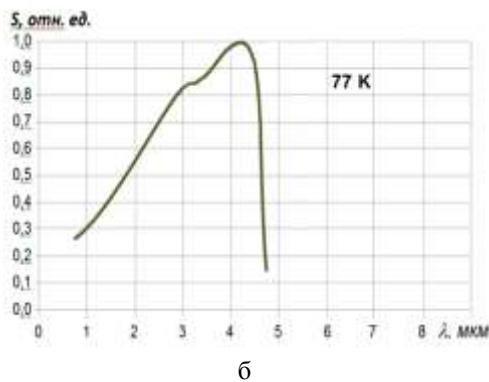
На основе эпитаксиальных пленок n- $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ($x=0.01-0.04$), p- $\text{PbTe}_{1-x}\text{Se}_x$ ($x=0.03-0.06$), выращенных при вышеуказанных условиях, получены изопериодические р-п гетеропереходы. Концентрация и подвижность носителей заряда исследуемых пленок при 77К составляли: в $\text{PbTe}_{1-x}\text{Se}_x$ $p=(1\div 2)\cdot 10^{17}\text{ см}^{-3}$, $\mu=(3\div 4)\cdot 10^4\text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{сек}$; в $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ $n=10^{17}\text{ см}^{-3}$, $\mu=(2\div 3)\cdot 10^4\text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{сек}$.

Обычно, создание р-п переходов затрудняется образованием различного рода поверхностных дефектов, которые резко снижают параметры изготовленных на их основе приборов. Изготовление активных элементов в едином технологическом цикле уменьшает плотность поверхностных дефектов. В связи с этим, р-п гетеропереходы были получены в едином технологическом цикле согласно методу, разработанному в [11]. Первым наносился р- $\text{PbTe}_{1-x}\text{Se}_x$, затем, не нарушая вакуума, в едином технологическом цикле п- $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$.

Полученные таким образом р-п гетероструктуры обладали выпрямляющими свойствами. Вольт-амперная характеристика (ВАХ) одного из этих р-п гетеропереходов представлена на Рис.4а. ВАХ гетероперехода при малых смещениях в прямом направлении описывается уравнением $J=J_0\exp(eU/\beta kT)$, где $\beta=1,5\div 2$, что характерно для генерационно-рекомбинационного механизма протекания тока через область пространственного заряда.



а



б

ВАХ (а) и спектральная характеристика (б) р-п гетероперехода эпитаксиальных пленок $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te} / \text{PbTe}_{1-x}\text{Se}_x$.

Изготовленные р-п гетеропереходы, в основном, оказались фоточувствительными в ИК-области спектра. Спектральная характеристика одного из р-п гетеропереходов представлена на Рис.4б, максимальная фоточувствительность наблюдается в области спектра $\lambda=(3.5\div 4.5)\text{мкм}$.

Было проведено сравнение спектральной фоточувствительности изопериодических ГП для всех исследуемых составов контактирующих пар. Оказалось, что с ростом количества марганца (Mn) наблюдается смещение максимума фоточувствительности в сторону коротких волн, что связано с увеличением ширины

запрещенной зоны.

ВЫВОДЫ

Регулированием температуры компенсирующего источника на моноокристаллах BaF_2 методом конденсации молекулярных пучков получены структурно совершенные эпитаксиальные пленки n- $Pb_{1-x}Mn_xTe$, p- $PbTe_{1-x}Se_x$, и в едином технологическом цикле без нарушения вакуума на их основе созданы р-п $Pb_{1-x}Mn_xTe/PbTe_{1-x}Se_x$ гетеропереходы, фоточувствительные в ИК-области спектра

1. И.И.Засавицкий, Л.Ковалчик, Б.Н.Мацонашивили, А.В.Сазонов. *Фотолюминесценция полумагнитных полупроводников типа $A^{IV}B^VI$* , ФТП, **22** (1988) 2118-2123.
2. И.И.Засавицкий, А.В.Сазонов. *Спиновое расщепление в полумагнитных полупроводниках типа A^4B^6* , ФТП, **30** (1988) 1669-1674.
3. Б.А.Акимов, С.А.Белоконь, З.М.Дашевский и др.. *Энергетический спектр и фотопроводимость твердых растворов $Pb_{1-x}Mn_xTe$ (Ga)*, ФТП, **25** (1991) 250-253.
4. Б.А.Акимов, Н.А.Львова, Л.И.Рябова. *Кинетика фотопроводимости в твердых растворах $Pb_{1-x}Mn_xTe$ (In) при изменении их состава*, ФТП, **30** (1996) 1647-1652.
5. И.Р.Нуриев, С.С.Фарзалиев, Р.М.Садыгов. *Фоточувствительные эпитаксиальные пленки $Pb_{1-x}Mn_xTe$ (Ga) выращенные на моноокристаллах $Pb_{1-x}Sn_xTe$* , Сборник докладов 9-го Международного симпозиума "Высокочистые металлические и полупроводниковые материалы", Харьков, (2003) 154-156.
6. И.Р.Нуриев, С.С.Фарзалиев, Н.В.Фараджев, Р.М.Садыгов. *Фотоэлектрические и оптические свойства эпитаксиальных пленок $Pb_{1-x}Mn_xTe$ (Ga)*, Прикладная физика, №4 (2006) 106-109.
7. И.Р.Нуриев, Р.М.Садыгов, М.Б.Гаджиев. *Структура и фотоэлектрические свойства эпитаксиальных пленок $Pb_{1-x}Mn_xSe$* , Прикладная Физика, № 2 (2007) 132-135.
8. И.Р.Нуриев, Р.М.Садыгов, М.Б.Гаджиев. *Рост и структура эпитаксиальных пленок $Pb_{1-x}Mn_xSe$ (Ga)*, Кристаллография, **54** (2009) 356-358.
9. И.Р.Нуриев, Э.Ю.Салаев, Х.Д.Джалилова, Р.М.Садыгов, Б.Ш.Бархалов, М.Б.Гаджиев. *Структура и оптические свойства эпитаксиальных пленок $Pb_{1-x}Mn_xSe$ <Ga>*, Прикладная Физика, № 2 (2009) 127-129.
10. Е.М.Воронкова, В.Н.Гречушников и др.. *Оптические материалы для инфракрасной техники*. М.:Наука, (1965) 335.
11. С.А.Семилетов, Е.В.Ракова, Ф.А.Заитов, Н.А.Сулейманов. *Получение фоточувствительных р-п переходов в пленках PbTe методом конденсации в вакууме*, Микроэлектроника, **13** (1984) 280-281.

MÜKƏMMƏL QURULUŞLU $Pb_{1-x}Mn_xTe$, $PbTe_{1-x}Se_x$ EPİTAKSİAL TƏBƏQƏLƏRİ VƏ ONLAR ƏSASINDA FOTOHƏSSAS HETEROKEÇİDLƏR

H.R.NURİYEV, M.Ə.MEHRABOVA, A.M.NƏZƏROV, R.M.SADIQOV, S.S.FƏRZƏLİYEV

Müxtəlif tərkibli mükəmməl quruluşlu $Pb_{1-x}Mn_xTe$, $PbTe_{1-x}Se_x$ epitaksial təbəqələrinin alınma şəraiti müəyyən edilmiş və onlar əsasında BaF_2 (111) arıqları üzərində vahid texnoloji şəraitdə izoperiodik fotohəssas heterokeçidlər yaradılmışdır. Heterokeçidləri yaranan müxtəlif tərkibli cütlərin spektral fotohəssaslığını müqayisə etməklə göstərilmişdir ki, tərkibdə manqanın miqdarının artması ilə və uyğun olaraq qadağan olunmuş zolağın eninin böyüməsilə fotohəssaslığın maksimumunun qısa dalgalara tərəf sürüşməsi baş verir.

STRUCTURALLY PERFECT $Pb_{1-x}Mn_xTe$, $PbTe_{1-x}Se_x$ EPITAXIAL FILMS AND PHOTOSENSITIVE HETEROJUNCTIONS ON THEIR BASE

И.Р.НУРИЕВ, М.А.МЕХРАБОВА, А.М.НАЗАРОВ, Р.М.САДЫГОВ, С.С.ФАРЗАЛИЕВ

It has been defined the obtain conditions of structurally perfect $Pb_{1-x}Mn_xTe$, $PbTe_{1-x}Se_x$ epitaxial films of different compositions and in a single technological cycle created Isoperiodic photosensitive heterojunctions on their base on substrates BaF_2 (111). By comparing the spectral photosensitivity of heterostructures for various compositions in contact pairs has been shown that with increasing amounts of manganese and thus increasing the band gap has occurred displacement maximum photosensitivity to shorter wavelengths.

Редактор: акад. Дж.Абдинов

УДК 628.9:519.6

СТРУКТУРНЫЕ, ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТОНКИХ ПЛЕНОК ИТО, ПОЛУЧЕННЫХ МАГНЕТРОННЫМ НАПЫЛЕНИЕМ

Ш.О.ЭМИНОВ, Х.Д.ДЖАЛИЛОВА, А.Ш.АЛИЕВ*, Д.Б.ТАГИЕВ*,
Н.Ш.СОЛТАНОВА*, И.С.ГАСАНОВ, Н.Д.ИСМАЙЛОВ, Д.А.ГУЛИЕВ,
Ш.С.АСЛАНОВ, А.А.РАДЖАБЛИ, Г.Х.МАМЕДОВА, И.И.ГУРБАНОВ

Институт Физики НАН Азербайджана

AZ 1143, г. Баку, пр. Г.Джавида, 131

*Институт Катализа и Неорганической Химии НАН Азербайджана**

AZ 1143, г. Баку, пр. Г.Джавида, 113

shikhamirem@gmail.com

Получена: 20.04.2016

Принята к печати: 26.07.2016

РЕФЕРАТ

Исследованы структурные, оптические и электрические свойства пленок ИТО, полученных методом реактивного ВЧ магнетронного напыления с последующим термическим отжигом. Установлена зависимость этих свойств пленок от условий получения при различных составах газовой среды ($\text{Ar}+\text{O}_2$) в камере магнетрона. Полученные пленки проявляют высокую прозрачность в видимой области спектра (80÷85%) и обладают низким поверхностным сопротивлением. Резкие дифракционные пики (222) и (400) демонстрируют высокую степень кристаллизации пленок.

Ключевые слова: пленки ИТО, магнетронное распыление, прозрачность, поверхностное сопротивление.

ВВЕДЕНИЕ

Прозрачные электропроводящие пленки широко применяются в качестве прозрачных электродов для фотоприемников, устройств отображения информации, солнечных батарей и пр.

Оксид индия-олова (Indium Tin Oxide или ИТО) является широкозонным вырожденным полупроводником *n*-типа с высокой концентрацией и подвижностью свободных носителей заряда [1]. Благодаря своей высокой электропроводности и высокому коэффициенту пропускания (85÷90%) в видимой области спектра и стабильности свойств он относится к проводящим окислам, наиболее широко используемым в качестве прозрачных электродов для видимого диапазона спектра [1–3]. Структура и свойства пленок ИТО сильно зависят как от условий нанесения, так и от их дальнейшей обработки. Поэтому получение ИТО с заданными структурным совершенством и физиче-

скими свойствами (удельное сопротивление и коэффициент пропускания получаемых слоев), а также однородностью по толщине, является сложной технологической проблемой [4]. В настоящей работе проведено исследование возможностей применения ИТО в качестве прозрачного проводящего слоя в системе стекло/ITO/ анодизированный оксид алюминия (АОА) для изготовленияnanostructured наноструктурированной солнечной ячейки [5].

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Прозрачные контактные пленки ИТО наносились на стеклянные подложки методом реактивного высокочастотного (ВЧ) магнетронного напыления на установке Z-550 Leybold-Heraouz в смеси аргона с кислородом внутри камеры. Предварительно химически очищенные стекла подвергались ионной очистке в магнетронном разряде аргона в вакуумной камере. Мощность ВЧ разряда со-

ставляла 500Вт, а время очистки 4мин. Затем, не нарушая вакуума, производилось магнетронное распыление мишени ИТО (90% оксид индия, 10% оксид олова). Мощность разряда составляла 100Вт, а время осаждения варьировалось в зависимости от требуемой толщины пленки. Содержание кислорода $q(O_2\%)$ в смеси менялось от 0% до 10%. Выращенные пленки подвергались дополнительному термическому отжигу в течение 10 мин в атмосфере аргона и воздуха при 200, 400 и 500°C. Кристаллическая структура пленок была исследована методом дифракции рентгеновских лучей на дифрактометре Rigaku модели Mini Flex-600 с монохроматическим ($CuK_\alpha \lambda=1.5418\text{\AA}$) излучением в диапазоне брэгговских углов $20^\circ\text{--}70^\circ$. Оптические характеристики пленок определялись посредством спектрофотометра Specord 210. Поверхностное сопротивление полученных пленок измерялось стандартным четырехзондовым методом. Для определения размеров d (Å) кристаллитов в ИТО использовалась формула Дебая-Шеррера $d=k\lambda/\beta\cos\theta$, где θ - положение максимума рентгеновского пика (угол рефлекса), β - полная ширина пика на его полувысоте в радианах, k - значение постоянной Шеррера ($k\approx 1$).

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Дифрактограмма структур стекло-пленка ИТО, полученных при разных соотношениях газов ($Ar+O_2$) в камере с последующим термическим отжигом в аргоне, приведена на Рис.1. Из него видно, что для пленок, полученных при отсутствии кислорода в магнетроне $q(O_2,0\%)$ и отожженных при $T=200^\circ\text{C}$, на дифрактограмме наблюдается широкий диффузионный горб в области углов $2\theta=18^\circ\text{--}38^\circ$, что может быть обусловлено высоким содержанием аморфных материалов в пленке [6].

Аморфная структура ИТО пленок, в основном, приписывается низкой подвижности атомов на поверхности растущей пленки, их малой активности, недостаточной для формирования кристаллической решетки. Это согласуется с данными работ [6-8], в которых показано, что диффузионный горб вблизи $2\theta=24^\circ$ обусловлен стеклянной подложкой, а вблизи

$20^\circ\text{--}31^\circ$ -аморфной структурой ИТО. С увеличением температуры отжига пленки (до $400\text{--}500^\circ\text{C}$) ширина диффузионного горба несколько уменьшается ($20^\circ\text{--}22^\circ\text{--}33^\circ$), а высота увеличивается, что может быть следствием структурных изменений в пленке. Присутствие дифракционного максимума (400) указывает на начало формирования кристаллических пленок [9]. Таким образом, увеличение температуры отжига пленок способствует повышению интенсивности дифракционных пиков и их сужению. Отношение интенсивностей пиков (222) и (211), характерных для дифрактограмм ИТО, к интенсивности пика (400) при $T=500^\circ\text{C}$, дают значения $4.8(I_{222}/I_{400})$ и $3.7(I_{211}/I_{400})$, что удовлетворительно согласуется с [12-15]. Это позволяет заключить, что тонкие пленки ИТО, подвергнутые отжигу при температуре выше 200°C вне зависимости от процентного содержания кислорода в газовой среде ($Ar+O_2$) камеры напылительной установки, содержали стабильную кубическую фазу In_2O_3 , т.е. становились поликристаллическими с осью текстуры <111>. По рефлексу (222) для образца №6 с помощью формулы Дебая-Шеррера проведена оценка размера кристаллитов в пленке, который составил $\approx 13\text{nm}$, что находится в удовлетворительном согласии с [10,11].

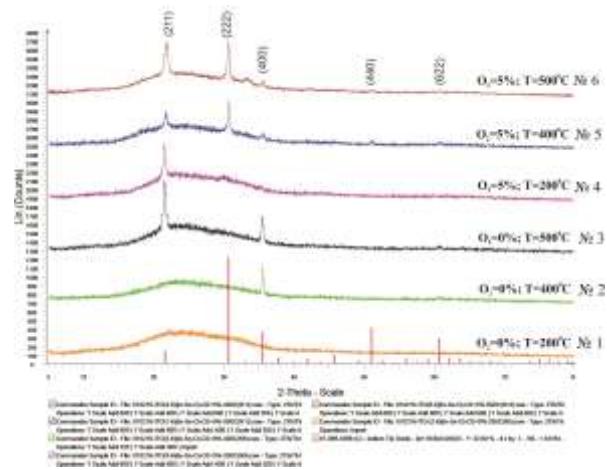


Рис.1

Рентгенограмма структур стекло-ITO, полученных при разных режимах отжига и различных составах газовой среды ($Ar+O_2$).

На Рис.2а показан спектр оптического пропускания в диапазонах длин волн 300÷800нм неотожженных тонких пленок ИТО, на Рис.2б - пленок, отожженных при температурах 400°C на воздухе и в аргоне, а на Рис.2в - пленок, отожженных при 500°C в аргоне.

Как видно из Рис.2а, с ростом содержания кислорода в камере оптическое пропускание ($T, \%$), значительно растет от 60% до 75% (при $\lambda \sim 400\text{nm}$). Из Рис.2б видно, что

а) пленки, отожженные в аргоне более прозрачны по сравнению с пленками, отожженными на воздухе;
 б) с ростом содержания кислорода в камере от 0% до 5% пропускание (для $\lambda \sim 400\text{nm}$) увеличивается при отжиге в обеих средах (от 75% до 85% для отжига на воздухе, и от 85% до 90% для отжига в аргоне). Однако оно резко уменьшается при росте содержания кислорода до 10% (до 70% - для отжига на воздухе и до 75% - при отжиге в аргоне).

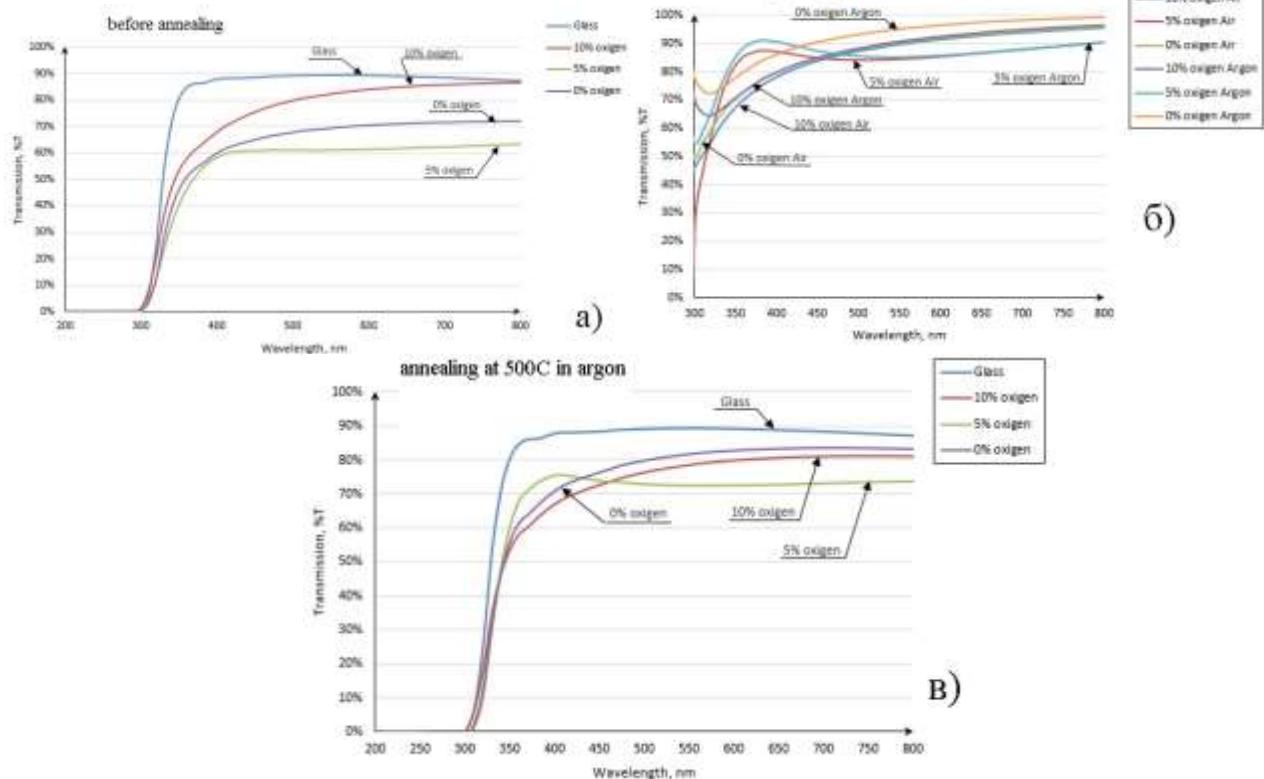


Рис.2

Оптическое пропускание структур стекло-ITO, полученных при разных режимах отжига и различных составах газовой среды (Ar+O₂): а) без отжига, б) и в) отожженных при температурах 400°C и 500°C, соответственно.

Из сравнения Рис.2б и Рис.2в (отжиг в аргоне при 500°C) видно, что пропускание пленок, отожженных при 500°C, существенно меньше, чем при 400°C: для q(O₂,0%) оно уменьшается от 80% до 60%; для q(O₂,5%) уменьшается от 90% до 50%; а для q(O₂,10%) уменьшается от 75% до 70%. Таким образом, отжиг в аргоне более благоприятен с точки зрения достижения наилучшей прозрачности пленок, чем на воздухе не зависимо от содер-

жание кислорода в камере. Однако, с превышением температуры отжига 400°C и содержания кислорода в камере выше 5% прозрачность резко падает.

В Таблице 1 приведены значения поверхностного сопротивления пленок ИТО, полученных при различных составах газовой среды (Ar+O₂ и различных температурах отжига). Из таблицы видно, что наименьшим поверхностным сопротивлением обладают нето-

жженные пленки, полученные при $q(O_2,0\%)$. С ростом содержания кислорода ($q(O_2,5\% \div 10\%)$) их сопротивление растет на несколько порядков. При отжиге при $200 \div 500^\circ\text{C}$ сопротивление

резко падает, оставаясь, однако, довольно высоким по величине, причем это воздействие более отчетливо проявляется при температурах отжига 400°C и выше.

Таблица 1.

Поверхностное сопротивление пленок при разных условиях роста и отжига

Содержание кислорода q_{O_2} , %	№ образца	Поверхностное сопротивление, до отжига R_s , Ω / \square	Температура отжига, $T^\circ\text{C}$	Поверхностное сопротивление R_s , Ω / \square после отжига
0%	5	120	200	310-320
	6	95	400	360-390
	13	136	500	640-680
5%	9	4.8×10^3	200	4.2×10^3
	11	3.7×10^3	400	540-600
	10	4.5×10^3	500	900
10%	17	1.2×10^7	200	2.30×10^5
	18	1.0×10^7	400	3.2×10^3
	19	2.8×10^7	500	4.2×10^3

Известно, что совершенно стехиометрические оксиды являются диэлектриками, и они становятся проводящими при отклонении от стехиометрии [12,13]. Электронная проводимость в таких нестехиометрических пленках обусловлена донорными состояниями, связанными с кислородными вакансиями или избытком ионов в металле. В случае с ИТО проводимость обусловлена оловом, замещающим In, и кислородными вакансиями, созданными во время роста пленок в камере или их термическим отжигом, что приводит к материалу $\text{In}_{2-x}\text{Sn}_x\text{O}_{3-2x}$. Улучшение оптических характеристик пленок с увеличением температуры отжига связано с ростом их кристалличности. Вместе с тем, кислородные вакансии, которые, с одной стороны, обеспечивают наличие электронов проводимости в материале, вызывают, с другой стороны, диффузионное рассеяние света и ухудшают прозрачность пленки [14]. В неотожженных пленках при низкой концентрации кислорода (0%) в камере кислородные вакансии, действующие как доноры для электронов, с одной стороны, обеспечивают наличие электронов проводимости и высокую электропроводность, однако, с другой стороны, вызывают диффузионное рассеяние света и ухудшают прозрачность пленки. При высокой

концентрации кислорода (5%÷10%) в камере кислородные вакансии в пленке практически отсутствуют, поэтому они обладают высокой прозрачностью и низкой электропроводностью. В процессе термического отжига атомы кислорода, внедренные между узлами кристаллической решетки или расположенные на границах зерен, диффундируют из объема пленки. Образующиеся кислородные вакансии действуют как доноры для электронов, увеличивая их концентрацию [15]. В результате отжига поверхностное сопротивление оксидной пленки уменьшается как за счет увеличения электронов, так и за счет увеличения их подвижности. Это приводит к резкому росту проводимости. Таким образом, варьируя процентным содержанием кислорода в газовой смеси $\text{Ar}+\text{O}_2$, а также дополнительным отжигом пленки после ее получения, возможно получать тонкие пленки ИТО с заданным поверхностным сопротивлением.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Методом магнетронного напыления получены тонкие пленки ИТО на стеклянных подложках. Для пленок ИТО, полученных в отсутствие кислорода в камере магнетрона $q(O_2,0\%)$, и отожженных при $T=200^\circ\text{C}$, на дифрактограмме наблюдается широкий диффузионный

горб в области углов $2\theta=18\div38^0$, что может быть обусловлено высоким содержанием аморфных материалов в пленке. Пленки, подвергнутые отжигу при температуре выше 200^0C , вне зависимости от процентного содержания кислорода в магнетроне, содержали стабильную кубическую фазу In_2O_3 , т.е. становились поликристаллическими с осью текстуры $<111>$. Для одного из образцов по рефлексу (222) с помощью формулы Дебая-Шеррера, проведена оценка размера кристаллитов в пленке, который составил $\sim 13\text{nm}$, что находится в удовлетворительном согласии с литературными данными.

Установлено, что с точки зрения достижения наилучшей оптической прозрачности пленок отжиг в аргоне более благоприятен, чем на воздухе не зависимо от содержания кислорода в камере. Однако, с превышением как температуры отжига 400^0C так и содержания кислорода в камере 5% прозрачность пленок резко падает.

1. П.Е.Троян, Ю.В.Сахаров, Ю.С.Жидик. *Прозрачные электропроводящие покрытия с контролируемыми значениями коэффициента пропускания и поверхностного сопротивления*, Доклады ТУСУРа, **31** (2014) 99.
2. И.П.Смирнова, Л.К.Марков, А.С.Павлюченко и др. *Оптимизация технологии нанесения тонких пленок ITO, применяемых в качестве прозрачных проводящих контактов светодиодов синего и ближнего ультрафиолетового диапазонов*, Физика и техника полупроводников, **48** (2014) 61.
3. C.G.Grangvist, A.Hultaker, *Transparent and conducting ITO films: new developments and applications*, Thin Solid Films, **411** (2002) 1.
4. Liu Wei, Cheng Shuying, *Photoelectrical properties of ITO thin films deposited by DC magnetron sputtering*, Journal of Semiconductors, **32** (2011) 1.
5. Sh.O.Eminov, D.B.Tagiyev, A.Sh.Aliyev et al. *Photo and electrical peculiarities of the nanostructured glass/ITO/ AAO and glass ITO/CdS*. J Mater Sci: Mater Electron (2016), DOI 10.1007/s10854-016-5053-9.
6. Jaehyeong Lee, *Influence of annealing temperature and atmosphere on the properties of ITO films deposited using a powdery target*, Journal of the Korean Physical Society, **51**(2007) 1143-1146.

Наименьшим поверхностным сопротивлением обладают неотожженные пленки, полученные при $q(\text{O}_2,0\%)$. С ростом содержания кислорода ($q(\text{O}_2,5\%\div10\%)$) их сопротивление растет на несколько порядков. При отжиге при $200\div500^0\text{C}$ сопротивление резко падает, оставаясь, однако, довольно высоким, причем это воздействие более отчетливо проявляется при температуре отжига 400^0C и выше. Увеличение температуры отжига обуславливает рост концентрации носителей заряда, что может быть связано с различной степенью внедрения междоузельных атомов кислорода, которые захватывают электроны и могут образовывать нейтральный дефектные комплексы с ионами олова.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Фонда развития науки при Президенте Азербайджанской Республики: Грант № EIF-2014-9(24) KETL -14/04/4-M-13

7. A.K.Kulkarni, Kirk H.Schulz ,T.S.Lim et al. *Dependence of the sheet resistance of indium-tin-oxide thin films on grain size and grain orientation determined from X-ray diffraction techniques*, Thin Solid films, **345** (1999) 273.
8. M.D.Benoy, *Thickness dependence of the properties of indium tin oxide (ITO)films prepared by activated reactive evaporation*, Brazilian Journal of Physics, **39** (2009) 629-631.
9. S.H.Mohamed, F.M.El-Hossary , G. A. Gamal et al. *Properties of indium tin oxide thin films deposited on polymer substrates*, Acta physica polonica A, **115** (2009) 704.
10. W.F.Wu, B.S.Chiou. *Properties of radio frequency magnetron sputtered ITO films without in-situ substrate heating and post-deposition annealing*. Thin solid films, **247** (1994) 201.
11. L.Kerkache, A.Layadi,E.Dogheche et al. *Physical properties of RF sputtered ITO thin films and annealing effect*, J. Phis. D: Appl. Phys., **39** (2006) 184.
12. S.Calnan, A.N.Tiwari. *High mobility transparent conducting oxides for thin films solar cells*, Thin Solid Films, **518** (2010) 1839.
13. F.Kurdesau, G.Khripunov, A.F.da Cunha et al. *Comparative study of ITO layers deposited by DC and RF magnetron sputtering at room temperature*, Journal of Non-Crystalline Solid, **352** (2006)1466.

14. J.-H.Kim,J.-H.Lee,Y-W.Heo et al. *Effects of oxygen partial pressure on the preferential orientation and surface morphology of ITO films grown by RF magnetron sputtering*, *J. Electroceram.*, **23** (2009) 169.
15. M.Gulen, G.Yildirim, S.Bal et al. *Role of annealing temperature on microstructural and electro-optical properties of ITO films produced by sputtering*, *J. Mater. Sc.i: Mater. Electron.*, (2012) DOI 10.1007/s10854-012-0768-8.

MAQNETRON TOZLANDIRMA YOLU İLƏ ALINAN NAZIK İTO TƏBƏQƏLƏRİNİN QURULUŞ, ELEKTRİK VƏ OPTİK XASSƏLƏRİ

S.O.EMİNOV, X.D.CƏLİLOVA, A.Ş.ƏLİEV, D.B.TAĞİEV, N.Ş.SOLTANOVA, İ.S.HƏSƏNOV,
N.C.İSMAYILOV,C.A.QULİEV, Ş.Ş.ASLANOV, Ə.Ə.RƏCƏBLİ, G.H.MƏMMƏDOVA, İ.İ.QURBANOV

Reaktiv yüksək tezlikli maqnetron tozlandırma və sonrakı termiki işlənmə yolu ilə alınan İTO təbəqələrinin quruluş, optik və elektrik xassələri tədqiq edilmişdir. Təbəqələrin xassələrinin onların tozlandırma kamerasındaki qaz mühitinin müxtəlif tərkiblərində (Ar+O₂) alınması şəraitində asılılığı təyin edilmişdir. Alınan təbəqələr görünən spektr oblastında yüksək optik şəffaflığa (80÷85%) və aşağı səthi müqavimətə malikdirlər. Kəskin (222) və (400) difraksiya pikləri təbəqələrin yüksək kristalik dərəcəsini göstərir.

STRUCTURAL, ELECTRICAL AND OPTICAL PROPERTIES OF ITO THIN FILMS PREPARED BY MAGNETRON SPUTTERING

SH.O.EMİNOV, KH.D.JALİLOVA, A.SH.ALİEV, D.B.TAGİEV, N.SH.SOLTANOVA, İ.S.HASANOV,
N.D.ISMAYILOV, J.A.GULİEV, SH.S.ASLANOV, A.A.RAJABLİ, G.KH.MAMEDOVA, İ.I.GURBANOV

The structural, optical and electrical properties of indium tin oxide (ITO) thin films prepared by reactive r-f magnetron sputtering have been studied. The influence of sputtering condition (mainly the oxygen content in the Ar-O₂ gas mixture) as well as post-growth annealing treatment on the transparency, conductivity and crystallinity of the as grown layers has been investigated. The ITO films has had a high transparency in the visible wavelength range (80÷85%) and low surface resistance. The RF sputtered ITO films have been shown structure with strong (222) and (400) X-ray diffraction peak that point out their high crystallinity.

Редактор: проф.Д.Араслы

УДК 621.315.592

ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРОВ ЗЕРЕН НА ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЭКСТРУДИРОВАННЫХ ОБРАЗЦОВ ТВЕРДОГО РАСТВОРА $\text{Bi}_{0,5}\text{Sb}_{1,5}\text{Te}_3$

Б.Ш.БАРХАЛОВ, М.М.ТАГИЕВ*, Г.З.БАГИЕВА, Р.Ю.АЛИЕВ,
Г.Д.АБДИНОВА, Т.Д.АЛИЕВА, Н.М.АХУНДОВА*

Институт Физики НАН Азербайджана,

AZ 1143, Баку, пр. Г. Джавида, 131

Азербайджанский Государственный Экономический Университет*

AZ 1001, Баку, ул. Истиглалият, 6

bbarhal@mail.ru

Получена: 25.05.2016

Принята к печати: 26.07.2016

Ключевые слова: монокристалл, экструзия, зерно, электропроводность, термо-ЭДС, теплопроводность, электроны, фононы, межзеренные границы,

РЕФЕРАТ

Исследованы электрические и тепловые свойства в широком интервале температур 80÷300К монокристаллических и экструдированных образцов твердого раствора $\text{Bi}_{0,5}\text{Sb}_{1,5}\text{Te}_3$ р-типа с различными размерами зерен. Выявлено, что размеры зерен существенным образом влияют на величину коэффициента термо-ЭДС (α), электропроводности (σ) и теплопроводности (χ) исследованных образцов.

Термоэлектрические материалы работают в условиях переменных температурных градиентов, поэтому твердые растворы на основе халькогенидов висмута и сурьмы, полученные методом кристаллизации из расплава недостаточно механически устойчивы, так как легко разрушаются по плоскостям спайности, что оказывается на сроках службы охлаждающих модулей. Поэтому в настоящее время интерес вызывают термоэлектрические мелкозернистые материалы, которые механически прочнее, чем материалы, полученные кристаллизацией из расплава, а увеличение термоэлектрической эффективности, в них можно достичь за счет уменьшения решеточной теплопроводности в результате возрастания рассеяния фононов на границах зерен и структурных дефектах внутри зерен.

Одним из способов получения мелкозернистых материалов является метод экструзии. Полученные экструзией материалы обладают мелкодисперской структурой, текстурой, пониженной теплопроводностью, более высокой механической прочностью, а также устойчивостью к термическим воздействиям.

Получение образцов экструдированного материала связано с проведением целого ряда технологический операций таких, как синтез твердого раствора из исходных компонентов; размельчение

синтезированного сплава до состояния порошка; изготовление из полученного порошка методом холодного прессования брикетов; экструзии брикетов (выдавливание брикетов, нагретых до пластического состояния, через фильтеру).

Экспериментально установлено, что на термоэлектрические характеристики материалов для термоэлектрических преобразователей энергии существенно влияют такие факторы, как давление и температура экструзии, размер частиц исходного порошка, температура и время отжига полученного термоэлектрического материала. Поэтому, оптимизацией технологических процессов с учетом физико-химических и технологических особенностей экструдированных материалов, можно увеличить эффективность экструдированных термоэлементов и повысить стабильность их параметров, как в процессе изготовления термоэлементов, так и в процессе эксплуатации приборов на их основе.

Данная работа посвящена исследованию влияния размеров зерен на электрические и тепловые свойства экструдированных образцов твердого раствора $\text{Bi}_{0,5}\text{Sb}_{1,5}\text{Te}_3$.

Для получения образцов были использованы теллур марки "ТВ-Ч", висмут - "Ви-0000", сурьма - "Су-0000". Реакция синтеза проводилась в откаченном объеме с остаточным давлением $\sim 10^{-2}$ Па. Ком-

поненты твердого раствора, взятые в расчетных соотношениях, сплавлялись при температуре ~900К в откаченных кварцевых ампулах в течение 6 ч, при непрерывном перемешивании вещества в ней качанием. Монокристаллы были получены методом Бриджмена, а экструдированные образцы были изготовлены из порошков синтезированного материала с размерами зерен 1; 30; 50мкм. Для получения экструдированного материала термоэлектрический материал предварительно измельчался до размеров меньше 50мкм и дальнейшее измельчение полученного порошка проводилось в планетарной шаровой мельнице марки АГО-2У. Полученные порошки прессовали методом одноосного прессования под давлением 4Т/см², экструзия полученных брикетов проводилась под давлением 8Т/см² при температуре ~660К со скоростью 4мм/мин.

Были исследованы коэффициенты электропроводности (σ), термоэдс (α) и теплопроводности (χ) в интервале температур 80-300К монокристаллических и экструдированных образцов с различными размерами зерен.

На Рис.1 представлены соответственно температурные зависимости коэффициента электропроводности $\sigma(1,a)$, термо-эдс $\alpha(1,b)$ и теплопроводности $\chi(1,c)$ для монокристаллических и экструдированных образцов твердого раствора $\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$ с различными размерами зерен.

Из рисунка следует, что в исследованном твердом растворе для всех образцов электропроводность в интервале температур 100÷300К с ростом температуры уменьшается, в данном температурном интервале проявляется металлический характер проводимости. Такое поведение характерно для частично вырожденных полупроводников, где участвуют два механизма рассеяния носителей заряда: на заряженных примесях и тепловых колебаниях решетки. Коэффициент термо-эдс α с уменьшением температуры уменьшается по абсолютной величине. По знаку коэффициента термо-эдс установлено, что исследованные образцы обладают проводимостью дырочного типа. С ростом температуры коэффициент теплопроводности уменьшается.

Из рисунка также видно, что термоэлектрические параметры зависят от размеров зерен исходного порошка, использованного для

изготовления исследованных образцов. Так, с уменьшением размеров зерна, значения коэффициента электропроводности σ и теплопроводности χ уменьшаются. Значения коэффициента теплопроводности мелкозернистых экструдированных образцов во всем исследованном интервале температур оказывается ~2 раза ниже значений коэффициента теплопроводности для монокристаллов того же твердого раствора.

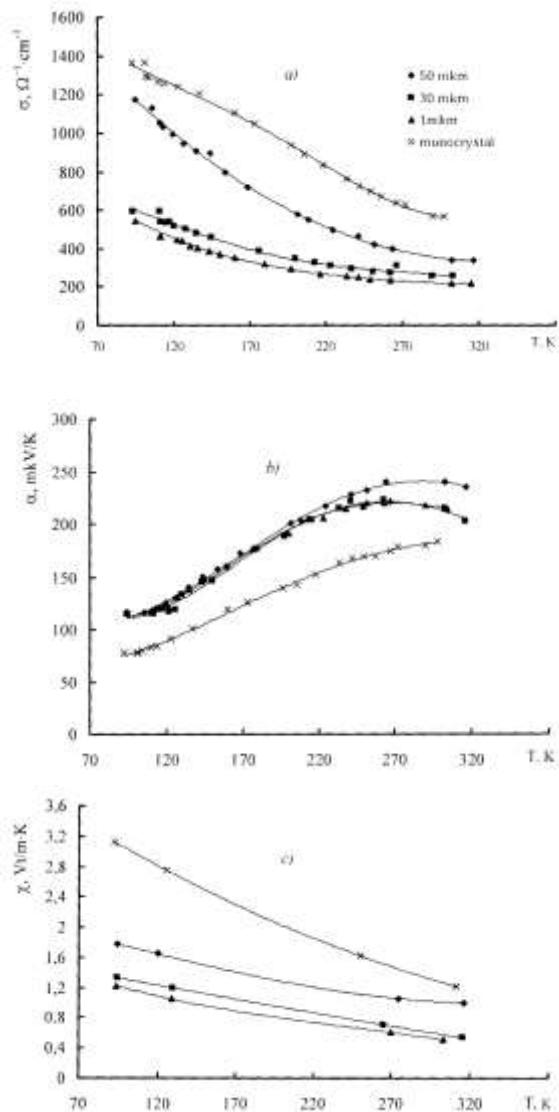


Рис.1
Зависимость коэффициента электропроводности $\sigma(a)$, термо-эдс $\alpha(b)$ и теплопроводности $\chi(c)$ для монокристалла и экструдированных образцов твердого раствора $\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$ с различными размерами зерен

Электропроводность и термо-эдс определяются электронными свойствами вещества. На электропроводность и термо-эдс можно влиять, меняя концентрацию носителей заряда, но возможностей снижения теплопроводности имеется гораздо меньше.

Теплопроводность есть сумма теплопроводности электронов χ_e и теплопроводности фононов χ_Φ :

$$\chi = \chi_e + \chi_\Phi.$$

Решеточную теплопроводность можно уменьшать за счет рассеяния фононов на точечных дефектах и на границах зерен. Границы зерен оказывают существенное, а в определенных случаях, решающее влияние на свойства твердых тел. Наряду с точечными дефектами и дислокациями границы зерен участвуют в формировании реальной структуры материалов, являясь важнейшим представителем класса двумерных дефектов твердого тела. На точечных дефектах сильнее рассеиваются коротковолновые фононы, а на границах зерен длинноволновые.

В поликристаллических образцах межзеренные границы и приповерхностные слои зерен всегда содержат большое количество дефектов [1-5], которые деформируют решетку и эффективно рассеивают фононы, повышая тепловое сопротивление образцов. В полупроводниковых твердых растворах наибольший вклад в теплопроводность дают длинноволновые фононы, т.к. коротковолновые фононы сильно рассеиваются на имеющихся в большом количестве точечных дефектах [6].

Межзеренные границы, в общем случае, двояким образом влияют на электронные свойства материала. Во-первых, потенциальные барьеры, создаваемые межзеренными границами, существенно уменьшают подвижность носителей заряда, что приводит к увеличению эффективного удельного сопротивления полупроводника. Во-вторых, межзеренные границы - это оборванные связи, которые могут являться ловушками носителей и притягивать к себе примеси или собственные дефекты.

Таким образом, за счет снижения размеров зерен можно заметно уменьшить решеточ-

ную теплопроводность, что и наблюдается в исследованных нами образцах (Рис. 2, кр.1).

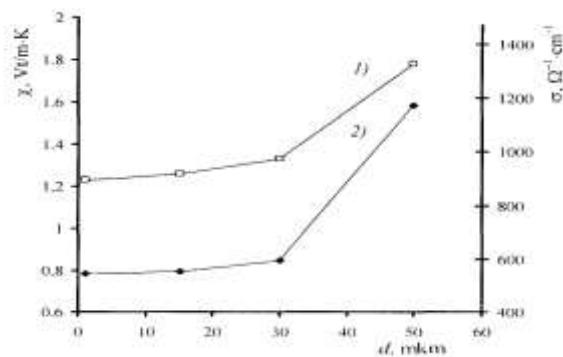


Рис.2

Зависимость коэффициента теплопроводности (1) электропроводности (2) экструдированных образцов твердого раствора $\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$ от размера зерен.

Расчеты показывают, что в рассматриваемом случае электронная часть теплопроводности составляет не более 22% от общей теплопроводности (Таблица). Поэтому можно считать, что снижение общей теплопроводности связано, в основном, с уменьшением решеточной теплопроводности.

При этом, чем меньше размеры кристаллитов (зерен), тем больше вероятность рассеяния фононов на границах, и тем меньше значение теплопроводности. Измельчение зерен приводит также и к снижению электрической проводимости (Рис. 2, кр.2).

Из результатов измерений эффекта Холла в изученных образцах (Таблица) можно заключить, что снижение электрической проводимости связано с уменьшением подвижности носителей заряда за счет роста рассеяния на границах зерен.

Сопротивление межкристаллитных прослоек больше сопротивления объема зерен, и увеличение числа межкристаллитных прослоек при уменьшении размеров зерен приводит к снижению электрической проводимости в мелкоструктурированных образцах.

Таким образом, выявлено, что размеры зерен существенным образом влияют на величину коэффициента термо-эдс, электропроводности и теплопроводности исследованных экструдированных образцов твердого раствора $\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$.

Таблица.

Электропроводность (σ , Ом $^{-1}$.см $^{-1}$), подвижность носителей заряда (μ , см 2 /В·с), концентрация носителей заряда (n , см $^{-3}$) и коэффициент теплопроводности (χ , χ_p , χ_e , Вт/м·К) моноокристалла и образцов Bi_{0,5}Sb_{1,5}Te₃ с различными размерами зерен.

Размеры зерен, мкм	σ	μ	n	χ	χ_p	χ_e	σ	μ	n	χ	χ_p	χ_e
	~ 80 K											
Моно-кристалл	1365	273	31	3,13	2,87	0,26	566	136	26	1,23	0,95	0,28
50	1173	328	22	1,78	1,58	0,20	339	95	22	1,00	0,83	0,17
30	597	233	16	1,33	1,24	0,10	255	90	18	0,54	0,43	0,12
1	544	218	15	1,23	1,13	0,09	218	81	17	0,51	0,39	0,11

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Фонда Развития Науки при Президенте Азербайджанской Республики – Грант № EIF-2013-9(15)-46/07/1.

1. В.В.Скороход. *Теория физических свойств полистых и композиционных материалов и принципы управления их микроструктурой в технологических процессах*, Порошковая металлургия, №1-2 (1995) 53-71.
2. Б.Чалмерс *Структура межкристаллических и межзеренных границ*, М., Мир, (1980) 310.
3. Г.Глейтер, Б.Чалмерс. *Большеугловые границы зерен*, М., Мир, (1975) 376.
4. В.М.Косевич, В.М.Иевлев, Л.С.Палатник. *Структура межкристаллических и межфазовых границ*. М., Металлургия, (1980) 256.
5. Н.В.Лугуева, С.М.Лугуев. *Влияние особенностей структуры на теплопроводность поликристаллического сульфида цинка*, ФТТ, **44** (2002) 251-256.
6. Д.П.Булат, И.А.Драбкин, В.В.Каратаев, В.Б.Освенский, Д.А.Пшенай-Северин. *Влияние на рассеяние на границах на теплопроводность наноструктурированного полупроводникового материала на основе твердого раствора Bi_xSb_{2-x}Te*, ФТТ, **53** (2010) 1712-1716

DƏNƏCİKLƏRİN ÖLÇÜLƏRİNİN Bi_{0,5}Sb_{1,5}Te₃ BƏRK MƏHLULUNUN EKSTRUZİYA OLUNMUS NÜMUNƏLƏRİNİN TERMOELEKTRİK XASSƏLƏRİNƏ TƏSİRİ

**B.Ş.BARXALOV, M.M.TAĞIYEV, G.Z.BAĞIYEVA, R.YU.ƏLİYEV,
G.C.ABDİNOVA, T.C.ƏLİYEVA, N.M.AXUNDOVA**

p-tipli Bi_{0,5}Sb_{1,5}Te₃ bərk məhlulu monokristallarının və dənəciklərinin ölçüsü müxtəlif olan ekstruziya olunmuş nümunələrinin elektrik və istilik xassələri geniş 80÷300K temperatur intervalında tədqiq olunmuşdur. Müəyyən olunmuşdur ki, dənəciklərin ölçüsü termoelektrik hərəkət qüvvəsi (α), elektrik keçiriciliyi (σ) və istilik keçiriciliyi (χ) əmsallarının qiymətlərinə əhəmiyyətli dərəcədə təsir edir.

EFFECT OF THE GRAIN SIZE ON THE THERMOELECTRIC PROPERTIES OF THE EXTRUDED SAMPLES OF Bi_{0,5}Sb_{1,5}Te₃ SOLUTIONS

**B.Sh.BARKHALOV, M.M.TAGIYEV, G.Z.BAGIYEVA, R.YU.ALIYEV,
G.D.ABDINOVA, T.D.ALIYEVA, N.M.AKHUNDOVA**

The electrical and thermal properties single crystalline and the extruded samples of p-type Bi_{0,5}Sb_{1,5}Te₃ solid solutions with various grain sizes over a wide 80÷300K temperature range have been investigated. It has been revealed that the sizes of the grains significantly effected on the value of the thermal electromotive force (α), electrical conductivity (σ) and thermal conductivity (χ) coefficients of the studied samples.

Редактор: акад. Дж.Абдинов

UDK 621.38

GaSe<Dy> NAZİK TƏBƏQƏLƏRİN VƏ NANOZƏRRƏCİKLƏRİNİN ALINMASI VƏ OPTİK XASSƏLƏRI

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

Bakı Dövlət Universiteti
Az1148, Bakı, Z.Xəlilov küç. 23
vagif_salmanov@yahoo.com

Daxil olub: 10.06.2016

Çapa verilib: 26.09.2016

Açar sözlər: SILAR, GaSe nanohissəcikləri, Dy aşqarları, udma spektri, lüminessensiya spektri.

REFERAT

Ion laminasiyası və reaksiya üsulu ilə disproziumla aşqarlanmış GaSe nazik təbəqələrinin və nanozərrəciklərinin alınma texnologiyası işlənmişdir. GaSe monokristal altlıq üzərində alınmış GaSe<Dy> nanozərrəcikləri dispers, şüşə altlıq üzərində alınan isə yayılmış quruluşlu olduğu müəyyən edilmişdir. Dy aşqar atomlarının GaSe-də şüalanma rekombinasiyası rolunu oynayan energetik səviyyə yaratdığı göstərilmişdir.

rində və nanozərrəciklərində belə tədqiqatlar davam etdirilir [8, 9].

Bu işdə kimyəvi çökdürmə üsulu ilə alınmış disprozium aşqarları GaSe nazik təbəqələrinin və nanozərrəciklərinin alınma texnologiyası, optik və lüminessent xassələri təqdim olunmuşdur.

Son zamanlar çətin həll olunan birləşmələrin nanolaylarının və nanozərrəciklərinin alınması üçün sorbent səthlə qarşılıqlı təsirdə olan ionların olduğu duz məhlullarından geniş istifadə olunur. Duzların dissosiasiyası nəticəsində altlıq üzərinə çökmüş ionlar arasında kimyəvi əlaqələr hesabına kristalın «kimyəvi yığımı» baş verir. «Kimyəvi yığım» adlandırılan lay-ba-lay (Layers-by-Layer) sintezi nanotexnologiyaları metodik üsullar arasında mühüm yerlərdən birini tutur [10, 11]. Bu texnologiyada altlıq üzərinə kationları və anionları mərhələlərlə ardıcıl olaraq lay-lay adsorbsiya etdirərək onlar arasında kimyəvi reaksiyanın gedişi ilə sintez olunan təbəqələr alınmışdır. Bu prosesdə sintezin reaksiyasının gediş şərtləri [11] işində göstərilmişdir. Prinsipial olaraq yeni kimyəvi sintez üsulu olan bu üsula ion laminasiyası üsulu deyilmişdir. İngilis dilində bu üsul «successive ionic layer adsorption and Reaction (SILAR)» adlanırmışdır.

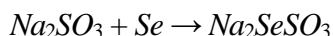
GİRİŞ

Heksoqonal laylı quruluşa malik olan GaSe monokristallı Se-Ga-Ga-Se layları ilə formalasılıb və laylar arası kimyəvi rabitə zəif Van-der-Vaals tiplidir. Laylı quruluş monokristal GaSe-in fiziki xassələrində anizotroplüğün kəskin formada özünü birüzə verməsində göstərir. Optik xassələri praktiki maraq kəsb edən GaSe monokristallarını asanlıqla mexaniki olaraq istənilən formaya salmaq olur. Lakin, təkrarlanan stabil fiziki xassəyə malik olan GaSe monokristallarının alınması texnologiyasında bir sıra problemlər mövguddur. Bu məsələlərin həlli yollarından biri də kristala müxtəlif aşqarlar daxil etməklə kristal quruluş yaranan zaman nəzarət olunması mümkün olmayan faktorlar hesabına yaranan defektlərin və faktorların özünün sayının azaldılmasıdır. Bu istiqamətdə aparılan tədqiqatlar sırasında GaSe kristalına Dy atomları aşqar kimi daxil etdirməkdir.

GaSe kristalı qeyri-xəttli optikada tətbiq oluna bilən maraqlı xassələrə malikdir. O, opto-elektronikada İQ-tezlik çeviricisi kimi vacib materiallardan biri hesab olunur. GaSe monokristalında çoxlu sayıda qeyri-xəttli optik [1,2], fotoluminesensiya [3,4], eksiton rezonansı [5], elektroluminessensiya [6] və femto-saniyəli eksiton effektinin [7] tədqiqatları aparılmışdır. Hal-hazırda kimyəvi çökdürmə üsulu ilə alınan GaSe nazik təbəqələ-

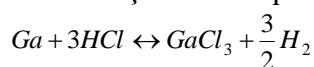
NAZIK TƏBƏQƏLƏRİN VƏ NANOZƏRRƏCİKLƏRİN ALINMA TEXNOLOGİYASI

SILAR üsulu ilə disprozium aşqarlı GaSe nazik təbəqəsi almaq üçün həm anion, həm də kation məhlullarının hazırlanması və reaksiyanın gedisi şərtləri istər temperatur, istərsə də ion aktivlik dərəcəsindən çox həssas şəkildə asılı olurlar. Anion məhlulunu hazırlamaq üçün əvvəlcə selenosulfat natrium duzu sintez olunmuşdur. Bunun üçün yüksək dəqiqliyə malik olan «Electronik Balance type BX-320H Shimatzu» modeli tərəzidə 1,8906qr natrium sulfid (Na_2SO_3) duzunu və 1,1844qr toz halına salınmış selen madəsini çəkərək 500 ml həcmə malik olan kolbaya tökülmüşdür. Kolba əvvəlcədən mükəmməl olaraq xrompik adlanan dixromat kalium duzunun sulfat turşusunda və suda uyğun olaraq 12, 16 və 72%-li məhlulunda, sonra isə naşatır spirtində və bidistillə olunmuş suda yuyularaq qurudulmuşdur. Kolbaya tökülmüş Na_2SO_3 və Se üzərinə 500ml bidistillə olunmuş su tökülərək qarışq 80°C -yə qədər qızdırılmışdır. Həmin temperaturda 12 saat müddətində vibrasiya etdirilərək «Hot Aid Steriller Laboratory Oven M-420 P» – model qızdırıcıda saxlanılan qarışqda



reaksiyası getmişdir. Alınmış məhlul soyudulmuş və kağız süzgəcdən keçirilərək tünd rəngli kolbaya tökülmüşdür. Məhlulun tünd rəngli kolbada saxlanmasında məqsəd onu işıq şüasından qorumaq və işığın təsiri ilə məhlulun çöküntü verməsinin qarşısını almaq olmuşdur. Hazırlanmış məhlulun qısa müddətdə istifadə etmək tələb olunur.

Kation məhlulu hazırlamaq üçün əvvəlcə $GaCl_3$ duzu sintez olunmuşdur. Bunun üçün 250ml-lik kolbaya 8,715qr gallium (toz halında) və 4,5575qr xlorid turşusu çəkərək tökülmüşdür və üzərinə 250ml bidistillə olunmuş su əlavə edilmişdir. Qarışq otaq temperaturunda 15 dəqiqə müddətində vibratorla çalxalanaraq:



reaksiyasının gedisi müşahidə olunmuşdur.

$GaSe <Dy>$ nazik təbəqəsinin alınmasında kation məhlulu qismində $GaCl_3$ kation məhlulu ilə

disprozium nitratın pentahidratının ($Dy(NO_3)_3 \cdot 5H_2O$) suda məhlulunun qarışığından istifadə olunmuşdur. Sarı rəngli disprozium nitratın pentahidratı suda $88,6^{\circ}\text{C}$ temperaturda əriyərək həll olunur və soyudulduğda otaq temperaturunda suyun dibində çöküntü verir (Şəkil 1). Ona görə də 4,3563qr miqdardında $Dy(NO_3)_3 \cdot 5H_2O$ kristalını toz halında 89°C temperaturda 25ml suda həll etdikdən sonra $GaCl_3$ duzunun 250ml məhlulu ilə qarışdırılmışdır. Alınan kation məhlulu qaranlıq şəraitdə otaq temperaturunda çöküntü verməmişdir.



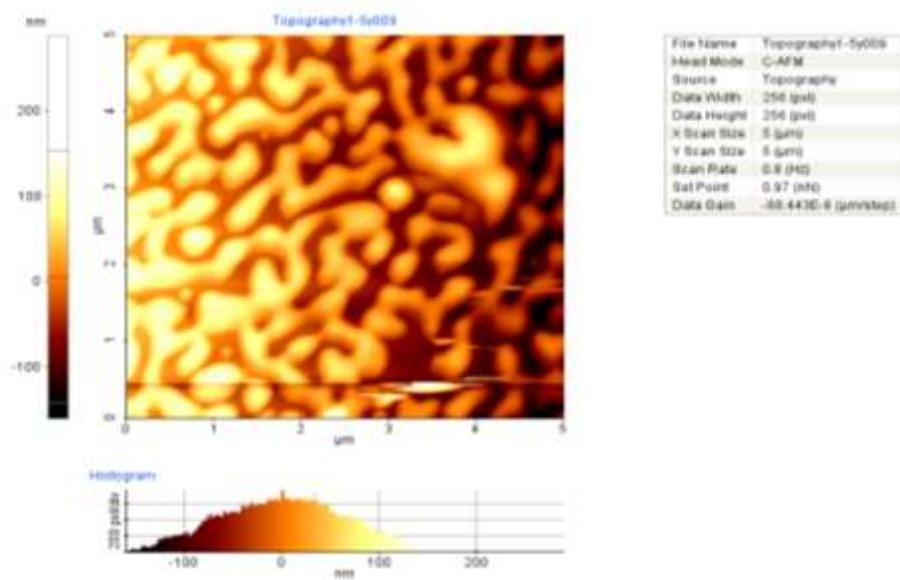
Şəkil 1.
 $Dy(NO_3)_3 \cdot 5H_2O$ duzunun suda həll olunmuş məhlulu.

Anion məhlulunun hazırlanması və tərkibi $GaSe $ nazik təbəqələrinin alınmasında

götürülmüş məhlulla eynidir. Burada əvvəlcə ion aktivliyi $pH \approx 9$ olan selenosulfat natrium duzunun suda məhlulundan istifadə olunmuşdur.

GaSe<Dy> nazik təbəqələri və nanozərrəcikləri GaS və GaSe monokristal lövhələri və şüşə üzərində alınmışdır. Müyyəyen olunmuşdur ki, şüşə üzərində təbəqənin formallaşma sürəti monokristal altlıq üzərindəkinə nisbətən daha çoxdur. Ona görə də şüşə altlığın məhlullara batırılma tsikli 35, şüşə və GaSe monokristal altlıqların batırılma tsikli isə 45 təşkil edilmişdir. Nanozərrəciklər almaq üçün həcmi 50ml olan dörd ədəd şüşə stəkanlardan istifadə olunmuşdur. Stəkanların təmizlənməsi şüşə lövhələrinin təmizlənmə texnologiyası ilə eyni olmuşdur. Birinci stəkanda $pH=5$ aktivli Na_2SeSO_3 anion məhlulu, ikinci stəkana bidistillə edilmiş su, üçüncü stəkana $pH=5$ aktivli $GaCl_2$ və $Dy(NO_3)_3 \cdot 5H_2O$ duzlarının məhlulu, dördüncü stəkana yenə su doldurulmuşdur. Hazırlanmış şüşə və ya GaSe altlıq lövhələri birinci stəkanda 20

saniyə saxlanıldıqdan sonra, çıxarırlaraq ikinci stəkanda salınmışdır, 10 saniyə müddətdən sonra çıxarırlıb üçüncü stəkana salınmışdır. Bu stəkanda 15 saniyə saxlanıldıqdan sonra çıxarırlaraq dördüncü stəkana salınmışdır. 10 saniyədən sonra lövhə çıxarırlaraq otaq temperaturunda vakuum şkafında qurudulmuşdur. GaSe<Dy> nanozərrəciklərin alınmasında altlığın məhlullarda saxlanma müddəti uyğun olaraq 5, 3, 5 və 3 saniyə təşkil etmişdir. Monokristal GaSe lövhələr üzərində yetişdirilmiş nanozərrəciklərin atom qüvvə mikroskopunda (AQM) çəkilmiş GaSe<Dy> nazik təbəqəsinin topoqrafik təsviri Şəkil 2-də göstərilmişdir. Histoqram görüntüsündə belə nəticəyə gəlmək olar ki, disprozium aşqarları GaSe birləşməsinin sintezində klasterlərin yanmasına meyl etdirir. Bu nəticəni sonralar GaSe üzərində alınmış GaSe<Dy> nazik təbəqəsinin udma əmsalının spektrinin təhlilində də müşahidə etmək olar.



Şəkil 2.
GaSe<Dy> nazik təbəqəsinin topoqrafik təsviri.

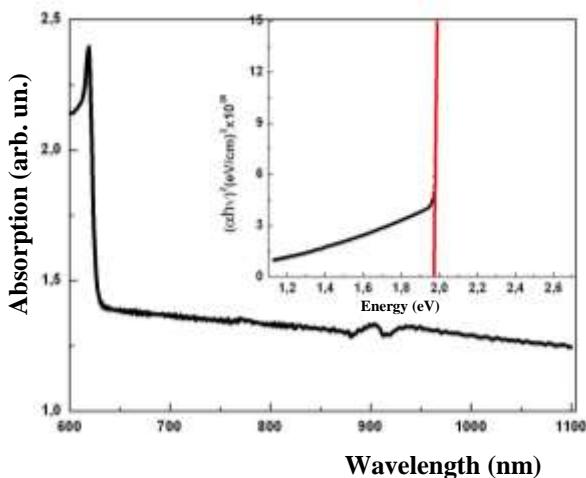
ÖLÇÜ METODİKASI VƏ NƏTİCƏLƏRİN İZAHİ

Nazik təbəqələrin və nanoqurluşların udma spektrleri otaq temperaturunda «Perkim Elmer» markalı «UV-VIS Lambda-25» model spektromet-

rində çəkilmişdir. Nümunələrin fotoluminessensiya spektrləri isə 1064, 532 və 355nm dalğa uzunluqlu və davametmə müddəti 10^{-8} saniyə olan impulsu generasiya edən Nd:YAG (LQ529B) lazerin şüalanması ilə həyacanlaşmış nümunənin lüminessensiyası kompüterlə təmin olunmuş M833 tipli

ikiqat dispersiyalı monoxromator və U2C-16H7316 tipli CCD-kamera vasitəsi ilə tədqiq olunmuşdur. Kameranın həssaslıq diapazonu $250\div2000\text{nm}$ dalğa uzunluqlarını əhatə edir.

GaSe nazik lövhəsinin (qalınlığı 135mkm) udma əmsalının spektri Şəkil 3-də təsvir olunmuşdur. $\alpha(\lambda)$ udma əmsalının fotonun dalğa uzunluğundan asılılığında fundamental udma zolağının uzundalğalı kənarında itiulu pikin müşahidə olunması kristalın təmizliyinin təzahüründür. Eksiton piki olan bu pik kristal quruluşdakı defektlərin minimum olduğu halda 300K temperaturda müşahidə olunur. Spektrdə $0,9\text{nm}(1.37\text{eV})$ dalğa uzunluğunda müşahidə olunan pikin kristal quruluşundakı anion (selen) vakansiyasına aid olduğu və fotonların ionlaşmış akseptor səviyyəsindəki elektronlar tərəfindən udularaq optik udma yaratdığı şübhəsizdir. Çünkü, ədəbiyyatda GaSe monokristallında selen vakansiyalarının aktivləşmə enerjisi $0,62\text{eV}$ olan akseptor səviyyəsi yaratdığını bir nəçə müxtəlif müəlliflər tərəfindən qeyd edilmişdir [5, 6]. GaSe kristalının qadağan olmuş zonasının eninin qiyməti şəkildəki əlavə qrafikdən hesablanmışdır. $(\alpha h\nu)^2 \sim h\nu$ asılılığından $\Delta E_g = 1,98\text{eV}$ qiyməti alınmışdır.



Şəkil 3.

GaSe monokristalından hazırlanmış nazik lövhənin ($d=135\text{mkm}$) udma əmsalının spektri.

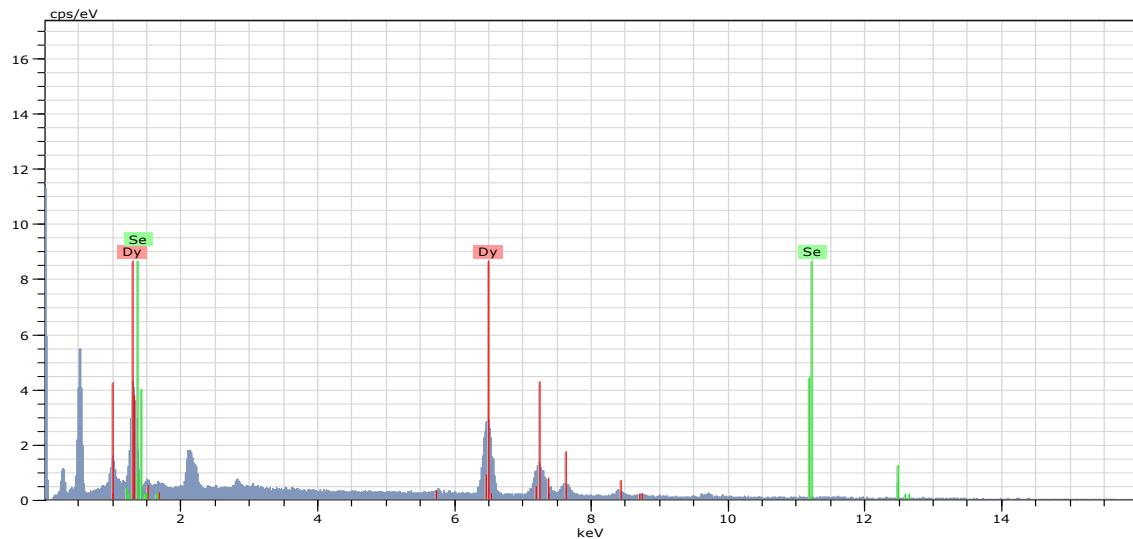
SİLAR üsulu ilə şüşə altlıq üzərində alınmış Dy və Se laylarının skanedici elektron mikroskopunda (EDAX) çəkilmiş şüalanma spektri Şəkil 4-də təsvir olunmuşdur. Göründüyü kimi xarici elektron orbitində Dy və Se atomlarının enerji halları ($1,3\text{keV}$ – ətrafindakı zətlərə görə) bir-birinə

çox yaxın qiymətə malikdir. Dy atomu $f10$ konfiqurasiyalı aşqar atomu olaraq GaSe kristalı qəfəsində anion düyünün də yerləşə bilir [12]. Belə halda Dy aşqarları GaSe kristalının energetik zona diaqramında zonanın kənarları yaxınlığında aşqar səviyyələr yarada bilər.

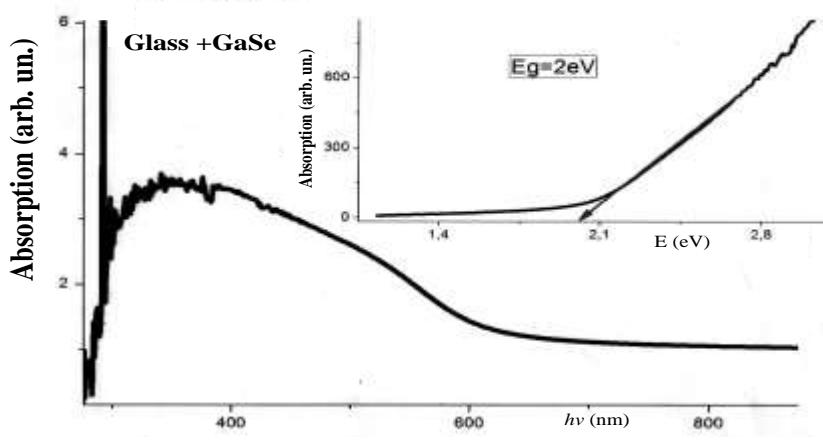
Şəkil 5-də SİLAR üsulu ilə şüşə altlıq üzərində alınmış GaSe nanozərrəciklərin udma spektri təsvir olunmuşdur. Buger-Lampert qanunu tətbiq etməklə GaSe-in qadağan olunmuş zonasının eni üçün 2eV qiyməti alınmışdır (şəkildəki əlavəyə görə). Göründüyü kimi spektrin uzundalğalı kənarı GaSe nazik təbəqələrinin spektri ilə (Şəkil 3) müqayisədə mükəmməl yayılmışdır.

Şüşə altlıq üzərində alınmış Dy aşqarlı GaSe nanozərrəciklərinin udma spektri Şəkil 6-da təsvir olunmuşdur. Bu spektrdə Buger-Lampert qanunu tətbiq etdirməklə iki xarakterik optik keçidlər üçün qiymətlər alınmışdır: $1,82$ və $1,35\text{eV}$. Birinci qiymət $\text{GaSe}\langle\text{Dy}\rangle$ nanozərrəciklərinin qadağan olunmuş zonasının eni kimi qəbul etmək olar. Yuxarıda guman etdiyimizə uyğun olaraq demək olar ki, Dy aşqarları GaSe nanozərrəciklərində eksponensial paylanan dayaz akseptor səviyyələri yaradır ki, bunlar da özlərini hal sixliğinin quyuğu kimi göstərir. İkinci qiymət olan $1,35\text{eV}$ selen vakansiyalarının hesabına yaranmış aşqar səviyyəyə aid etmək olar, yəni, bu optik udma elektronların ionlaşmış aşqar səviyyədən $1,35\text{eV}$ hündürlükdəki keçirici zonaya kecid hesabınadır. Bu optik kecid GaSe nazik təbəqəsinin udma spektrində də müşahidə olunmuşdur ($\sim 1,37\text{eV}$).

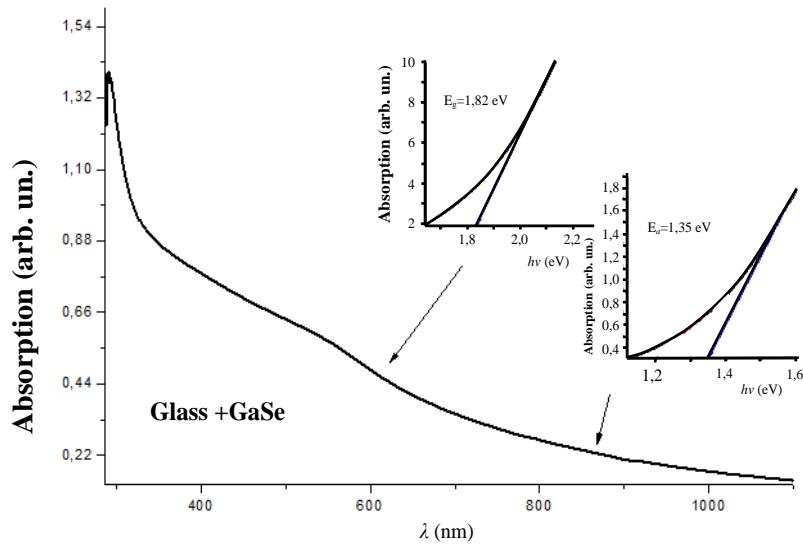
$\text{GaSe}\langle\text{Dy}\rangle$ nanozərrəciklərini 535nm dalğa uzunluqlu lazer şüası ilə həyacanlandıraraq, müşahidə edilmiş fotoluminessensiya spektri Şəkil 7-də təsvir olunmuşdur. Göründüyü kimi, 863nm dalğa uzunluğunda şüalanma pikin müşahidə edilmişdir. Qeyd edək ki, şüşə və GaSe kristalı üzərində alınmış GaSe nanozərrəciklərinin fotoluminessensiya spektrində analoji pik müşahidə olunmayışdır. Ona görə də 863nm -də maksimuma malik olan şüalanma zolağının Dy aşqarları hesabına yarandığını qəbul etmək olar. Şüalanmanın intensivliyi zəif olsa da, şüalanma rekombinasiyasının xətli rekombinasiya xarakterli olduğu müəyyən olmuşdur.



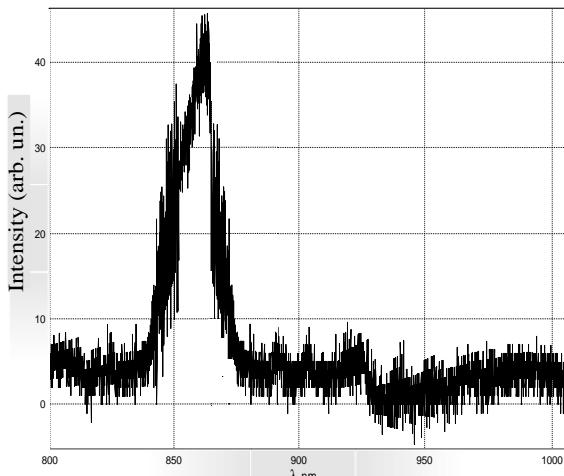
Şəkil 4.
Dy və Se laylarının skanedici elektron mikroskopunda (EDAX) çəkilmiş şüalanma spektri



Şəkil 5.
Şüşə altlıq üzərində alınmış GaSe nanozərrəciklərin udma spektri.



Şəkil 6.
Şüşə altlıq üzərində alınmış GaSe<Dy> nanozərrəciklərin udma spektri.



Şəkil 7.

GaSe<Dy> nanozərrəciklərinin fotoluminessensiya spektri

1. K.Jamshidi-Ghaleh, M.Karimi. *Anisotropy of photoconductivity and nonlinear effects in GaSe monocrystals at high optical excitation*, Optics Communications, **281** (2008) 5561-5565.
2. A.Segura, J.Bouvier, M.V.Andrés, F.J.Manjón, V.Muñoz. Strong optical nonlinearities in gallium and indium selenides related to inter-valence-band transitions induced by light pulses, Phys.Rev. B, **56** (1997) 4075-4084.
3. S.Shigetomi, T.Ikari, H.Nakashima. *Characterization of phosphorus in layer semiconductor GaSe*, Journal of Luminescence, **79** (1998) 79-84.
4. V.Capozzi. *Direct and indirect excitonic emission in GaSe*, Phys.Rev. B, **23** (1981) 836-840.
5. G.B.Abdullayev, L.A.Kulevskii, A.M.Prokhorov, A.D.Savelyev, E.Yu.Salayev, V.V.Smirnov. *GaSe, A new effective material for nonlinear optics*, **16** (1972) 90-92.
6. A.Cingolani, A.Minafra, P.Tontalo, C.Paorici. *Edge emission in GaSe and GaS*, Phys. Stat. Solidi, **4** (1971) K83-K85.
7. H.Tobioka, Y.Mitsumori, F.Minami, A.Hasegawa. *Time-resolved three-pulse photon echoes in GaSe*, Journal of Luminescence, **94-95** (2001) 601-604.
8. J.Zhao, A.Wang, M.A.Green, F.Ferrazza. *19.8% efficient “honeycomb” textured multicrystalline*

NƏTİCƏ

Ion laminasiyası və reaksiya üsulu ilə alınan GaSe birləşməsinə disprozium aşqarlarının daxil edilməsi maddədə klasterlərin yaranmasına səbəb olur. Dy aşqarları GaSe kristalının udma kənarının yayılmasına səbəb olan dayaz akseptor səviyyələri və yerləşmə dərinliyi 1,35eV olan, şüalanma rekombinasiyası mərkəzi rolunu oynayan səviyyə yaradır. GaSe<Dy> nanozərrəciklərinin yüksək optik həyəcanlanma şəraitində fotoluminessensiya spektrində 863nm dalğa uzunluğunda müşahidə olunan şüalanma zolağı qeyri-tarazlılıq yüksəkliklərindən zəruriyicilərin xətli rekombinasiyası hesabına yaranır.

- and 24.4% monocrystalline silicon solar cells, Appl. Phys. Lett., **73** (1998) 1991-1993.
9. T.P.Gujar, V.R.Shinde, J.-W.Park, H.K.Lee, K.-D.Jung, O.-S.Joo. *Electrodeposition of photoactive 1D gallium selenide quantum dots*, Electrochimica Acta, **54** (2008) 829-834.
10. M.P.Valkonen, S.Landroos, T.Kannainen, M.Leskela, R.Resch, G.Friedbacher, M.Grasserbauer. *Atomic force microscopy studies of ZnS films grown on (100) GaAs by the successive ionic layer adsorption and reaction method*, J. Mater. Res., **13** (1998) 1688-1692.
11. M.P.Valkonen, S.Landroos, M.Leskela, R.Resch, G.Friedbacher, M.Grasserbauer. *Growth of zinc sulfide thin films on (100)Si with the successive ionic layer adsorption and reaction method studied by atomic force spectroscopy*, Appl. Sur. Sci., **136** (1998) 131-136.
12. А.Ш.Абдинов, Н.М.Мехтиев, Р.Ф.Бабаева, Р.М.Рзаев, Р.М.Исмаилов. *Фотолюминесценция легированных диспрозием монокристаллов селенида индия и галлия*, Transactions of Azerbaijan National Academy of Sciences, series of Physical-technical and Mathematical sciences, Physics and Astronomy, **XXIII №5** (1) (2003) 143-147

ПОЛУЧЕНИЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТОНКИХ ПЛЕНОК И НАНОЧАСТИЦ GaSe<Dy>

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

Разработана технология получения тонких пленок и наночастиц GaSe легированных диспрозиумом методом реакции ионного наслаждения. Показано, что GaSe<Dy> на монокристаллических подложках обладает дисперсной, а на стеклянных – размытой структурой. Определено, что примеси диспрозиума в селениде галлия образуют энергетический уровень, играющий роль излучательной рекомбинации.

RECEIVING AND OPTICAL PROPERTIES OF THIN FILMS AND NANOPARTICLES GaSe<Dy>

**A.G.GUSEİNOV, A.G.KYAZYM-ZADE, V.M.SALMANOV, R.M.MAMEDOV,
A.A.SALMANOVA, I.M.ALİYEV, A.X.DİNCHER**

The technology of thin films and nanoparticles GaSe doped by dysprosium in reaction ion layering has been developed. It has been shown that GaSe <Dy> single-crystal substrates has dispersed, and glass-fuzzy structure. It has been determined that dysprosium impurities in gallium selenide formed energy level, playing the role of radiative recombination.

Редактор: проф. Г.Аждаров

УДК 546.863.22

СИНТЕЗ И ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $(\text{CaGa}_2\text{S}_4)_x(\text{BaGa}_2\text{S}_4)_{1-x}$ и $(\text{CaGa}_2\text{S}_4)_x(\text{CaAl}_2\text{S}_4)_{1-x}$

Т.Г.НАГИЕВ¹, О.Б.ТАГИЕВ^{1,3}, А.Н.МАМЕДОВ², Е.Г.АСАДОВ¹

Институт Физики НАН Азербайджана¹

AZ1143, Баку, пр. Г. Джавида, 113

Институт Катализа и Неорганическая химии НАН Азербайджана²

AZ1143, Баку, пр. Г. Джавида, 113

Филиал МГУ им. М.В.Ломоносова в г. Баку³

AZ1144, Баку, Бинагадинский р., пос. Ходжасан, ул. Университетская, 1

tural@nagiyev.net

Получена: 25.05.2016

Принята к печати: 26.07.2016

РЕФЕРАТ

В работе методом твердофазных реакций из порошковых компонентов CaS, BaS, Ga₂S₃ и Al₂S₃ синтезированы твердые растворы Ca_xBa_{1-x}Ga₂S₄ и Ca(Al_xGa_{1-x})₂S₄. Впервые расчетным путем определены температурно-концентрационные зависимости свободной энергии образования Гиббса твердых растворов $(\text{CaGa}_2\text{S}_4)_x(\text{BaGa}_2\text{S}_4)_{1-x}$ и $(\text{CaGa}_2\text{S}_4)_x(\text{CaAl}_2\text{S}_4)_{1-x}$ из тройных соединений и фазовые диаграммы систем CaGa₂S₄–BaGa₂S₄ и CaGa₂S₄–CaAl₂S₄. Выявлено, что в этих системах образуются непрерывные твердые растворы. Прогнозируется спинодальный распад твердых растворов $(\text{CaGa}_2\text{S}_4)_x(\text{BaGa}_2\text{S}_4)_{1-x}$ на две фазы при обычных температурах.

Ключевые слова: твердые растворы, тиогаллаты, Гиббс, фазовые диаграммы, термодинамический расчет.

ВВЕДЕНИЕ

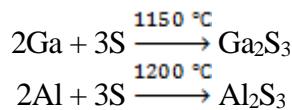
Тиогаллаты со структурами халькопирита и дефектного халькопирита обладают нелинейными, акустооптическими, полупроводниковыми свойствами [1-3]. Большая ширина запрещенной зоны, высокая чувствительность к видимому и ультрафиолетовому излучению, эффекты переключения, памяти и фильтрации позволяют использовать твердые растворы на основе CaGa₂S₄, BaGa₂S₄ и CaAl₂S₄ в полупроводниковой технике и оптоэлектронике, а сочетание таких свойств, как прозрачность в широком диапазоне видимого и инфракрасного излучения, большая величина коэффициента нелинейной восприимчивости, двулучепреломление и устойчивость к лазерному излучению привлекают внимание к этим соединениям как материалам нелинейной оптики [4-8].

Для определения области гомогенности и стабильности твердых растворов этих систем необходимо знание фазовой диаграммы и температурно-концентрационные зависимости свободной энергии Гиббса. Эти сведения для систем CaGa₂S₄–BaGa₂S₄ и CaGa₂S₄–CaAl₂S₄ в литературе отсутствуют. В работе эти данные определили расчетным путем с помощью математического аппарата термодинамики немолекулярных соединений при использовании ограниченного количества измерений ДТА.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Синтез соединений CaS и BaS осуществлялся в кварцевом реакторе взаимодействием тонко дисперсного порошка карбоната кальция (CaCO₃) и карбоната бария (BaCO₃) с потоком сероводорода (H₂S) и сульфида углерода (CS₂)

в атмосфере инертного газа Ar [9]. Скорость подачи инертного газа составляла 2÷2.5 л/ч. Сероводород и сульфид углерода образовались в результате разложения обезвоженного роданистого аммония (NH_4CNS) в генераторе газов-реагентов при температуре 250°C. Температура синтеза составляла 850°C, продолжительность 24 ч, температура контролировалась с помощью термопары хромель-алюмель. Соединения Al_2S_3 и Ga_2S_3 синтезировались сплавлением элементов Ga, S и Al, взятых в стехиометрических соотношениях, в кварцевых ампулах, откаченных до вакуума 10^{-4} мм.рт.ст. по следующим реакциям



Соединения $\text{Ca}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Ga}_2\text{S}_4$ и $\text{Ca}(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_2\text{S}_4$ синтезировались методом твердофазных реакций из порошковых компонентов CaS, BaS, Ga_2S_3 и Al_2S_3 , взятых в стехиометрических соотношениях в графитизированных кварцевых ампулах, откаченных до $10^{-4} \div 10^{-5}$ мм.рт.ст. по реакции:



Синтез проводился при 1100 °С в течение одного часа с последующим 10-ти часовым отжигом при 800 °С.

Рентгенофазовый анализ (РФА) порошков полученных соединений проводился на дифрактометре “XRD D8 ADVANCE”, сила тока и анодное напряжение были подобраны исходя из оптимальных условий съемки. При выполнении качественного РФА идентификацию изучаемых соединений осуществляли путем сопоставления межплоскотных расстояний с данными картотеки ASTM (Американского общества испытаний материалов). Анализ результатов РФА позволил установить, что на рентгенограммах синтезированных образцов

CaS, BaS, Ga_2S_3 и Al_2S_3 (Рис.1) наблюдаются рефлексы, характерные для этих соединений. Кристаллические параметры соединений указаны в Таблице 1.

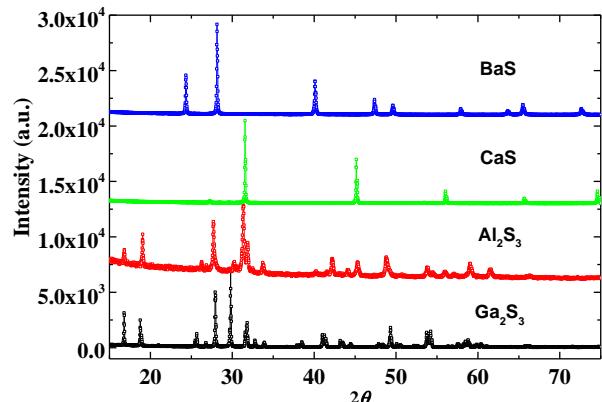


Рис.1
Рентгенидовская дифрактограмма соединений BaS, CaS, Al_2S_3 и Ga_2S_3 .

Таблица 1.
Кристаллические параметры соединений
CaS, BaS, Ga_2S_3 и Al_2S_3 .

Соединение	Сингония	Параметры э. я.			
		a	-	c	$\beta, {}^{\circ}$
CaS	Кубическая	5.7	-	-	-
BaS	Кубическая	6.387	-	-	-
Ga_2S_3	Моноклинная	11.14	6.411	7.038	121.220
Al_2S_3	Тригональная	6.4716	6.4716	17.266	

Анализ результатов РФА позволил установить, что на рентгенограммах синтезированных образцов $\text{Ca}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Ga}_2\text{S}_4$ ($0.1 \leq x \leq 0.3$) (Рис.2) наблюдаются рефлексы, характерные для тиогаллата бария (BaGa_2S_4), который кристаллизуется в кубической структуре с точечной симметрией $\text{Pa}3$ [10,11]. Рентгенометрические параметры близки к опубликованным в литературе для BaGa_2S_4 [10].

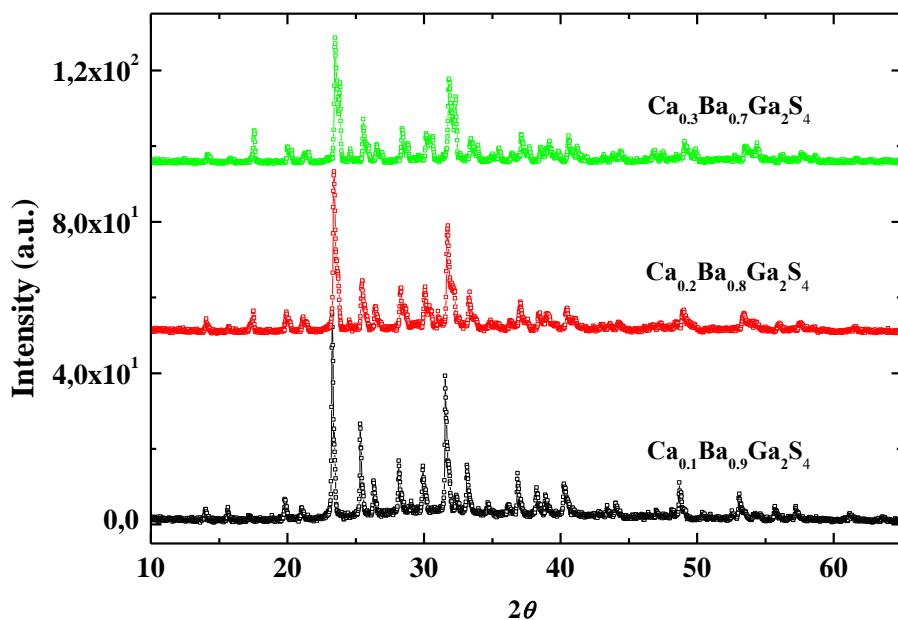


Рис.2

Рентгенодифрактограмма соединения $\text{Ca}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Ga}_2\text{S}_4$ ($0.1 \leq x \leq 0.3$).

На рентгенограммах синтезированных образцов $\text{Ca}(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_2\text{S}_4$ ($0.1 \leq x \leq 0.3$) (Рис.3) наблюдаются рефлексы, характерные для тиогаллата кальция (CaGa_2S_4), который кристаллизуется в орторомбической структуре с точечной симметрией $\text{Fd}\bar{3}d$ [10]. Анализ результатов РФА свидетельствует об образовании

твердых растворов $\text{Ca}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Ga}_2\text{S}_4$ ($0.1 \leq x \leq 0.3$) и $\text{Ca}(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_2\text{S}_4$ ($0.1 \leq x \leq 0.3$). К сожалению, параметры элементарных ячеек этих фаз определить не удалось из-за недостаточной точности эксперимента.

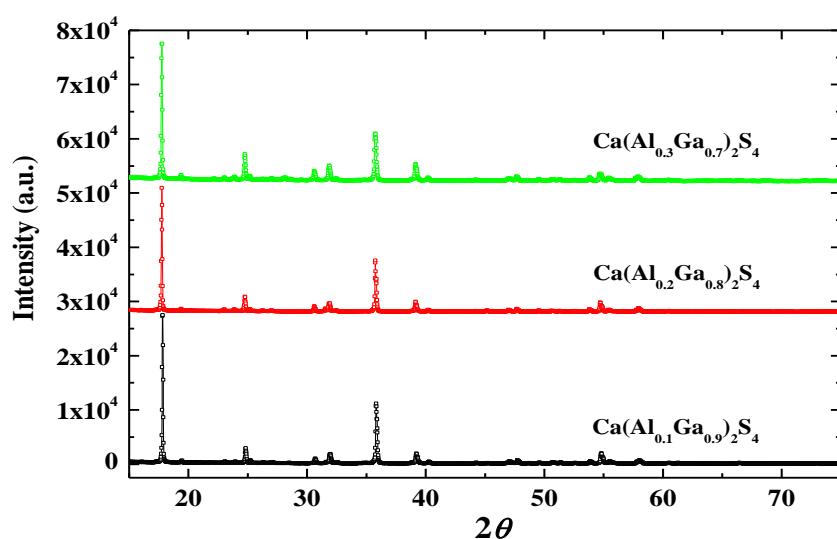


Рис.3

Рентгенодифрактограмма соединения $\text{Ca}(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_2\text{S}_4$ ($0.1 \leq x \leq 0.3$).

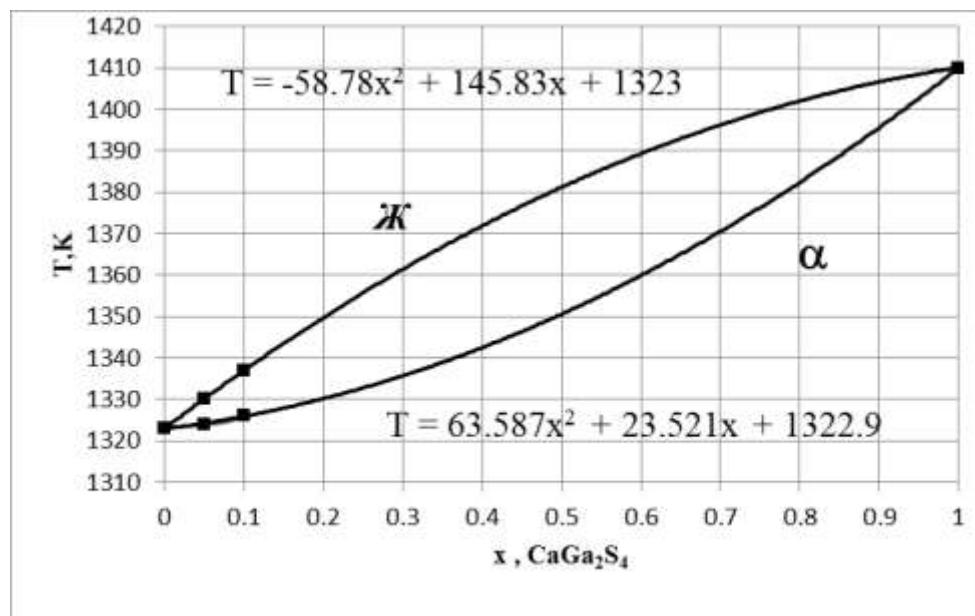


Рис.4

Фазовая диаграмма системы $\text{CaAl}_2\text{S}_4-\text{CaGa}_2\text{S}_4$: ♦ ДТА; кривые-по полиномам

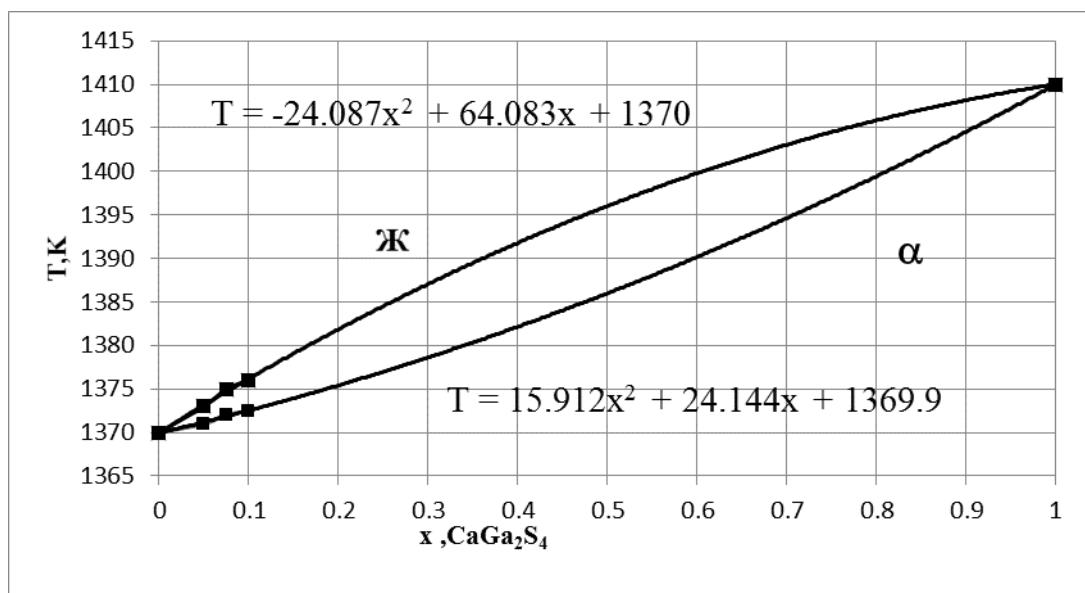


Рис.5

Фазовая диаграмма системы $\text{BaGa}_2\text{S}_4-\text{CaGa}_2\text{S}_4$: ♦ ДТА; кривые-по полиномам

Дифференциальный термический анализ (DTA) сплавов проведен с использованием системы синхронного термического анализа STA 429CD фирмы NETZSCH. DTA проведен для ограниченного количества составов, прилегающих к компоненту со сравнительно низкой температурой плавления Рис.4 и 5).

РАСЧЕТНЫЕ МОДЕЛИ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ

АППРОКСИМАЦИЯ КРИВЫХ ЛИКВИДУСА И СОЛИДУСА СИСТЕМ
 $\text{CaGa}_2\text{S}_4-\text{BaGa}_2\text{S}_4$ и $\text{CaGa}_2\text{S}_4-\text{CaAl}_2\text{S}_4$

Отсутствие данных для теплоты плавления и термодинамических функций образо-

вания соединений CaGa_2S_4 , BaGa_2S_4 и CaAl_2S_4 , а также невозможность их корректной оценки не позволило нам термодинамическим путем вычислить и аппроксимировать кривые ликвидуса и солидуса систем $\text{CaGa}_2\text{S}_4\text{--BaGa}_2\text{S}_4$ и $\text{CaGa}_2\text{S}_4\text{--CaAl}_2\text{S}_4$. Поэтому эту задачу решили аналитическим путем, полагая, что ликвидусы и солидусы этих систем, образованных соединениями, отличающимися по одному элементу с близкими атомными радиусами, имеют простой тип фазовой диаграммы (Рис.4 и 5). С использованием значений температуры плавления тройных соединений

$$T^m(\text{BaGa}_2\text{S}_4)=1370\text{K(инконг.)},$$

$$T^m(\text{CaGa}_2\text{S}_4)=1410\text{K(конг.)},$$

$$T^m(\text{CaAl}_2\text{S}_4)=1323\text{K(конг.)}$$

[12-15] и результатов ДТА несколько составов, прилегающих к компоненту со сравнительно низкой температурой плавления (Рис.4,5) вычислены и аппроксимированы кривые ликвидуса и солидуса систем $\text{CaGa}_2\text{S}_4\text{--BaGa}_2\text{S}_4$ и $\text{CaGa}_2\text{S}_4\text{--CaAl}_2\text{S}_4$ по программе Microsoft Excel.

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ РАСЧЕТЫ

Для оценки области существования и стабильности полученных твердых растворов вычислены их термодинамические функции смешения в зависимости от состава и температуры.

Свободную энергию смешения твердых растворов $(\text{CaGa}_2\text{S}_4)_x(\text{BaGa}_2\text{S}_4)_{1-x}$ и $(\text{CaGa}_2\text{S}_4)_x(\text{CaAl}_2\text{S}_4)_{1-x}$ из тройных соединений представили в виде уравнения Гиббса-Гельмгольца [16,17]:

$$\Delta G_T^0 = \Delta H_T^0 - T \Delta S_{298}^0 - \Delta c_{p,298}^0 T \cdot \left[\ln \left(\frac{T}{298} \right) + + \left(\frac{298}{T} \right) \right], \quad (1)$$

здесь ΔH_T^0 ; ΔS_{298}^0 —молярные интегральные стандартные энталпии и энтропии смешения твердых растворов, $\Delta c_{p,298}^0$ – изменение молярной изобарной теплоемкости при образовании твердых растворов. Теплоемкости соединений и твердых растворов сравнительно

мало отличаются, поэтому третьим членом уравнения (1) можно пренебречь. Тогда

$$\Delta G_T^0 = \Delta H_T^0 - T \Delta S_{298}^0 \quad (2)$$

Аналитическое выражение энтропии образования твердых растворов квазибинарных систем имеет вид [17]

$$\Delta S_{298}^0 = -R[x \ln f(x) + (1-x) \ln f(1-x)], \quad (3)$$

здесь x —мольная доля CaGa_2S_4 в твердом растворе, $f(x)$ —функция для преобразования конфигурационной энтропии смешения растворов применительно к квазибинарным, квазитройным и более сложным системам для учета стехиометрических коэффициентов полупроводниковых соединений.

Неорганические полупроводниковые соединения, в том числе CaGa_2S_4 , BaGa_2S_4 и CaAl_2S_4 относятся к немолекулярным соединениям с атомной кристаллической решеткой с определенной долей ионной и металлической связи. Поэтому в термодинамических функциях смешения твердых растворов немолекулярных соединениях следует учитывать состав этих соединений с помощью функции $f(x)$ [18-20]. Компоненты твердых растворов $(\text{CaGa}_2\text{S}_4)_x(\text{CaAl}_2\text{S}_4)_{1-x}$ содержат по два атома разных элементов (галлия и алюминия). Поэтому

$$f(x)=x^2; f(1-x)=(1-x)^2.$$

Вставляя эти выражения в уравнение (3), для твердых растворов $(\text{CaGa}_2\text{S}_4)_x(\text{CaAl}_2\text{S}_4)_{1-x}$ получаем

$$\Delta S_{298}^0 = -2R[x \ln(x) + (1-x) \ln(1-x)]. \quad (4)$$

Для твердых растворов $(\text{CaGa}_2\text{S}_4)_x(\text{BaGa}_2\text{S}_4)_{1-x}$, отличающихся только по одному атому кальция и бария $f(x)=x$, и следовательно уравнение (3) применительно к этой системе имеет вид

$$\Delta S_{298}^0 = -R[x \ln(x) + (1-x) \ln(1-x)]. \quad (5)$$

На основании теоретических расчетов, проведенных в книге [21] можно заключить, что энталпии смешения твердых растворов полупроводниковых соединений, отличающихся по одному химическому элементу, находятся в корреляции с атомным радиусом элемента в виде катиона или анионами могут быть описаны в рамках модели регулярных растворов. Ионные радиусы для галлия, алюминия, кальция и бария по Гольдшмидту составляют: $r(\text{Ga}^{+3})=0.62$; $r(\text{Al}^{+3})=0.57$; $r(\text{Ca}^{+2})=1.06$; $r(\text{Ba}^{+2})=1.43 \text{ \AA}$. Для энталпии смешения твердых растворов $(\text{CaGa}_2\text{S}_4)_x(\text{CaAl}_2\text{S}_4)_{1-x}$, с близкими радиусами катионов и двумя общими ионами, по аналогии с другими полупроводниковыми системами [18, 20, 21], приняли следующую величину $\Delta H^{\max}=500 \text{ Дж/моль}$. Согласно простому типу фазовых диаграмм (рис. 4 и 5) энталпию смешения описали по модели регулярных растворов

$$\Delta H_T^0 = 2000x(1-x). \quad (6)$$

Атомные радиусы кальция и бария, близкие по химической природе, существенно отличаются. Поэтому максимальные значения энталпии смешения для твердых растворов $(\text{CaGa}_2\text{S}_4)_x(\text{BaGa}_2\text{S}_4)_{1-x}$ могут изменяться в пределах $1000 \div 1500 \text{ Дж/моль}$. Учитывая зависимость параметра смешения от состава в модели регулярных растворов, можем написать

$$\Delta H_T^0 = (6000 + 5000x^2)x(1-x). \quad (7)$$

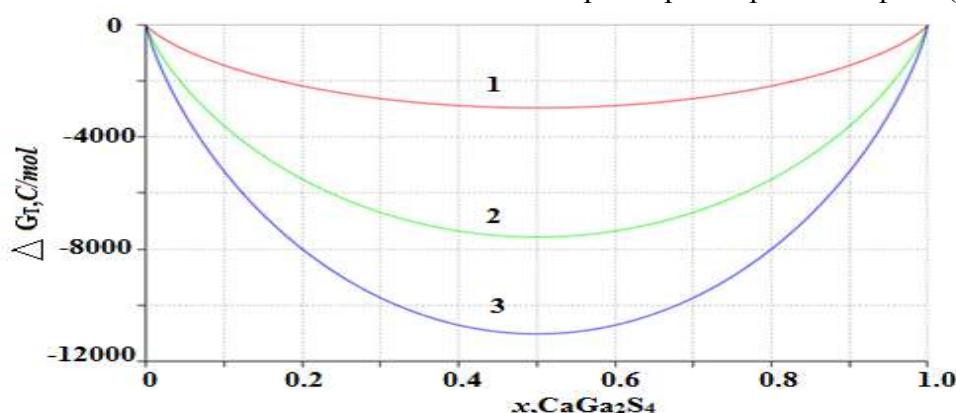


Рис.6

Зависимость свободной энергии смешения твердых растворов $(\text{CaGa}_2\text{S}_4)_x(\text{CaAl}_2\text{S}_4)_{1-x}$ от состава, вычисленные по уравнению (8) для температур: 1—300К; 2—700К; 3—1000К.

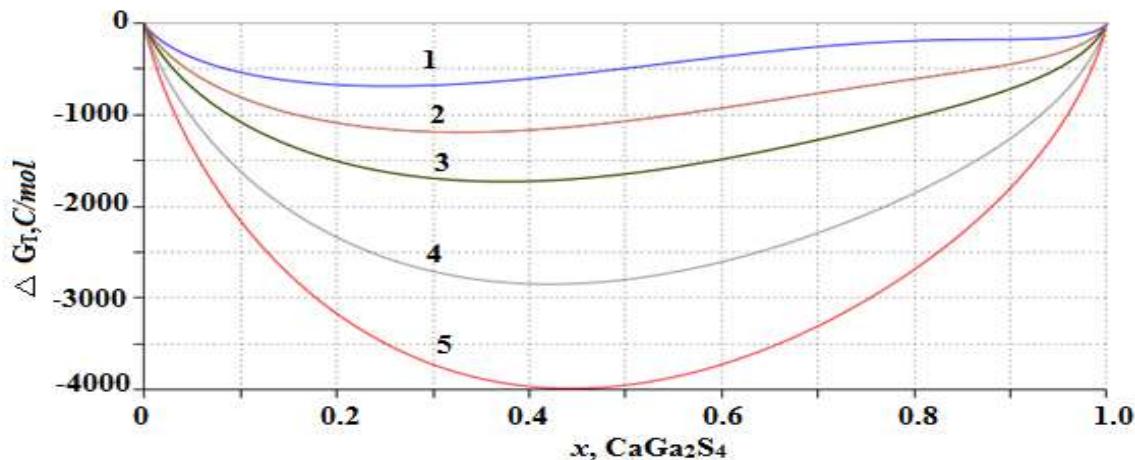


Рис.7

Зависимости свободной энергии смешения твердых растворов $(\text{CaGa}_2\text{S}_4)_x(\text{BaGa}_2\text{S}_4)_{1-x}$ от состава, вычисленные по уравн. (9) для температур: 1–400К; 2–500К; 3–600К; 4–800К; 5–1000К.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Температурно-концентрационные зависимости свободной энергии образования Гиббса твердых растворов $(\text{CaGa}_2\text{S}_4)_x(\text{BaGa}_2\text{S}_4)_{1-x}$ и $(\text{CaGa}_2\text{S}_4)_x(\text{CaAl}_2\text{S}_4)_{1-x}$ из тройных соединений и фазовые диаграммы систем $\text{CaGa}_2\text{S}_4-\text{BaGa}_2\text{S}_4$ и $\text{CaGa}_2\text{S}_4-\text{CaAl}_2\text{S}_4$ показывают, что в этих системах образуются непрерывные твер-

дые растворы. В системе $\text{CaGa}_2\text{S}_4-\text{BaGa}_2\text{S}_4$ в интервале температур 300–500К может произойти спинодальный распад твердых растворов $(\text{CaGa}_2\text{S}_4)_x(\text{BaGa}_2\text{S}_4)_{1-x}$ на две фазы.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Фонда Развития Науки при Президенте Азербайджанской Республики – Грант № EIF-BGM-2-BRFTF-1-2012/2013-07/02/1

1. J.T.Anderson. *Dissertation: Luminescent Sulfides and Solution-Deposited Oxide Thin Films.* USA, (2008) 161.
2. Ph.F.Smet, Iwan Moreels, Zeger Hens, Dirk Poelman. *Luminescence in Sulfides: A Rich History and a Bright Future.* Materials, №3 (2010) 2834-2883.
3. Н.Х.Абрикосов, В.Ф.Банкина, Л.В.Порецкая, Е.В.Скуднова, С.Н.Чижевская *Полупроводниковые халькогениды и сплавы на их основе, М. Наука,* (1975) 220.
4. A.N.Georgobiani, V.V.Styrov, V. I.Tyutyunnikov, B.G.Tagiev, O.B.Tagiev, R.B.Djabbarov. *Radical recombination luminescence, ion-luminescence and photoluminescence of CaGa_2S_4 , Eu.* Journal of Physics and Chemistry of Solids, **64** (2003) 1519-1524.
5. A.N.Georgobiani, A.N.Gruzinsev, C.Barthou, P.Benalloul, J.Benoit, B.G.Tagiev, O.B.Tagiev, R.B.Dzhabborov. *Infrared Luminescence of Er^{3+} in Calcium Thiogallate,* Journal of TheElectrochemical Society, **148** (2001) 167-170.
6. B.G.Tagiev, R.Jabbarov, C.Chartier et al. *Radiative properties of Eu^{2+} BaGa_2S_4 ,* J. Phys. Chem. Sol., **66** (2005) 1049–1056.
7. Ruijin Yu, Jing Wang, Mei Zhang, Haibin Yuan, Weijia Ding, Yun An, Qiang Su. *Luminescence Properties of $\text{Ca}_{1-x}\text{Sr}_x(\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y)_2\text{S}_4:\text{Eu}^{2+}$ and Their Potential Application for White LEDs,* Journal of The Electrochemical Society, **155** (2008) J290-J292.
8. B.G.Tagiev, O.B.Tagiev, T.G.Nagiev, S.G.Asdullaeva, M.S.Leononya, G.P.Yablonskii, S.A.Abushov. *Luminescence of $\text{Ca}_{0.5}\text{Ba}_{0.5}\text{Ga}_2\text{S}_4$ Crystals Activated by Eu^{2+} and Er^{3+} Ions,* Optics and Spectroscopy, **118** (2015) 389–392.
9. R.P.Rao. *The preparation and thermoluminescence of alkaline earth sulphide phosphors.* Journal of Materials Science, **21** (1986) 3357-3386.

10. T.Peters, J.Baglio. *Luminescence and Structural Properties of Thiogallate Ce^{3+} and Eu^{2+} activated Phosphors. J. Electrochem. Soc.*, **119** (1972) 230-236.
11. P.Donohue, J.Hanlon. *The Synthesis and Photoluminescence of $M''M_2'''(S,\text{Se})_4$. J. Electrochem. Soc.*, **121** (1974) 137-141.
12. C.Komatsu, T.Takizawa. *Phase diagram of the $\text{CaS}-\text{Ga}_2\text{S}_3$ system and melt growth of CaGa_2S_4 single crystals, J. Crystal Growth*, **222** (2001) 574-578.
13. C.Hidaka, M.Goto, M.Kubo, T.Takizawa. *Phase diagrams of the pseudo-binary systems of $\text{BaS}-\text{In}_2\text{S}_3$ and $\text{BaS}-\text{Ga}_2\text{S}_3$, J. Crystal Growth*, **275** (2005) 439-443.
14. А.В.Кертман. *Сульфидные и фторсульфидные ик-материалы, фазовые диаграммы, структура и свойства сульфидных соединений галлия, индия, лантанидов. Автотеф. диссерт. д.х.н., Тюмень, (2010).*
15. Th.D.Kaun. *United States Patent. US005194298A. Patent Number: 5,194,298. Date of Patent: Mar., 16 (1993).*
16. М.М.Асадов, С.Н.Мустафаева, А.Н.Мамедов, М.А.Алджанов, Э.М.Керимова, М.Д.Наджафзаде. *Диэлектрические свойства и теплоемкость твердых растворов $(\text{TlInSe}_2)_{1-x}(\text{TlGaTe}_2)_x$. Неорганические материалы*, **51** (2015) 843-849.
17. А.Н.Мамедов. *Термодинамика систем с немолекулярными соединениями: расчет и аппроксимация термодинамических функций и фазовых диаграмм, LAP, Germany, (2015) 124.*
18. A.N.Mamedov, I.G.Mekhdiev, Z.B.Bagirov. *Thermodynamic Calculation of the Liquidus in Ternary Mutual Systems, High Temperatures-High Pressures*, **29** (1997) 689-692.
19. А.Н.Мамедов, М.И.Заргарова. *Уравнения кристаллического ликвидуса и солидуса тройных и четверных систем, Журн. физ. Химии, №3 (1979) 731-732.*
20. M.M.Asadov, A.N.Mamedov. *Thermodynamic Calculation of Phase Equilibrium in Ternary Mutual System with Participation of Mercury and Dittallium Chalkogenides, Mater. Chem. Phys.*, № 3 (1989) 301-304.
21. С.С.Стрельченко, В.В.Лебедев. *Соединения A^3B^5 , Справ. изд. Москва, Металлургия, (1984) 144.*

$(\text{CaGa}_2\text{S}_4)_x(\text{BaGa}_2\text{S}_4)_{1-x}$ VƏ $(\text{CaGa}_2\text{S}_4)_x(\text{CaAl}_2\text{S}_4)_{1-x}$ BƏRK MƏHLULLARININ SİNTEZİ VƏ TERMODİNAMİK STABİLİYYİ

T.Q.NAĞIYEV, O.B.TAĞIYEV, A.N.MƏMMƏDOV, E.Q.ƏSƏDOV

İşdə CaS , BaS , Ga_2S_3 və Al_2S_3 komponentlərinin tozlarından bərkfaza reaksiya üsulu ilə $\text{Ca}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Ga}_2\text{S}_4$ və $\text{Ca}(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_2\text{S}_4$ tərkibli bərk məhlullar sintez edilmişdir. İlk dəfə olaraq hesablama yolu ilə $(\text{CaGa}_2\text{S}_4)_x(\text{BaGa}_2\text{S}_4)_{1-x}$ və $(\text{CaGa}_2\text{S}_4)_x(\text{CaAl}_2\text{S}_4)_{1-x}$ bərk məhlullarının əmləğəlmə Gibbs enerjisinin temperatur-qatılılıq asılılığı müəyyən edilmiş və $\text{CaGa}_2\text{S}_4-\text{BaGa}_2\text{S}_4$ və $\text{CaGa}_2\text{S}_4-\text{CaAl}_2\text{S}_4$ sistemlərinin hal diaqramları qurulmuşdur. Bu sistemlərdə $(\text{CaGa}_2\text{S}_4)_x(\text{BaGa}_2\text{S}_4)_{1-x}$ fasıləsiz bərk məhlullarının əmələ gəlməsi müəyyən edilmiş və bərk məhlulların adı temperaturlarda spinodal parçalanması proqnoz edilmişdir

SYNTHESIS AND THERMODYNAMIC STABILITY OF $(\text{CaGa}_2\text{S}_4)_x(\text{BaGa}_2\text{S}_4)_{1-x}$ and $(\text{CaGa}_2\text{S}_4)_x(\text{CaAl}_2\text{S}_4)_{1-x}$ SOLID SOLUTIONS

T.G.NAGHIYEV, O.B.TAGIEV, A.N.MAMEDOV, E.G.ASADOV

Solid solutions $\text{Ca}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Ga}_2\text{S}_4$ and $\text{Ca}(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_2\text{S}_4$ have been synthesized from CaS , BaS , Ga_2S_3 and Al_2S_3 powder components by solid state reaction. It has been determined temperature and concentration dependence of the Gibbs formation free energy $(\text{CaGa}_2\text{S}_4)_x(\text{BaGa}_2\text{S}_4)_{1-x}$ and $(\text{CaGa}_2\text{S}_4)_x(\text{CaAl}_2\text{S}_4)_{1-x}$ solutions and phase diagrams have been established for $\text{CaGa}_2\text{S}_4-\text{BaGa}_2\text{S}_4$ and $\text{CaGa}_2\text{S}_4-\text{CaAl}_2\text{S}_4$ compositions. It has been revealed, that, in these systems have formed the continuous solid solutions. It has been predicted spinodal decomposition of solid solutions $(\text{CaGa}_2\text{S}_4)_x(\text{BaGa}_2\text{S}_4)_{1-x}$ into two phases at conventional temperatures.

Редактор: С.Мехтиева

UOT: 539.24/27 UOT: 536. 6 UOT: 536.21

GaSb-CrSb EVTEKTİK KOMPOZİTİN STRUKTURU VƏ RAMAN SƏPİLMƏSİ

R.N.RƏHİMOV, İ.X.MƏMMƏDOV*, S.S.BABAYEV, D.H.ARASLI, A.A.XƏLİLOVA,
M.V.KAZIMOV, R.R.QƏRİBOV**

Azərbaycan MEA Fizika İnstitutu

AZ 1143, Bakı, H.Cavid pr., 131.

Azərbaycan Məlli Aviasiya Akademiyası*

AZ 1045, Bakı, Bina, 25-km

Azərbaycan MEA Radiasiya Problemləri İnstitutu**

AZ 1143, Bakı, B.Vahabzadə k.9

rashad@physics.ab.az

Daxil olub: 10.06.2016

Çapa verilib: 26.09.2016

Açar sözlər: evtektik kompozit, mikrostruktur, element tərkibi, Raman spektri

REFERAT

Mikrostruktur və element tərkibin tədqiqi ilə GaSb-CrSb kompozitində metal çubuqlar ətrafında fazalar arası zonaların mövcudluğu müəyyən edilib. Kompozitin Raman spektrlərində müşahidə olunan piklərin GaSb birləşməsinə və Sb-Sb əlaqəsinə uyğun olduğu göstərilib.

GİRİŞ

3d-keçid elementləri ilə aşqarlanmış III-V qrup birləşmələri az qatılıqlı maqnit yarımkənciricilər kimi spintron cihazlar üçün perspektivli material sayılır. Lakin aşqarlanma yolu ilə alınan madələrin stabil tərkibə və xarakteristikaya malik olmamağı onların tətbiq imkanlarını azaldır. Bu baxımdan III-V qrup birləşmələri ilə müəyyən konsentrasiyada 3d-elementləri əsasında alınan evtektik kompozitlər az qatılıqlı maqnit kimi stabil tərkibə və xarakteristikaya malik olma səbəbindən onların tətbiq imkanları genişdir. Həm yarımkənciri, həm də metal xassələr göstərən bu sinif evtektik kompozitlərdə metal qatmaların çubuq şəklində matrisdə paralel düzülərək bərabər paylanması, istiqamətdən asılı olaraq onların kinetik parametrlərində anizotropluğa gətirir. Belə kompozitlərin fiziki xassələri 3d-keçid metalların elektron konfiqurasiyasından, qatmaların həndəsi formasından və fazalar arası zonaların yaranışından asılıdır. III-V qrup birləşmələri və 3d-elementləri əsasında evtektik kompozitlərin yaranması ilk dəfə Müllerin işlərində göstərilib [1]. Umehara və b. GaSb-CrSb evtektik kompozitin hal diaqramını vermiş, Bricmen üsulu ilə müxtəlif sürətlərdə sintez olunmuş kompozitdə kristallaşma sürətinin metal çubuq-

ların ölçülərinə və çubuqlar arası məsafələrə təsirini tədqiq edərək fazalararası enerjini hesablamışlar [2]. GaSb-CrSb sisteminə daxil olan CrSb birləşməsində c oxuna perpendikulyar istiqamətdə düzülmüş ferromaqnit müstəvilər arasındaki əlaqənin antiferromaqnit xarakter daşıması səbəbindən [3,4] belə sistemin az qatılıqlı maqnit material kimi öyrənilməsi əhəmiyyət kəsb edir. Bizim ilkin işlərdə GaSb, InSb birləşmələr və Fe, Mn elementləri əsasında alınmış evtektik kompozitlərin mikrostrukturu, morfolojiyası, elektron-fonon prosesləri öyrənilib [5, 6]. GaSb-CrSb evtektik nümunələrin rentgenfaza və difeņsial termik analizləri aparılıb [7,8], elektrik və istilik xassələrin xüsusiyyətləri göstərilib [9,10]. İndiki işdə GaSb-CrSb evtektik kompozitin səthinin mikrostrukturu, element tərkibi və Raman spektrləri araşdırılıb.

EKSPERİMENTİN APARILMASI

GaSb-CrSb evtektik kompozitini almaq üçün 86.6 çəki % GaSb və 13.4 çəki% CrSb birləşmələri birgə əridilmiş və şaquli Bricmen sobasında istiqamətli kristallaşma aparılıbdır. Kristallaşma cəbhəsinin sürəti 0.4mm/dəqiqə seçilib. Alınan kristallar p-tip keçiriciliyə malik olub.

GaSb-CrSb evtektik kompozitinin rentgen-faza analizi "Advance-D8 difractometer" cihazında CuK α -şüaları ilə aparılıb.

"Oxford EDS" və "HKL EBSD" cihazları ilə təchiz edilmiş "Zeiss Sigma™ Field Emission SEM"-darayıcı elektron mikroskopunda kristallaşmaya paralel və ona perpendikulyar istiqamətlərdə nümunələrin səthində mikrostruktur analizi aparılıb və element tərkibi müəyyən olunub.

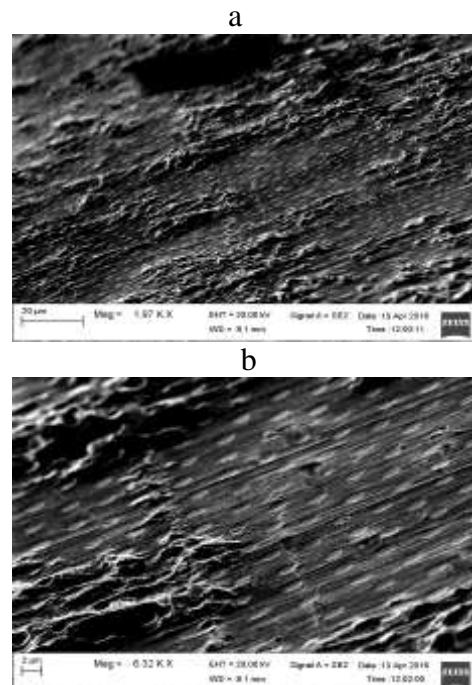
Konfokal Raman sistemində (S&I Germany, based on Princeton Instruments, USA) 488nm və 633nm uzunluqlu həyəcanlandırıcı lazer şüaları tətbiq edilərək nümunələrin Raman spektrleri alınmışdır. Nümunələr "Olympus" adlı mikroskopun obyektiyi altına qoyulur və nümunənin səthində lokal qızmanın baş verməməyi üçün lazerin gücü zəif seçilir. Arqon ionlarının 488nm uzunluqlu lazer şüaları ilə həyəcanlanma zamanı dərinlik 8nm olub. Nümunədə 2mkm ölçüdən az səthi görmək üçün düşən lazer şüaları 50x obyektiyli linza ilə fokuslanır və səpilən şüalar da həmin linza ilə toplanır. Geri saçma siqnallarını azaltmaq və ölçü dəqiqliyini artırmaq üçün lazerə yaxın siqnallar xüsusi darzolaqlı filtrlə kəsilir və yarığın eni 20mkm-dək azaldılır. Alınan Raman siqnalları Renishaw spektrometri ilə monoxromatora paylanır və spektr CCD kamerası vasitəsilə qeyd olunur. Yazılan bilgilər təhlil üçün kompüterdəki programlaşmış Raman sisteminə göndərilir. Ciha-zın ayırdetmə qabiliyyəti monoxromatorda yerləşmiş qəfəslərin seçiminə (150,600,1800) əsaslanır və 1-dən 10sm^{-1} -dək dəyişir. Raman bilgiləri iki akkumulyasiyadan biri olmaqla orta hesabla 50 daramadan alınır. Raman sürüşməsi Reley xəttindən sonra Stoksa tərəf 0-dan 4000sm^{-1} qədər yazılır.

Nümunələrdə Raman spektlərin tədqiqi həmçinin "Nanofinder 30" (Tokyo Instr., Japan) spektrometrində də aparılıb. Həyəcanlandırıcı şüə kimi Nd:YAG lazerdən istifadə olunub: şuanın uzunluğu 532nm, maksimal güc 10mVt, ayırdetmə qabiliyyəti 0.5sm^{-1} olub.

NƏTİCƏLƏRİN MÜZAKİRƏSİ

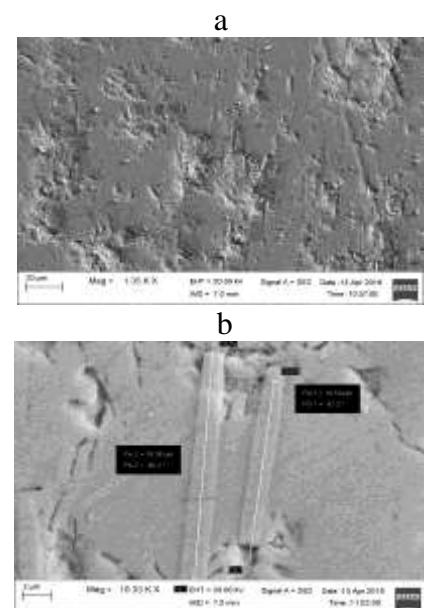
Kristallaşma və ona perpendikulyar istiqamətlərdə GaSb-CrSb kompozitin səthindən alınmış mikroskop görünüşləri 1 və 2-ci şəkillərdə göstərilib. Metal çubuqların eni və uzunluğu şəkil-də rəqəmlərlə verilib: uzunluğu $30 \div 50\text{ }\mu\text{m}$ və dia-

metri $\sim 1.4\text{ }\mu\text{m}$ tərtibindədir. Şəkillərdən göründüyü kimi metal çubuqlar matrisdə kristallaşma istiqamətlində bərabər paylanıb və onların en kəsiyi ellips şəklindədir.



Şəkil 1.

GaSb-CrSb evtektik kompozitin kristallaşma oxuna perpendikulyar istiqamətdə səthin mikrostruktur. a) -böyütmə - 1970 dəfə; b)) -böyütmə - 6320 dəfə.

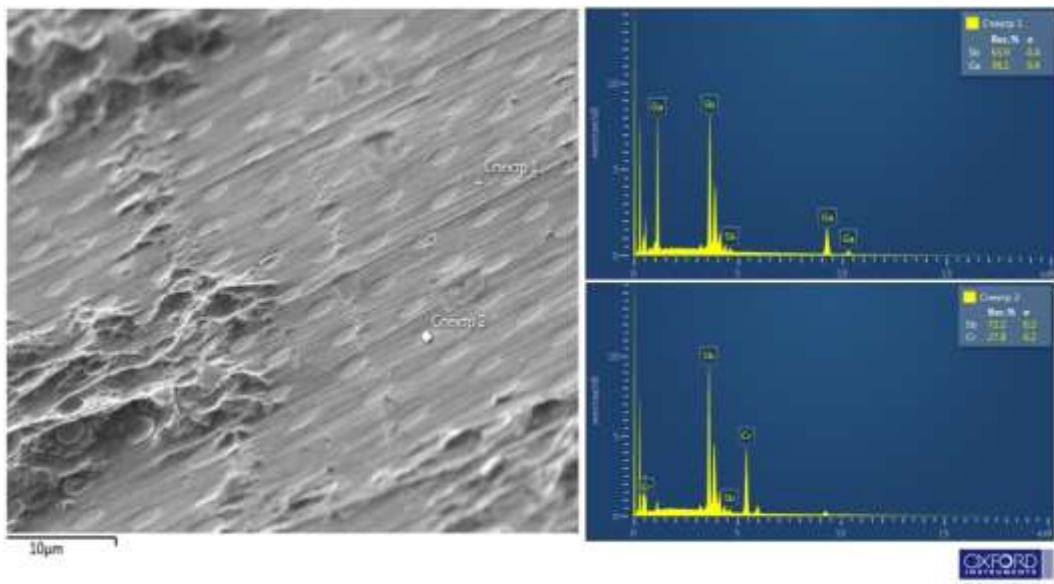


Şəkil 2.

GaSb-CrSb evtektik kompozitin kristallaşma oxuna paralel istiqamətdə səthin mikrostruktur. a) -böyütmə - 1350 dəfə; b) -böyütmə - 10330 dəfə.

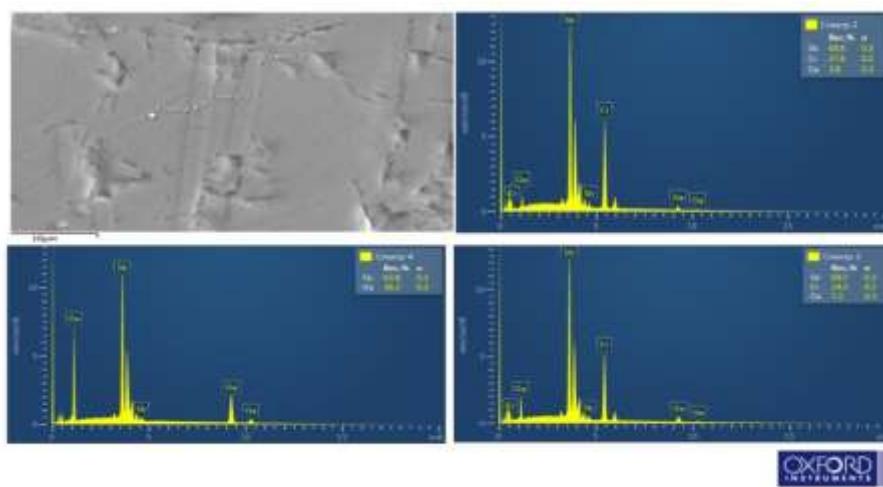
3 və 4-cü şəkillərdə EDX analizin nəticələri - kompozitin element tərkibi verilib. Kristallaşma oxuna perpendikulyar istiqamətdə matrisdə element tərkibi – Ga=36.1 çəki %, Sb=63.9 çəki % (3-cü şəkil, 1-ci spektr) və metal çubuqlarda – Cr=27.8 çəki % və Sb=72.2 çəki % (3-cü şəkil,, 2-ci spektr) alınıb. Kristal-

laşma oxuna paralel istiqamətdə çubuqlarda element tərkibi - Sb=63.5 çəki %, Cr=27.6 çəki %, Ga=3.5 çəki % (4-cü şəkil, spektr 2), çubuqların kənarında- Sb=66.5 çəki %, Cr=24.5 çəki %, Ga=7.2 çəki % (spektr 3) və matrisdə- Sb=63.8 çəki %, Ga=36.2 çəki % (4-cü şəkil, spektr 4) alınıb.



Şəkil 3.

Kristallaşma oxuna perpendikulyar istiqamətdə GaSb-CrSb evtektik kompozitin səthində (matrisdə - spektr 1, çubuqlarda - spektr 2) element tərkibi.



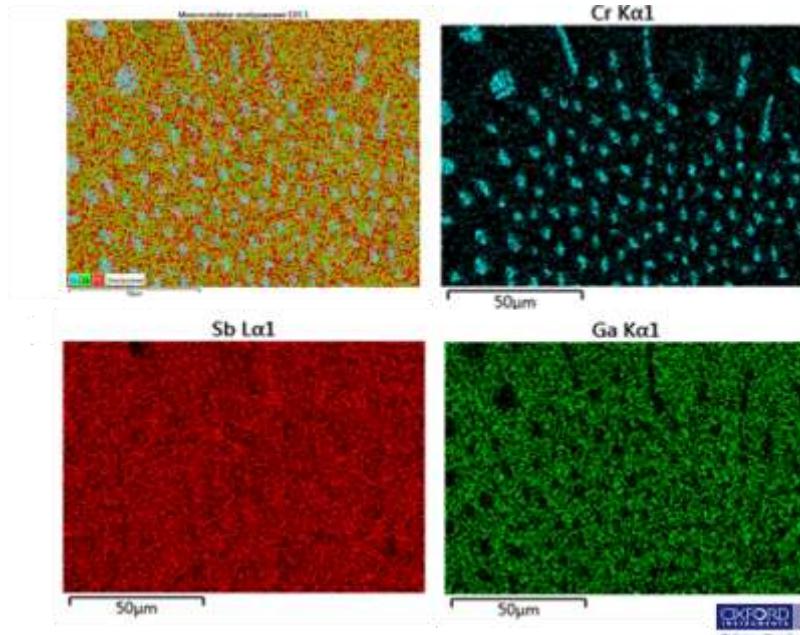
Şəkil 4

Kristallaşma oxuna paralel istiqamətdə GaSb-CrSb evtektik kompozitin səthində (çubuqlarda-spektr 2, çubuqların kənarında- spektr 3 və matrisdə-spektr 4) element tərkibi.

5-ci şəkildə kristallaşma oxuna perpendikulyar istiqamətdə GaSb-CrSb evtektik kompozitin səthində elementlərin paylanması xəritəsi

rənglərlə verilib: - Sb elementi qırmızı rənglə, Cr göy rənglə, Ga yaşıl rənglə göstərilib.

Mikrostruktur və element analizindən gö-



Şəkil 5.

Kristallaşma oxuna perpendikulyar istiqamətdə GaSb-CrSb evtektik kompozitin səthində elementlərin paylanması xəritəsi – qırmızı rəng – Sb; göy rəng – Cr; yaşıl rəng – Ga elementini göstərir.

rünür ki, matris Ga və Sb, metal çubuqlar Cr və Sb elementlərdən və bəzi hissələrdə cüzi miqdarda (3÷5%)Ga elementindən, matris və metal çubuqlar arasında görünən fazalararası zonada isə (Şəkil 3 və 4) 3÷5% Cr elementi müşahidə olunur. Qeyd edək ki, öncəki [5, 6] işlərimizdə GaSb-FeGa_{1.3} və InSb-MnSb kompozitlərində də fazalararası zona müşahidə olunub və onların kinetik parametrlərə təsiri öyrənilib.

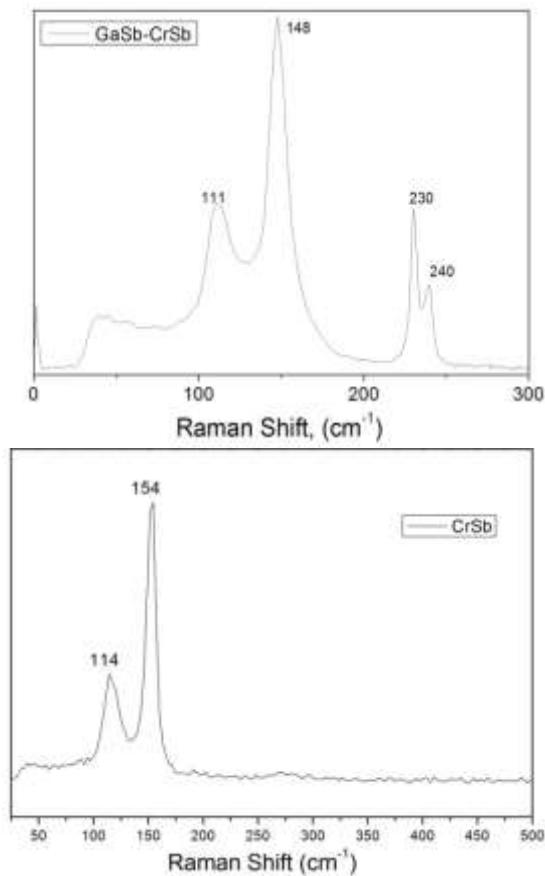
Məlumdur ki, yarımkəcəricilərdə atomlararası əlaqələr və kristal qəfəsin dinamikası haqda məlumat almaq üçün Raman spektrin öyrənilməsi əhəmiyyət kəsb edir. GaSb-CrSb evtektik kompozitində iki faza və fazalararası zonaların mövcudluğunu təsdiq etmək üçün otaq temperaturunda həm GaSb-CrSb, həm də CrSb üçün Raman spektrləri araşdırılıb (Şəkil 6). Şəkildən göründüyü kimi GaSb-CrSb üçün 111sm⁻¹, 148sm⁻¹, 230sm⁻¹, 240sm⁻¹ tezliklərdə, CrSb üçün 114sm⁻¹, 154sm⁻¹ və 240sm⁻¹ tezliklərdə piklər müşahidə olunur.

Qeyd edək ki, GaSb birləşməsinin monokristal [11-13] və amorf [14-16] nümunələrində Raman tədqiqatları aparılıbdır. III-V yarımkəcəricilər kimi GaSb və digər sink-sulfid tipli birləşmələrin birinci tərtib Raman spektri adətən Brüllien zonasının mərkəzində yerləşən

uzununa optik (LO) və eninə optik (TO) fononlardan ibarət olur [17]. TO və LO modalarına uyğun olan mərkəzi fononlar sink-sulfid tipli kristallar üçün mövcud seçmə qaydasına tabe olur. (100) istiqamətdində LO modasının səpilməsi icazəli olduğu halda, (110) istiqamətdində təkcə TO modasının səpilməsi icazəlidir. GaSb kristalında 236sm⁻¹ dalğa ədədinə yaxın müşahidə olunan Raman xətti LO modadır, 112sm⁻¹ və 155sm⁻¹ dalğa ədədlərində görünən xətlər isə Sb elementin optik fononlarına xas olan E_g və A_{1g} modalarıdır [12]. [17] işdə (100) istiqaməti GaSb kristalın tablanmış nümunələrində 226sm⁻¹ tezliyinə yaxın TO modanın aktivləşməsi struktur nizamsızlığının göstəricisi kimi verilir, tablama temperaturu artıqca LO fononlarına uyğun Raman tezliyinin artması (və ya azalması) isə struktur nizamsızlığının artması kimi izah olunur. Bütün Raman spektrlərində TO modasının intensivliyinin LO modasının intensivliyinə nisbətən güclü olması nümunədə nizamsızlıq dərəcəsi, LO/TO nisbəti isə GaSb kristalların simmetriyasının qərarlaşma göstəricisi sayılır.

[11,18]-ci işdə isə GaSb kristalında ancaq 234sm⁻¹ tezliyində optik fonona uyğun olan icazəli LO modasının müşahidə olunduğu, Mn

ionları ilə implantasiyadan sonra əlavə qadağan olunmuş TO modasının da yarandığı göstərilir. [18]-ci işin müəllifləri implantasiyadan sonra 111cm^{-1} və 145cm^{-1} tezlikdə müşahidə olunmuş pikləri oksidləşmə ilə izah etmişlər.



Şəkil 6.

GaSb-CrSb və CrSb üçün Raman spektrləri.

Ədəbiyyatda verilən bilgilərlə müqayisədən görünür ki, 230cm^{-1} , 240cm^{-1} tezlikli LO və TO fonon modalarına uyğun iki xətt GaSb monokristallarında olan TO və LO (234cm^{-1} , 236cm^{-1} [12]) fononlarına çox yaxındır. Digər iki xətt – 111cm^{-1} və 148cm^{-1} tezlikli xətlər isə Sb-Sb əlaqəsinə (112cm^{-1} və 155cm^{-1}) uyğun gəlir. Maraqlıdır ki, CrSb üçün yazılmış Raman spektrində də görünən xətlər Sb-Sb əlaqəsinə uyğun gəlir. Qeyd edək ki, [12] işin müəllifləri tablanmış GaSb nümunələrində 112cm^{-1} və 155cm^{-1} tezlikli Raman xətlərini Sb kristalın optik fononlarına xas olan E_g və A_{lg} modalarını xarakterizə etdiyini göstərmişlər. CrSb kristal-

linda da alınmış Raman xətləri ancaq Sb-Sb əlaqəsini xarakterizə edir. CrSb birləşməsinə uyğun Raman xətlərin görünməməyi siqnalın zəifliyi ilə əlaqədar ola bilər.

YEKUN

III-V qrup birləşmələri və 3d-elementləri əsasında alınan digər evtektik kompozitlərdəki kimi GaSb-CrSb kompozitində də metal çubuqlar ətrafında fazalar arası zonaların yarandığı müşahidə olunub. Kompozitin Raman spektrlərində alınan piklərin GaSb birləşməsinə və Sb-Sb əlaqəsinə uyğun olduğu göstərilib.

1. A.Müller, M.Wilhem. *Über Den Gerichteten Einbau von Schwermetall phasen in A^3B^5 -verbindungen "(die eutektika GaSb-CrSb, GaSb-FeGa_{1,3}, GaSb-CoGa_{1,3}, InAs-CrAs, und InAs-FeAs,* J. Phys. Chem. Solids, **26** (1965) 2029-2035.
2. Y.Umeshara, S.Koda. *Structure of a unidirectionally solidified GaSb-CrSb eutectic alloy.* J. Japan Inst. Metals, **50** (1986) 666-670.
3. J.Dijkstra, C.F.van Bruggen, C.Haasi, R.A.de Groot. *Electronic band-structure calculations of some magnetic chromium compounds,* J. Phys.: Condens. Matter, **1** (1989) 9163-9174.
4. Yong Liu, S.K.Bose, J.Kudrnovsky. *Magnetism and half-metallicity of some Cr-based alloys and their potential for application in spintronic devices.* World Journal of Engineering, **9** (2012) 125-132.
5. M.I.Aliyev, A.A.Khalilova, D.H.Arasy, R.N.Rahimov, M.Tanoglu, L.Ozyuzer. *Features of electron and phonon processes in GaSb-FeGa_{1,3} eutectics* J.Phys.D: Appl. Phys., **36** (2003) 2627-2633.
6. I.Kh.Mamedov, D.H.Arasy, A.A.Khalilova, R.N.Rahimov. *Anisotropic Electrical Properties of Eutectic InSb+MnSb Composite, Inorganic Materials,* **52** (2016) 423-428.
7. R.N.Rahimov, İ.X.Mammədov, M.V.Kazimov, D.H.Arasy, A.A.Khalilova. *Synthesis and structural study of GaSb-CrSb eutectic composite,* Journal of Qafqaz University-Physics, **1 №2** (2013) 166-168.
8. D.H.Arashlı, R.N.Rəhimov, M.V.Kazimov, İ.X.Məmmədov, A.Ə.Xəlilova, M.N.Mirzəyev, C.Ə.Nağıyev. *GaSb-CrSb evtektik kompozitin termik analizi, Transactions of Azerbaijan National Academy of Sciences, series of Physical-technical*

- and Mathematical sciences, Physics and Astronomy, XXXV №2* (2015) 94-99.
9. R.N.Rəhimov, İ.X.Məmmədov, M.V.Kazimov D.H.Arası, A.Ə.Xəlilova, *Yarımkeçirici-metal tipli GaSb-CrSb evtektik kompozitin termodinamik xassələri, Transactions of Azerbaijan National Academy of Sciences, series of Physical-technical and Mathematical sciences, Physics and Astronomy, XXXV №5* (2015) 100-103.
10. R.N.Rəhimov, İ.X.Məmmədov, D.H.Arası, A.Ə.Xəlilova, M.V.Kazimov, *GaSb-CrSb Evtektik kompozitin istilik keçiriciliyində xiisusiyətlər, Transactions of Azerbaijan National Academy of Sciences, series of Physical-technical and Mathematical sciences, Physics and Astronomy, XXXVI №2* (2016) 56-60.
11. S.G.Kim, H.Asahi, M.Seta, J.Takizawa, S.Emura, R.K.Soni, S.Gonda, H.Tanoue, *Raman scattering study of the recovery process in Ga ion implanted GaSb, Journal of Applied Physics, 74* (1993) 579-585.
12. C.E.M.Campos, P.S.Pizani. *Strain effects on As and Sb segregates immersed in annealed GaAs and GaSb by Raman spectroscopy, Journal of Applied Physics, 89* (2001) 3631-3633.
13. S.Winnerl, S.Sinning, T.Dekorsy, M.Helm. *Increased terahertz emission from thermally treated GaSb, Applied Physics Letters, 85* (2004) 3092-3094.
14. J.H.Dias da Silva, S.W. da Silva, J.C.Galzerani. *Crystallization process of amorphous GaSb films studied by Raman spectroscopy, Journal of Applied Physics, 77* (1995) 4044-4048.
15. J.H.Dias da Silva, J.I.Cisneros, M.M.Guraya, G.Zampieri. *Effect of deviation from stoichiometry and thermal annealing on amorphous gallium antimonide films, Physical Review B, 51* (1995) 6272-6279.
16. F.M.Liu, T.M.Wang, L.D.Zhang. *Raman properties of GaSb nanoparticles embedded in SiO₂ films, Chinese Physics, 13* (2004) 2169-2173.
17. Qiao Zai-Xiang, Sun Yun, He Wei-Yu, Liu Wei, He Qing, Li Chang-Jian. *Raman scattering of polycrystalline GaSb thin films grown by the co-evaporation process, Chinese Physics B, 18* (2009) 2012-2015.
18. Ю.А.Данилов, А.А.Бирюков, Ж.Л.Гончалес, Ж.В.Сварт, Ф.Икава, О.Тешке. *Фотолюминесценция и комбинационное рассеяние света в пористом GaSb, сформированном ионной имплантацией, ФТП, 39* (2005) 145-148.

MICROSTRUCTURE AND RAMAN SPECTRA OF GaSb-CrSb EUTECTIC COMPOSITE

**R.N.RAHIMOV, I.Kh.MAMMADOV, S.S.BABAYEV, D.H.ARASLY, A.A.KHALILOVA,
M.V.KAZIMOV, R.R.GARIBOV**

The existence interphase zones around metallic inclusions in GaSb-CrSb eutectic composite have been established by study of the microstructure and elemental composition. It has been found that the peaks detected in the Raman spectra corresponded to the GaSb-CrSb compounds and Sb-Sb bond.

СТРУКТУРА И РАМАНОВСКИЙ СПЕКТР ЭВТЕКТИЧЕСКОГО КОМПОЗИТА GaSb-CrSb

**Р.Н.РАГИМОВ, И.Х.МАМЕДОВ, С.С.БАБАЕВ, Д.Г.АРАСЛЫ, А.А.ХАЛИЛОВА,
М.В.КАЗЫМОВ, Р.Р.ГАРИБОВ**

Изучением микроструктуры и элементного состава эвтектики GaSb-CrSb показано существование межфазной зоны вокруг металлических включений. Обнаруженные на Рамановских спектрах пики соответствуют линиям соединения GaSb и связи Sb-Sb.

Редактор: проф. С.Мехтиева

УДК 537.311.33

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ДЛИНЫ ЗОНЫ РАСПЛАВА НА
КОНЦЕНТРАЦИОННЫЙ ПРОФИЛЬ КОМПОНЕНТОВ В ТВЁРДЫХ РАСТВОРАХ
InSb-AlSb ПРИ ЗОННОЙ ПЕРЕКРИСТАЛЛИЗАЦИИ**

З.М.ЗАХРАБЕКОВА, В.К.КЯЗИМОВА, В.В.МИР-БАГИРОВ, Г.Х.АЖДАРОВ

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

Получена: 25.05.2016

Принята к печати: 26.07.2016

РЕФЕРАТ

В пфаниновском приближении решена одномерная задача концентрационного распределения компонентов в твёрдых растворах *InSb-AlSb*, выращенных методом зонной плавки с использованием затравки из более тугоплавкого компонента (*AlSb*). Показана возможность управления в широких пределах аксиальным концентрационным распределением компонентов в кристаллах *InSb-AlSb* путём изменения длины расплавленной зоны. Анализ полученных результатов определяет оптимальные технологические параметры для выращивания кристаллов *InSb-AlSb* с заданным однородным и переменным составами.

Ключевые слова: *InSb*, *AlSb*, твёрдые растворы, зонная плавка, пфаниновское приближение, сегрегация компонентов, распределение компонентов.

Актуальность исследований, направленных на изучение полупроводниковых твёрдых растворов, определяется возможностью прецизионного варьирования фундаментальными параметрами матрицы в широких пределах путём простого изменения её состава. Алмазоподобные соединения *InSb* и *AlSb* растворяются друг в друге в любых соотношениях, образуя непрерывный ряд твёрдых растворов [1]. Значительное различие в значениях ширины запрещённой зоны (*InSb*~0,23эВ; *AlSb*~1,55эВ) этих полупроводников открывает возможность получения кристалла твёрдого раствора *InSb*(1-x)*AlSb*(x) с заданным значением запрещённой зоны, лежащим в интервале между значениями их в составных компонентах.

В настоящей работе представлены результаты математического моделирования концентрационного профиля компонентов в монокристаллах *InSb*(1-x)*AlSb*(x), выращенных методом зонной перекристаллизации при различных длинах расплавленной зоны. Целью данной работы было определение потенциала метода зонной перекристаллизации и оптималь-

ных операционных технологических параметров для выращивания объёмных монокристаллов *InSb*(1-x)*AlSb*(x) с заданным переменным и постоянным составами. Заметим, что аналогичные задачи были решены ранее для системы *Ge-Si*, результаты которых показали хорошее согласие с соответствующими экспериментальными данными для кристаллов твёрдых растворов выращенных, как консервативными, так и неконсервативными методами [2-9].

На Рис.1 приведена концептуальная схема выращивания монокристаллов твёрдых растворов *InSb-AlSb* методом зонной плавки с использованием затравки более тугоплавкого компонента. В цилиндрическом тигле (Рис.1A) над монокристаллической затравкой (1) из *AlSb* помещается предварительно изготовленный макрооднородный стержень твёрдого раствора *InSb-AlSb* (2) заданного состава [10]. Нагревателем (3) (Рис.1B) проводится расплавление начальной части стержня над затравкой. По истечении стабилизационного времени включается механизм перемещения нагревателя вверх относительно нагревателя,

который приводит к смещению расплавленной зоны (4) вверх вдоль слитка. В течение всего цикла перекристаллизации слитка (5) (Рис.1C), длина расплавленной зоны (Z) поддерживается постоянной до образования конечной зоны (6).

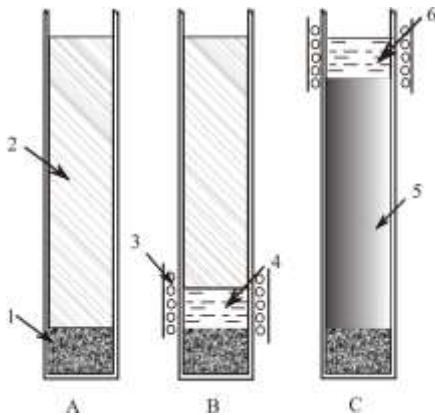


Рис.1

Концептуальная схема выращивания монокристаллов InSb-AlSb методом зонной перекристаллизации с использованием AlSb затравки.

Задачу аксиального концентрационного распределения компонентов в кристалле InSb-AlSb, выращенном методом зонной плавки, решали в пфанновском приближении при выполнении следующих условий [3,10]: на фронте кристаллизации жидккая и твёрдая фазы находятся в равновесии, согласно диаграмме состояния системы; скорости диффузии молекул InSb и AlSb в расплавленной зоне достаточно высоки и обеспечивают равномерность состава по всему объёму расплава; диффузия обоих компонентов в твёрдой фазе пренебрежимо мала; коэффициенты сегрегации InSb и AlSb изменяются с составом расплава в соответствии с диаграммой фазового состояния системы; фронт кристаллизации плоский; состав начального поликристаллического слитка макроскопически однороден.

Введём следующие обозначения: C_c , C_i , C_m - концентрации (доли) молекул второго компонента (AlSb) в кристалле, начальном слитке и расплаве, соответственно; C_m^0 - концентрация второго компонента в расплавленной зоне в начальный момент; C – общее количество второго компонента в расплаве; V_m^0 и

V_m - объёмы расплавленной зоны в начальный и текущий моменты; V_i – объём слитка InSb-AlSb, расплавляющийся в единицу времени; V_c – объём расплава кристаллизирующийся в единицу времени; L , ℓ , и Z – длины начально-го слитка, перекристаллизованной части слитка и расплавленной зоны, соответственно; $K = C_c / C_m$ – равновесный коэффициент сегрегации AlSb.

В рамках принятых обозначений при условии постоянства скорости кристаллизации расплава имеем:

$$C_m = \frac{C}{V_m}, \frac{dC_m}{dt} = \frac{\dot{C}V_m - \dot{V}_m C}{V_m^2}, V_m = V_m^0 - (V_c - V_i)t. \quad (1)$$

По условию задачи считаем, что до образования конечной расплавленной зоны параметры Z и V_i , как и V_c не зависят от времени. Тогда на участке слитка длиной $L-Z$ от затравки (Рис.1C) в процессе зонной перекристаллизации справедливы следующие соотношения:

$$V_m = V_m^0, C_m^0 = C_i, \dot{C} = V_c C_m K + V_i C_m^0. \quad (2)$$

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

$$\int_{C_m^0}^{C_m} \frac{dC_m}{C_m^0 - C_m K} = \frac{l}{Z}. \quad (3)$$

С учётом равенства $K = C_c / C_m$, уравнение (3) определяет долевой состав компонентов по длине растущего кристалла на участке от $\ell=0$ до $\ell=L-Z$.

На конечном участке с момента образования финальной расплавленной зоны длиной Z параметр $V_i=0$, и тогда, используя принятые выше обозначения, имеем:

$$V_m = V_m^0 - V_c t, \dot{V}_m = -V_c, \dot{C} = -V_c C_m K. \quad (4)$$

Подставляя (4) во второе уравнение в (1), после преобразований и интегрирования получим:

$$\int_{C_m^0}^{C_m^0} \frac{dC_m}{C_m^0 - C_m k} = \ln \frac{V_m^0}{V_m^0 - V_c t}, \quad (5)$$

здесь C_m^0 концентрация второго компонента в конечной расплавленной зоне длиной Z и объёмом V_m^0 . Обозначив долю закристаллизовавшейся финальной зоны $- V_c t / V_m^0$ символом γ , запишем уравнение (5) в следующем виде:

$$\gamma = 1 - \exp \left[- \int_{C_m^0}^{C_m^0} \frac{dC_m}{C_m K - C_m} \right]. \quad (6)$$

Решение интегралов в (3) и (6) требует знания аналитической зависимости коэффициента сегрегации второго компонента (K) от состава расплава (C_m). Однако значения K , определённые из диаграммы равновесного фазового состояния системы InSb-AlSb, показывают сложный характер изменения этого параметра от значения ~ 70 до 1 в зависимости от состава расплава и не поддаются аналитическому описанию.

В рассматриваемом случае значения интегралов в (3) и (6) вычисляли численным методом [3,10]. При этом необходимые значения K в соответствующем интервале концентраций компонент в расплаве вычислялись по сопряжённым величинам кривых ликвидуса и солидуса диаграммы состояния системы.

На Рис.2 представлены характерные кривые концентрационных профилей компонентов в кристаллах InSb-AlSb, рассчитанные из уравнений (3) и (6) численным методом, для четырёх различных значений Z . В расчётах стартовый состав всех исходных макрооднородных слитков принят равным $In_{0.6}Al_{0.4}Sb$. Как видно из этого рисунка, операционный параметр Z существенно влияет на перераспределение компонентов при зонной перекристаллизации исходного стержня InSb-AlSb заданного состава. При этом длины как одно-

родной, так и неоднородной по составу частей кристалла определяются шириной расплавленной зоны.

Семейство кривых, представленных на Рис.2, наглядно демонстрирует потенциал математического моделирования для определения оптимальных технологических операционных параметров для выращивания кристаллов твёрдых растворов InSb-AlSb с заданным однородным и переменным составами.

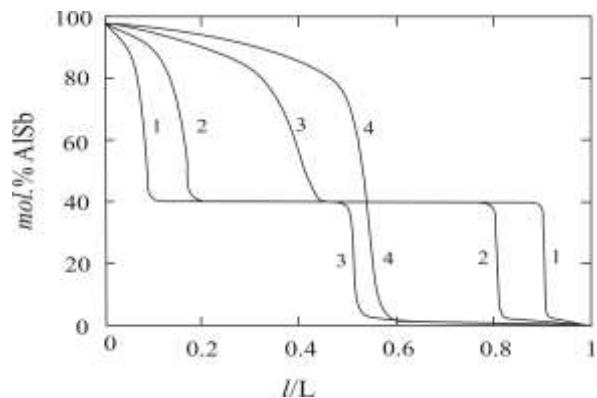


Рис.2

Аксиальное концентрационное распределение AlSb в монокристаллах InSb-AlSb, выращенных методом зонной плавки из исходного слитка $In_{0.6}Al_{0.4}Sb$. Длина зоны расплава: (1) – $Z=L/10$, (2) – $Z=L/5$, (3) – $Z=L/2$, (4) – $Z=L$. Длина исходного слитка – L .

Резюмируя вышеизложенное, можно констатировать следующее. Математическое моделирование аксиального распределения компонентов в кристаллах InSb-AlSb, выращенных методом зонной перекристаллизации, выполненное с учётом сложного характера изменения коэффициента сегрегации компонентов с составом расплава, даёт возможность произвести оценку оптимальных технологических параметров (длина расплавленной зоны и исходный состав слитка) для получения кристаллов твёрдых растворов с заданным концентрационным профилем компонентов.

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 Ge1-xSix*

$(x < 10 \text{ at\%})$ 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. 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, Ser. Physical-Technical and Mathematical Sciences*, **XXXII №5** (2012) 71-75.
5. 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.
6. 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.
7. 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.
8. G.Kh.Azhdarov, Z.M.Zeynalov, Z.A.Aghamaliyev, A.IKyazimova. *Growth of single crystals of semiconductor solid solutions by double feeding of the melt method, Crystallography Reports*, **55** (2010)763-767.
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.
10. В.М.Глазов, В.С.Земков, *Физико-химические основы легирования полупроводников, Москва, Наука*, (1967) 371.

ƏRİNTİ ZOLAQ ÜSULU İLƏ ALINAN InSb-AlSb BƏRK MƏHLULLARINDA KOMPONENTLƏRİN KONSENTRASIÖN PROFİLİNƏ ZOLAQ UZUNLUQUNUN TƏSİRİNİN MODELLƏŞDİRİLMƏSİ

Z.M.ZƏHRƏBƏYOVA, V.K.KAZIMOVA, V.V.MİR-BAĞIROV, H.X.ƏJDƏROV

Ərinti zolaq üsulu ilə, AlSb maya kristallından istifadə etməklə, alınan InSb-AlSb bərk məhlullarında komponentlərin konsentrasiyon paylanması məsələsi bir-ölçülü çərçivədə Pfann yaxınlaşmasında həll edilib. Göstərilib ki ərinti zolaqın uzunluqunun dəyişməsi ilə InSb-AlSb kristallarında komponentlərin aksial konsentrasiyon paylanması geniş çərçivədə idarə edilə bilər. Alınan nöticələrin analizi verilmiş bircinsli və dəyişən tərkibli InSb-AlSb bərk məhlull kristallarının alınmasının optimal texnoloji parametrlərini təyin edir.

MODELING OF A MOLTEN ZONE LENGTH INFLUENCE ON THE CONCENTRATION PROFILE IN InSb-AlSb SOLIDE SOLUTIONS GROWN BU THE ZONE LEVELLING METHOD

Z.M.ZAKHRABEKOVA, V.K.KYAZIMOVA, V.V.MIR-BAGIROV, G.Kh.AZHDAROV

A one-dimensional problem of components concentration distribution in InSb-AlSb solid-solutions, grown by the zone levelling method using AlSb-seed crystal, has been solved in Pfann approximation. It has been shown that an axial concentration profile of the components in InSb-AlSb crystals grown by the zone levelling method can be controlled in a wide range by changing of the molten zone length. Optimum technological parameters in preparing InSb-AlSb crystals with desired uniform and graded compositions have been defined analysing of the obtained results.

Редактор: акад. Дж.Абдинов

УДК 548.33+73; 546.683+682+22

РАСТВОРИМОСТЬ ТЕЛЛУРА В КРИСТАЛЛАХ $TlGaTe_2$, $TlInTe_2$ И СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ

А.И.НАДЖАФОВ*,**, Н.А.АЛИЕВА**, Г.З.ДЖАФАРОВА*,
К.Г.ХАЛИЛОВА*, Э.С.ТАПДЫГОВ*

Институт Физики НАН Азербайджана*

AZ 1143, Баку пр. Джавида 131

Институт Радиационных проблем НАН Азербайджана**

AZ 1143, Баку пр. Джавида 31а

a.najafov@mail.ru

Получена: 10.06.2016

Принята к печати: 26.09.2016

РЕФЕРАТ

Комплексными методами физико-химического анализа исследованы сплавы системы $TlGaTe_2$ -Te и $TlInTe_2$ -Te, в которых обнаружена область растворимости теллура, доходящая до 5,0ат.%. Исследованы температурные зависимости параметров решетки и электропроводности монокристаллов $TlGaTe_{2+x}$ и $TlInTe_{2+x}$. В твердых растворах $TlGaTe_{2+x}$, $TlInTe_{2+x}$ обнаружен и интерпретирован фазовый переход при температуре 498К.

Ключевые слова: фазовая диаграмма, твердые растворы, фазовый переход, электропроводность

ВВЕДЕНИЕ

$TlGaTe_2$ и $TlInTe_2$ являются представителями класса тройных соединений типа $A^3B^3C_2$ (где A-Tl; B-Ga, In; C-S,Se,Te), кристаллизующихся в тетрагональной сингонии (структурный тип $TlSe$, пр. гр. I4/mcm), и имеют следующие кристаллографические параметры: $a=8,429\text{\AA}$; $c=6,865\text{\AA}$; $c/a=1,227$; $Z=4$; $d=7,21\text{q}/\text{sm}^3$ и $a=8,494\text{\AA}$; $c=7,181\text{\AA}$; $c/a=0,845$; $Z=4$; $d=7,36\text{q}/\text{sm}^3$ [1], соответственно. Химическая связь в кристаллах соединения $TlGaTe_2$ имеет ионно-ковалентный характер [2]. Кристаллы этих соединений является устойчивыми на воздухе и обладают конгруэнтным характером плавления, температура плавления составляет 1046К для $TlGaTe_2$ и 1045К для $TlInTe_2$ [2, 3].

Кристаллы соединений $A^3B^3C_2$ являются дефектными, концентрация дефектов в них составляет $\sim 10^{18}\div 10^{20}\text{cm}^{-3}$ [4]. Электрофизические свойства кристаллов $A^3B^3C_2$ являются чувствительными к присутствию разного рода дефектов (вакансии, внедренные атомы и т.д.). В связи с обнаружением в кристаллах $TlGaTe_2$

и $TlInTe_2$ ионной проводимости при температурах выше 300К [5-8] исследования влияния разного рода примесей на электрофизические свойства являются актуальными.

Физико-химические исследования показали, что соединения $A^3B^3C_2$ растворяют в себе сверхстехиометрическое количество халькогенов [9-10].

В результате исследования фрагментов диаграмм состояния TlS - S , $TlSe$ - Se , а также $TlInSe_2$ - Se , было показано, что на основе соединений TlS , $TlSe$ и $TlInSe_2$ имеется область растворимости соответствующих халькогенов в количестве до 5,0ат.%. Было также показано, что избыточное количество растворенного халькогена приводит к структурным фазовым превращениям [9-11].

Растворимость теллура в кристаллах $TlGaTe_2$ и в $TlInTe_2$ до настоящего времени не исследована, в то же время она представляет, как научный, так и практический интерес.

В настоящей работе представлены результаты комплексного физико-химического исследования сплавов системы $TlGaTe_2$ -Te и $TlInTe_2$ -Te со стороны тройных соединений, а

также электрических свойств обнаруженных твердых растворов.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Сплавы системы $TlGaTe_2$ -Te и $TlInTe_2$ -Te были синтезированы с интервалом 1,0ат.% в вакуумированных кварцевых сосудах Степанова с использованием метода прямого однотемпературного синтеза. В качестве исходных компонентов использовались поликристаллические $TlGaTe_2$, $TlInTe_2$ и теллур. Температура в печи поднималась до $T=1150K$ со скоростью $\sim 150K/\text{час}$, выдерживалась при этой температуре 2 часа, после чего снижалась до комнатной со скоростью $\sim 100K/\text{час}$. Для снижения вероятности образования пор кристаллизация сплавов осуществлялась с применением вибрации с частотой 50Гц. Затем сплавы отжигались при $T=470\pm 5K$ в течение двух недель до наступления равновесного состояния, устанавливаемого рентгенофазовым анализом. Чистота элементов, использованных в экспериментах, составляла не менее 99,999% основного вещества.

Сплавы были исследованы методами дифференциального-термического (ДТА), рентгенофазового (РФА) и микроструктурного (МСА) анализов.

ДТА был проведен на низкочастотном термографическом регистраторе НТР-75 в интервале температур $293\div1080K$, снимались кривые нагрева и охлаждения. Погрешность измерения температуры не превышала $\pm 1K$. Для регистрации тепловых эффектов с малыми значениями величин был использован прибор «Perkin Elmer STA 6000», имеющий калориметрическую точность $\pm 2\%$. Эксперименты проводились в интервале температур $293\div670K$ в атмосфере аргона.

Рентгенофазовый анализ сплавов системы проведен на тщательно растертых порошках после вакуумного гомогенизирующего отжига. Дифрактограммы исследуемых сплавов исследовались на установке «XRD D8 ADVANCE» с использованием CuK_{α} излучения в интервале углов $4^{\circ} < \theta < 35^{\circ}$ при постоянном режиме съемки (ток 40mA, напряжение на трубке

40кВ). Температурные зависимости значений параметров элементарной ячейки твердых растворов исследовались в температурном интервале $300\div900K$ с использованием высокотемпературной камеры установки «XRD D8 ADVANCE». Погрешность при определении параметров составляла $\pm 0,001\text{\AA}$.

МСА осуществлялся с помощью металлографического микроскопа ММР-4 при увеличениях $150\div300\times$. В качестве травителя использовался разбавленный водный раствор $K_2Cr_2O_7 + H_2SO_4$, время травления составляло $1\div2$ мин.

Удельный вес исследуемых образцов измеряли пикнометрически методом [12]. Для этого использовались пикнометры с объемами 5cm^3 . В качестве наполнителя использовался толуол марки «чда».

Электропроводность образцов монокристаллов исследовалась на частоте 100Гц в интервале температур $300\div600K$. Исследования проводились цифровым измерителем имmittанса марки E7-25M в двух кристаллографических направлениях (001, 110). В качестве электрических контактов использовалась серебряная паста. Напряженность приложенного к кристаллам электрического поля соответствовала омической области вольт-амперной характеристики и не превышала 1В.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Фрагменты фазовых диаграмм систем $TlGaTe_2$ -Te и $TlInTe_2$ -Te со стороны тройных соединений, построенных на основе результатов ДТА, РФА и МСА, приведены на Рис.1(а,б). Как видно из рисунка, на основе тройных соединений $TlGaTe_2$ и $TlInTe_2$ существует растворимость 5,0ат.% Te.

Согласно результатам МСА, сплавы системы $TlGaTe_2$ -Te и $TlInTe_2$ -Te с концентрацией $1,0\div5,0\text{ат.\%Te}$ являются однофазными и представляют собой α -твердые растворы $TlGaTe_{2+x}$ и $TlInTe_{2+x}$ (Рис.2.1). Как видно из Рис.2, несмотря на применение вибрации при кристаллизации сплавов, они оказались пористыми. Следы второй фазы были обнаружены в сплавах с концентрацией Te выше 6,0ат.%.

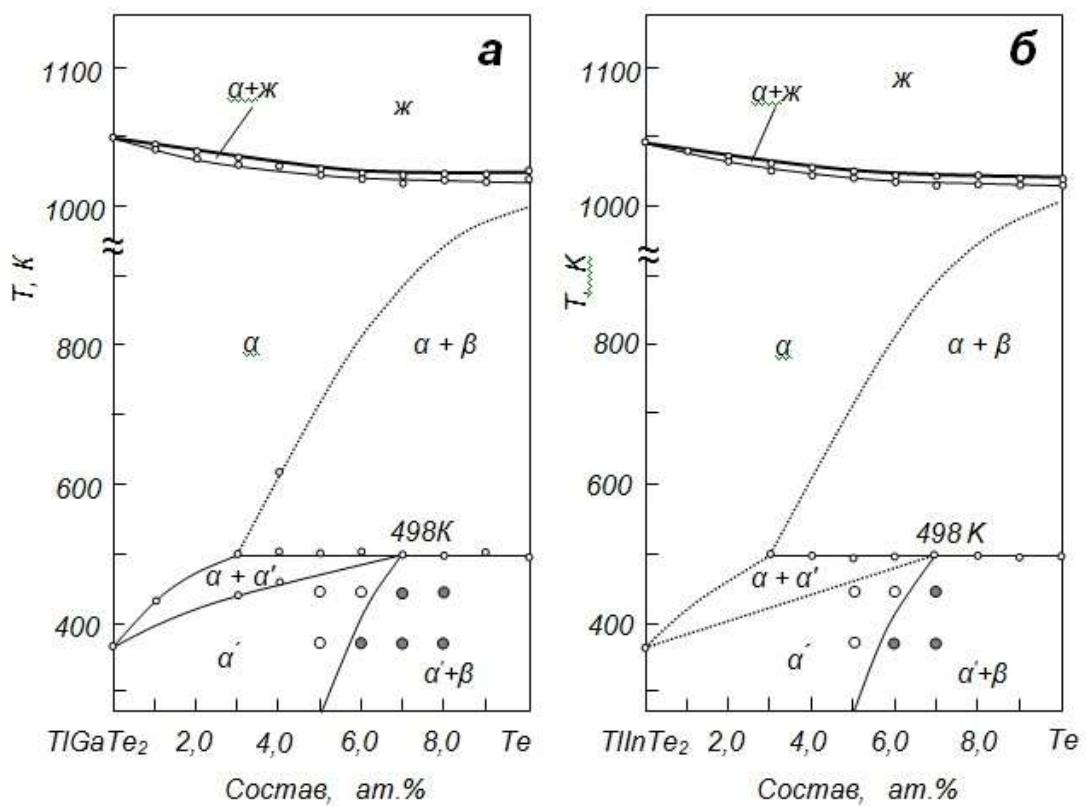


Рис.1

Фрагменты фазовых диаграмм $TlGaTe_2$ -Te (а) и $TlInTe_2$ -Te (б) в области концентраций 0÷10,0ат.%Te.
На участке концентраций 5,0÷8,0ат.% Te однофазные состояния сплавов отмечены белыми кругами,
двуфазные черными.

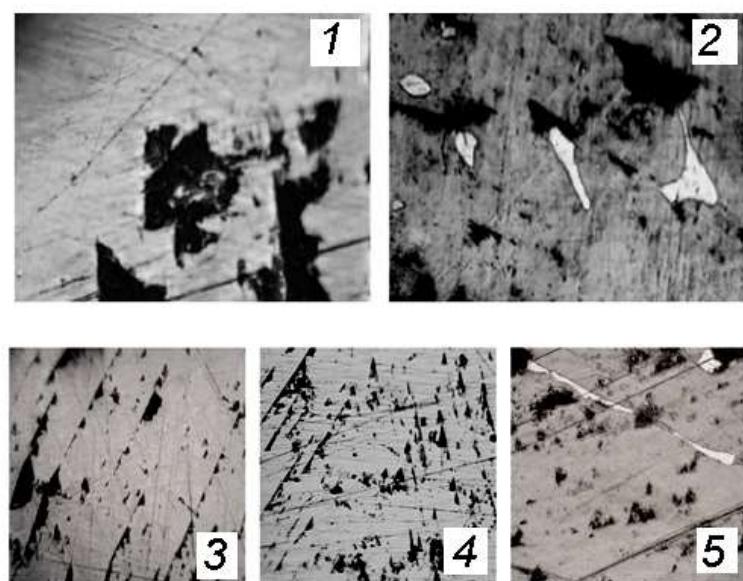
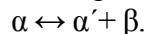


Рис.2

Микроструктура сплавов систем $TlGaTe_2$ -Te: 1 - 5,0ат.%Te, 2 - 7,0ат.%Te (150°) и $TlInTe_2$ -Te:
3 - 4,0ат.%Te(250°), 4- 5,0ат.%Te (150°), 5-7,0ат.%Te (250°).

Для определения линии сольвуса в системах, сплавы с концентрациями 5,0÷9,0ат.%Te были отожжены при температурах 373К и 450К в течение двух недель, затем были закалены. Линия сольвуса в диаграмме была построена по результатам МСА закаленных сплавов.

На кривых нагрева на термограммах сплавов с концентрацией 3,0÷10,0ат.%Te был обнаружен происходящий в твердой фазе эндотермический эффект при температуре 498±1К. Причем, для сплавов систем TlGaTe₂-Te и TlInTe₂-Te с концентрацией 3,0÷10,0ат.%Te этот эффект имел практически одинаковую температуру. Рассчитанный тепловой эффект фазового превращения для сплава системы TlGaTe₂-Te с концентрацией теллура 4,0ат.% составил $\Delta H=20,46$ кал/моль (85,6Дж/моль). На кривых охлаждения этот эффект наблюдался в виде экзотермического эффекта, смещенного вниз по температурной шкале на 3÷5 градусов. Процесс, протекающий в сплавах систем TlGaTe₂-Te и TlInTe₂-Te при температуре 498К может быть интерпретирован как перитектоидное превращение α -твёрдого раствора:



РФА был проведен на сплавах систем TlGaTe₂-Te и TlInTe₂-Te с концентрациями 3,0; 4,0 и 5,0ат.% Te. Результаты РФА показали, что с повышением концентрации Te в составе α -твёрдых растворов значения параметров элементарной ячейки меняются незначительно. Для сплава с содержанием 5,0ат.%Te параметры элементарной ячейки, рассчитанные по рефлексам с индексами 004, 006 и 400, составляют: для TlGaTe_{2,04} $a=8,476\text{\AA}$, $c=6,985\text{\AA}$, а для TlInTe_{2,4} $a=8,482\text{\AA}$, $c=7,192\text{\AA}$. Как видно из значений параметров, при практически одинаковых с исходными значениями параметра a заметное увеличение происходит по оси c .

Измерение пикнометрической плотности образцов показало увеличение значения удельного веса примерно на 1,4% для сплава TlGaTe_{2,05} и 1,3% для сплава TlInTe_{2,05}.

Для исследования природы твердофазного превращения, происходящего в сплавах TlGaTe_{2+x} при температуре 498К, сплав с концентрацией 4,0ат.%Te (TlGaTe_{2,04}) методом на-

правленной кристаллизации был выращен в виде монокристалла. Порошковые дифрактограммы были исследованы на дифрактометре D8 ADVANCE в температурном интервале 300÷1000К. Анализ полученных результатов показал, что в интервале температур 300÷1000К на дифрактограммах образца TlGaTe_{2,04} образования новых рефлексов не наблюдается. На дифрактограммах наблюдались смещения рефлексов в результате теплового расширения кристаллической решетки.

На Рис.3 приведены температурные зависимости параметров a , c элементарной ячейки кристаллов TlGaTe₂ и TlGaTe_{2,04}, определенные из порошковых дифрактограмм. Как видно из Рис.3 (1,2), температурные зависимости параметров a , c TlGaTe₂ представляют собой линейные зависимости с двумя прямолинейными участками: в зависимости $a(T)$ - 300÷375К и 375÷1000К, а в зависимости $c(T)$ - 300÷385К и 385÷1000К.

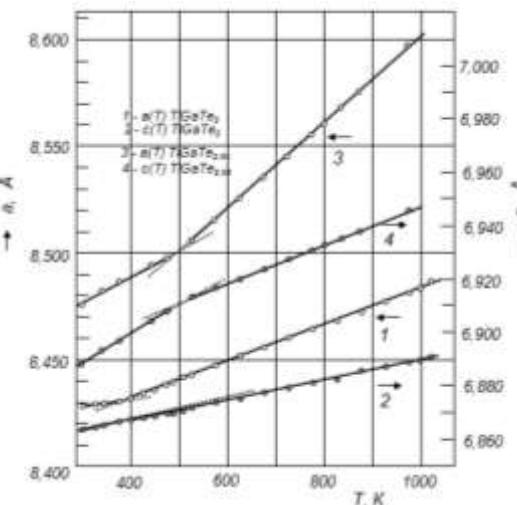


Рис.3
Температурные зависимости параметров кристаллической ячейки a и c TlGaTe₂ (кривые 1, 2) и TlGaTe_{2,04} (кривые 3, 4) в интервале 300÷1000К: a - 1, 3; c - 2, 4.

Для TlGaTe_{2,04} наблюдаются аналогичные зависимости с более резким, по сравнению с TlGaTe₂, изменением значений параметров a и c (Рис.3, 3-4). Подобное поведение параметров a и c свидетельствует о наличии фазовых переходов в TlGaTe₂ и TlGaTe_{2,04} в интервалах

температур 370÷385К и 498÷505К, соответственно.

Необходимо отметить, что температура ФП в кристалле состава $TlGaTe_{2,04}$ выше, чем в исходном кристалле. Сравнение кривых 3 и 4 показало, что после ФП термическое расширение кристалла заметно ускоряется по оси a .

Электрофизические исследования, проведенные для кристаллов $TlGaTe_2$ ранее, выявили наличие в них ионной, а выше 300К суперионной проводимости. Согласно данным [5-7], переход в суперионное состояние сопровождается аномалией в виде скачка проводимости в зависимости $\sigma(T)$. Наблюдаемая выше температуры 300К в кристаллах $TlGaTe_2$ аномально высокая проводимость, по мнению [7], обусловлена разупорядочением катионной подрешетки таллия и, как результат, скачком ионной проводимости. Разупорядочение, происходящее в одной из подрешеток кристалла при «критической температуре», является характерным для суперионных проводников [13-15].

Ионы Tl^+ в кристаллах $TlGaTe_2$ и $TlInTe_2$ расположены внутри томсоновских кубов, связи Tl^+-Te носят ионно-ковалентный характер и имеют низкие значения энергии связи [2,16]. Ионы таллия в структуре $TlGaTe_2$ и $TlInTe_2$ расположены так, что между ними в структуре имеются октаэдрические пустоты.

Возможно, что в подрешетке таллия кристаллов $TlGaTe_2$ и $TlInTe_2$ и из-за низкоэнергетических характеристик связей Tl^+-Te при достижении «критической температуры» происходит «плавление» подрешетки таллия [13-15]. Другая подрешетка, образованная ионами индия и теллура, сохраняет при этом «жесткость» и, тем самым, обеспечивает механическую прочность кристалла, как целого.

Вероятнее всего, наблюдаемое в системах $TlGaTe_2$ -Te и $TlInTe_2$ -Te перитектоидное превращение α -твердого раствора, происходящее при одной и той же температуре ($T=498K$), связано именно с «плавлением» (разупорядочением) подрешетки таллия и переходом кристалла в ионно-проводящее (суперионное) состояние. Согласно Рис.3 в $TlGaTe_2$ процесс разупорядочения происходит в интервале тем-

ператур 370÷385К, а в $TlGaTe_{2,04}$ – в интервале 498÷505К.

Для монокристаллов составов $TlGaTe_{2,04}$ и $TlInTe_{2,4}$ в кристаллографических направлениях (110) и (001) были исследованы температурные зависимости электропроводности $\sigma(T)$ в температурном интервале 300÷600К. Результаты этих исследований приведены на Рис. 4.

Как видно из Рис.4а, на температурных зависимостях электропроводности $\sigma(T)$ кристаллов $TlGaTe_2$ в кристаллографических направлениях (001) и (110) имеются скачки проводимости в суперионную фазу, причем в кристаллографическом направлении (001) процесс перехода происходит при более низкой температуре, чем в направлении (110). В направлении (001) величина изменения проводимости составляет более, чем три порядка.

На зависимостях $\sigma(T)$ кристалла $TlGaTe_{2,04}$ переход на суперионную фазу наблюдается только в направлении (110) (Рис.4,б). При этом проводимость кристалла в кристаллографическом направлении (001) скачком уменьшается на $\sim 10^3$. В результате анизотропия проводимости в $TlGaTe_{2,04}$ при $T>500K$ достигает $\sim 10^8$, изменяя при этом знак относительно наблюдаемой в $TlGaTe_2$ и других его структурных аналогах. Сравнение кривых $\sigma(T)$ в направлении (110) кристаллов $TlGaTe_2$ и $TlGaTe_{2,04}$ свидетельствует, что в кристалле $TlGaTe_{2,04}$ температура перехода выше на 5К. Отметим, что аналогичная картина наблюдается и на зависимостях $\sigma(T)$ кристаллов $TlInTe_2$ и $TlInTe_{2,4}$.

Учитывая результаты анализа температурной зависимости проводимости $\sigma(T)$ кристаллов $TlGaTe_2$ и $TlGaTe_{2,04}$, а также $TlInTe_2$ и $TlInTe_{2,4}$, можно полагать, что сверхстехиометрические количества атомов теллура, образуя твердые растворы состава $TlGaTe_{2+x}$ и $TlInTe_{2+x}$, занимают октаэдрические пустоты между соседними атомами Tl^+ в элементарной ячейке ($z=0,5$) и, таким образом, препятствуют их перемещению в кристаллографическом направлении (001) под действием электрического поля (Рис.5). При этом температура фазового перехода в твердых растворах $TlGaTe_{2+x}$ и $TlInTe_{2+x}$ в кристаллографическом направлении (110) повышается на $\sim 5K$.

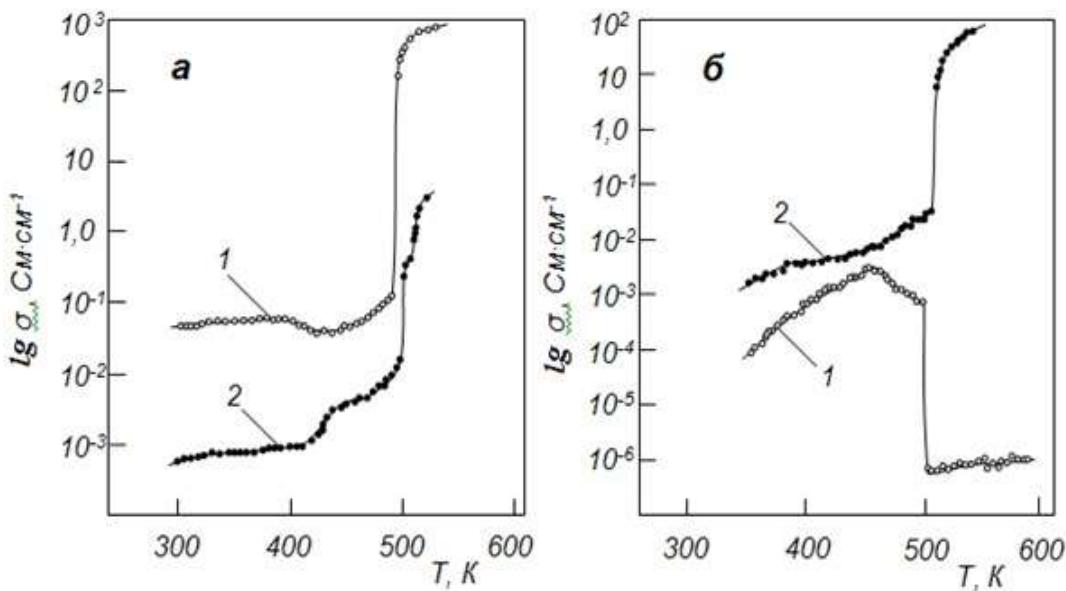


Рис.4

Температурные зависимости электропроводности кристаллов $TlGaTe_2$ (а) и $TlGaTe_{2,04}$ (б), снятые в направлениях параллельном и (кривые 1) и перпендикулярном (кривые 2) оси С.

Отметим, что избирательное действие примесей на проводимость кристаллов в разных кристаллографических направлениях наблюдалось и в работах [17-18].

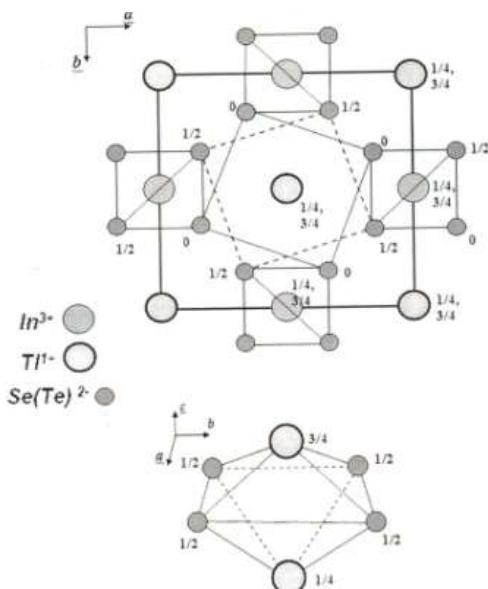


Рис.5

Проекция элементарной ячейки кристалла $TlGa(In)Se_2(Te_2)$ на плоскость 001. Внизу показан октаэдрический полиздр между ионами таллия.

Таким образом, комплексными методами физико-химического анализа сплавов системы $TlGaTe_2$ -Te и $TlInTe_2$ -Te обнаружена область растворимости теллура, доходящая до 5,0 ат.%. На монокристаллах $TlGaTe_{2,04}$ изучены температурные зависимости параметров решетки и электропроводности $\sigma(T)$ $TlGaTe_2$ и $TlGaTe_{2,04}$. Показано, что $TlGaTe_{2,04}$ претерпевает фазовый переход при температуре 498К. Предположено, что сверхстехиометрические количества атомов теллура в кристаллах $TlGaTe_{2+x}$, внедряясь в решетку, создают дополнительные препятствия на пути движения ионов Tl^+ в кристаллографическом направлении (100), повышая при этом температуру перехода в суперционное состояние кристалла на ~5К по сравнению с $TlGaTe_2$.

1. D.Muller, G.Eulenberger, H.Hahn. Über ternäre Thalliumchalcogenide mit Thallium selenidstruktur, Z. Anorg. Allg. Chem., **398** (1973) 207-220.
2. Н.Х.Абрикосов, В.Ф.Банкина, Л.В.Порецкая, Е.В.Скуднова, С.Н.Чижевская. Полупроводниковые халькогениды и сплавы на их основе, М. Наука, (1975) 219.
3. М.Б.Бабанлы, А.А.Кулиев. Исследование систем $TlGaSe_2$ - $TlGaTe_2$, $TlInSe_2$ - $TlInTe$, Азербайджанский химический журнал, **4** (1977) 110-114.

4. Р.М.Сардарлы, О.А.Самедов, А.И.Наджафов, А.П.Абдуллаев, Э.А.Зейналов, Д.Г.Джаббаров. *Анизотропия прыжковой проводимости в монокристалле TlGaTe₂*, *Transactions of Azerbaijan National Academy of Sciences, series of Physical-technical and Mathematical sciences, Physics and Astronomy*, **XXV** №5 (2005) 45-50.
5. Р.М.Сардарлы, О.А.Самедов, А.П.Абдуллаев, Э.К.Гусейнов, Ф.Т.Салманов, Н.А.Алиева, Р.Ш.Агаева *Ионная проводимость и диэлектрическая релаксация в кристаллах TlGaTe₂, облученных γ -квантами*, *Физика и техника полупроводников*, **47** (2013) 696-701.
6. Р.М.Сардарлы, О.А.Самедов, А.П.Абдуллаев, Ф.Т.Салманов. *Гигантская диэлектрическая релаксация в кристаллах TlGaTe₂*, *Физика и техника полупроводников*, **53** (2011), 1488-1492.
7. Р.М.Сардарлы, О.А.Самедов, А.П.Абдуллаев, Э.К.Гусейнов, Э.М.Годжаев, Ф.Т.Салманов. *Суперионная проводимость в кристаллах TlGaTe₂*, *Физика и техника полупроводников*, **45** (2011) 1009-1013.
8. Р.М.Сардарлы, О.А.Самедов, А.П.Абдуллаев, Ф.Т.Салманов, О.З.Алекперов, Э.К.Гусейнов, Н.А.Алиева. *Суперионная проводимость, эффекты переключения и памяти в кристаллах TlInSe₂ и TlInTe₂*, *Физика и техника полупроводников*, **45** (2011) 1441-1445.
9. А.И.Наджафов, О.З.Алекперов, Г.Г.Гусейнов, А.П.Абдуллаев. *Получение и свойства твердого раствора состава (TlInSe₂)_{0.96}Se_{0.04}, Неорганические материалы*, **48** (2012) 1309-1313.
10. А.И.Наджафов, Г.Г.Гусейнов, О.З.Алекперов, Р.М.Сардарлы, А.П.Абдуллаев, Н.А.Эюбова.
- Полиморфное превращение в TlSe и электрофизические свойства фаз, Кристаллография*, **53** (2008) 864-868.
11. О.З.Алекперов, А.И.Наджафов, Г.Г.Гусейнов, А.П.Абдуллаев. *Полиморфное превращение в кристаллах TlInSe₂ и электрофизические свойства фаз*, *Transactions of Azerbaijan National Academy of Sciences, series of Physical-technical and Mathematical sciences, Physics and Astronomy*, **XXX** (2010) 189-194.
12. С.А.Медведев. *Введение в технологию полупроводниковых материалов*, М.: Высшая школа, (1970) 503.
13. А.К.Иванов-Щиц, И.В.Мурин. *Ионика твердого тела*. Изд.-во Санкт-петербургского университета, **1** (2000) 617.
14. А.А.Волкова, Ю.Я.Гуревича. *Физика суперионных проводников*. Пер. с англ. под ред. Рига, (1982) 25.
15. А.Лидьярд. *Ионная проводимость кристаллов*. М., Изд.-во ИЛ, (1962) 222.
16. З.С.Медведева. *Халькогениды элементов III Б подгруппы периодической системы*. М.: Наука, (1968) 216.
17. М.П.Трубицын, М.Д.Волнянский, А.Х.Яхъя Обайдат. *Ионная проводимость в кристаллах Li₂Ge₇O₁₅*, *ФТТ*, **50** (2008) 1184-1187.
18. В.И.Барбашов, В.М.Тимченко, Е.В.Несова. *Влияние примесей La₂O₃ на проводимость системы ZrO₂ - Sc₂O₃ - CeO₂*, *Физика и техника высоких давлений*, **20** (2010) 74-78.

TELLURUN TlGaTe₂, TlInTe₂ KRİSTALLARINDA HƏLLOLMASI VƏ BƏRK MƏHLULLARIN XÜSUSİYYƏTLƏRİ

А.İNƏCƏFOV, N.Ə.ƏLİYEVƏ, G.Z.CƏFƏROVA, K.H.XƏLİLOVA, E.S.TAPDIQOV

TlGaTe₂-Te və TlInTe₂-Te sistemi xalıtələrinin kompleks fiziki-kimyəvi analizinin nəticələri bu sistemlərdə, tellurun 5,0at.% qədər həllolma oblastının olmasına aşkar etmişdir. TlGaTe_{2+x} və TlInTe_{2+x} monokristallarının kristal qəfəsin parametrlərinin və elektrikkeçiriciliyinin temperatur asılılıqları tədqiq edilmişdir. TlGaTe_{2+x} və TlInTe_{2+x} bərk məhlullarında 498K temperaturda faza keçidi aşkar olunmuş və yaranma səbəbi aydınlaşdırılmışdır.

SOLUBILITY OF TELLURIUM IN TlGaTe₂, TlInTe₂ CRYSTALS AND FEATURES OF SOLID SOLUTIONS

A.I.NAJAFOV, N.A.ALIEVA, G.Z.JAFAROVA, K. Kh.KHALILOVA, E.S.TAPDIQOV

The physical-chemical analysis of alloys of TlGaTe₂ and TlInTe₂ has been researched: the solubility area of tellurium reached up to 5,0%. The temperature dependence of the lattice parameters and electrical conductivity of TlGaTe_{2+x}, TlInTe_{2+x} monocrystals has been studied. The phase transition in solid solution TlGaTe_{2+x} and TlInTe_{2+x} at the 498K temperature has been detected and interpreted.

Редактор: проф. Т.Мамедов

621.315.592

SSİNTİLYATORLU RADİASIYA DETEKTOR MODULLARI ÜÇÜN YENİ GÜCLƏNDİRİCİLƏRİN İŞLƏNMƏSİ

S.S. SÜLEYMANOV^{1,2}, F.İ. ƏHMƏDOV^{1,2}, R.S. MƏDƏTOV², N.N. HEYDƏROV¹,
M.M. NƏZƏROV¹, R.Ə. ƏKBƏROV^{1,2}, A.Z. SADIQOV^{1,2}, Q.S. ƏHMƏDOV^{1,2},
R.V. VƏLİYEV^{1,2}, M.M. CAHANGİROV²

RYTN-Milli Nüvə Tədqiqatları Mərkəzi¹

AZ 1073, Bakı şəh., İnşaatçılar pr., 4

AMEA Radiasiya Problemləri İnstitutu²

AZ 1143 Bakı şəh., Vahabzadə küç., 9

saazik@yahoo.ru

Daxil olub: 10.06.2016

Çapa verilib: 26.09.2016

REFERAT

İşdə istifadəsi qeyri-üzvi ssintilyatorlar əsasında hazırlanan detektor modullarında nözərdə tutulmuş yeni gücləndiricilər təqdim olunmuşdur. Yeni hazırlanmış gücləndiricilərin buraxma zolağının eni 41.5MHz-dir.

Hazırlanmış gücləndirici parçalanma müddəti 35nsan olan LFS ssintilyatorları və mikropikselli selvari fotodioldalarla qamma şüasını qeydetmə prosesində tədqiq edilmişdir.

Açar sözlər: gücləndirici, ssintilyator, mikropikselli selvari fotodiod, fotoqeydedici, qamma şüası.

GİRİŞ

Son zamanlar kosmik fəza tədqiqatları, yüksək enerjilər fizikası, tibb və sənayenin müxtəlif sahələrində daha kompakt və az enerji sərfiyatına malik radiasiya dedektorları geniş istifadə olunur [1-7]. İstifadə olunan bu detektorlar ssintilyator və fotoqeydedici (yarımkeçirici diod və fotoelektron gücləndirici) cütündən ibarətdir. Belə detektorlarda əsasən 2 tip: üzvi (plastik) və qeyri-üzvi (NaI, LFS-Lutetium Fine Silicate, CsI və BGO) ssintilyatorlardan istifadə olunur [1]. Bu ssintilyatorlar tərkibinə və ssintiliyasiya fotonlarını buraxma spektrinə görə bir-birilərindən fərqlənirlər. Ionlaşdırıcı radiasiya şüalanması, ssintilyator üzərinə düşdüyü andan başlayaraq ssintiliyasiya fotonları yaranır və onların buraxılmasının davametmə müddəti $5 \div 3000$ nsan-yə qədər dəyişə bilir. Belə impulsların amplitudu çox kiçik olduğundan onları qeyd etmək və eyni zamanda yaranan spektri analiz etmək bəzi hallarda mümkün olmur [1]. Ona görə də, alınan impulsların gücləndirilməsi üçün xüsusi gücləndirici dövrələrdən istifadə edilir. Bu gücləndirici dövrələr əsasən LT-1355, MAX4228, OPA4820, OPA380, OPA637, LMH6622,

OPA2990 və s. müxtəlif tipli OPA gücləndiricilərindən istifadə etməklə hazırlanır [7-9]. Misal ola-raq, LT-1355 gücləndiricisi Amerika istehsalı olan portal monitorlarında və əldə daşınan radiasiya radiometrlərində istifadə edilmişdir [6]. LT1355-in buraxma zolağının eni 12MHz, gərginliyin qalxma surəti 400V/μsan, maksimal giriş gərginliyi isə 800μV-dur. Bu gücləndirici vasitəsi ilə yalnız davametmə müddəti $\tau \sim 90$ nsan-dən böyük olan siqnalları gücləndirmək mümkündür. Impulsun davametmə müddəti azaldıqca hazırlanmış cihazın xətti işləmə qabiliyyəti pisləşir. Bununla yanaşı, üzvi ssintilyatordan istifadə olunması cihazın ölçmə effektivliyi kəskin aşağı salır. Çünkü, üzvi sintilyatorların buraxdığı ssintiliyasiya fotonun impulsunun davametmə müddəti 4nsan-dən aşağıdır. Bu səbəbdən, yuxarıda qeyd olunan impuls gücləndiriciləri bu tip siqnalları normal rejimdə gücləndirə bilmir. Bununla yanaşı, OPA gücləndiricilərindən də müxtəlif təcrübələrdə ionlaşdırıcı radiasiyanı qeyd etmək üçün istifadə edilmişdir [10]. Lakin, istifadə edilən gücləndiricilərin əksəriyyəti yalnız məhdud buraxma zolağında (1-9MHz) istifadə edilmişdir. Bu tip gücləndiricilər davametmə

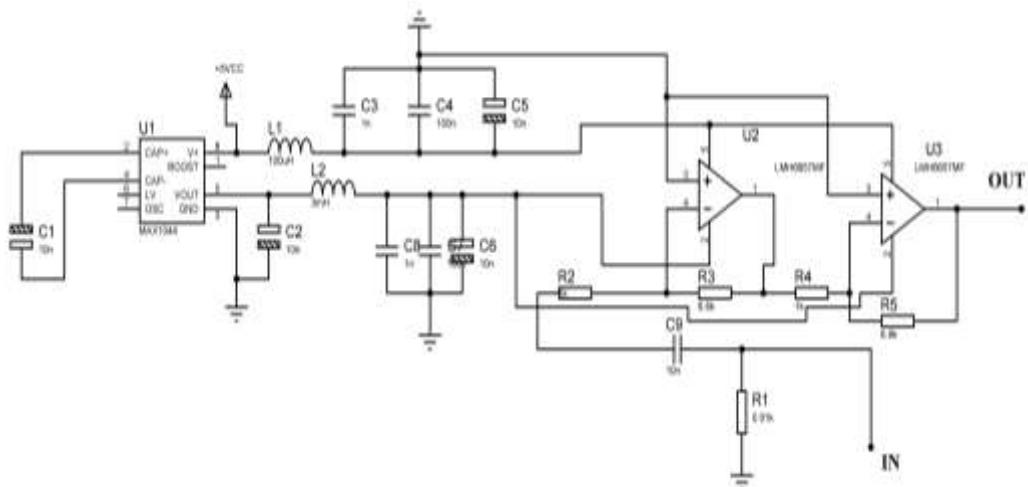
müddəti kiçik olan siqnalları qeyd etmək üçün əlverişli sayılır. Bu səbəbdən də, bu işin əsas məqsədi yüksək buraxma zolağına (41.5MHz) malik yeni gücləndirici modulun hazırlanmasıdır.

EKSPERİMENTİN METODİKASI VƏ NƏTİCƏLƏR

Yüksək buraxma zolağına malik yeni gücləndirici modulun hazırlanması üçün LMH-6657 tipli impuls gücləndiricisindən istifadə edilmişdir. LMH-6657 gücləndiricilərinin buraxma zolağının eni (Bandwidth $A_v=+1$) 270MHz, qalxma dərəcəsi- ($V_s=\pm 5V$) 700V/ μ san, giriş cərəyan küyü-2.1pA/Hs, maksimum offset (giriş) gərginliyi-0.8mV və işləmə gərginliyi $\pm 3V$, $\pm 5V$, $\pm 12V$ -dur [7].

Bu tip gücləndiricilərin istifadəsi zamanı onların gücləndirmə əmsalının düzgün seçiləməsi ol-

duqca əhəmiyyətlidir. Eyni amplitudlu, lakin müxtəlif davam etmə müddətinə malik siqnalları qeyd etmək üçün iki kaskadlı gücləndirici dövrədə istifadə edilmişdir. Hər kaskadda LMH-6657 gücləndiricisinin "invert" girişinə 1k Ω və çıxış əks əlaqəsinə isə 6.5k Ω müqaviməti qoşulmuşdur. İki kaskadlı dövrədə 2 LMH-6657 gücləndiricinin birinin gücləndirmə əmsali $G_1=6.5$, digərinin gücləndirmə əmsali $G_2=6.5$ seçilmişdir və yekun gücləndirmə əmsali $G=G_1 \cdot G_2=42$ alınmışdır. Baxılan halda birinci kaskadın gücləndirməsinin buraxma zolağının eni 41.5MHz olmuşdur ($GBW=270MHz/6.5=41.5MHz$). Başqa sözlə, bu tip gücləndiricilər impulsun eni 24nsan böyük olan siqnalları normal gücləndirə bilir. Həmçinin, ikinci kaskad üçün də eyni nəticə alınır. Beləliklə, ümumi gücləndirmə əmsalı 42 olan və gücləndircinin buraxma zolağının eni 41.5MHz olur.



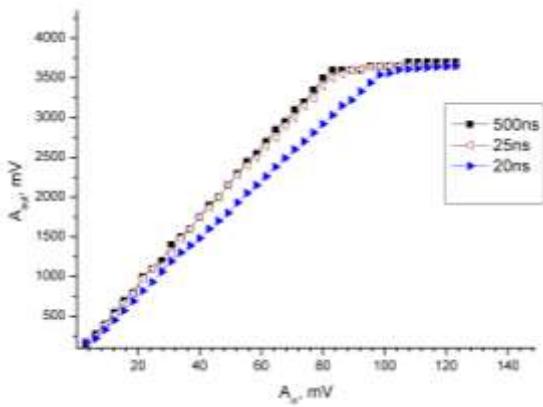
Şəkil 1

LMH6657-gücləndiricisi əsasında hazırlanmış impuls gücləndiricisinin dövrəsi.

Bu tip gücləndiricilərin çatışmayan cəhətlərindən biri digər analoqlarında olduğu kimi onların ikiqütbülli gərginliklə işləməsidir. Məhz bu səbəbdən də, LMH6657 gücləndiricilərini dövrədə istifadə etmək üçün əlavə \pm gərginlik qida mənbələrindən istifadə edilir. Bizim hazırladığımız dövrədə gərginlik qida mənbəyi olaraq MAX 1044-dən istifadə edilmişdir (Şəkil 1, 1-ci hissə). MAX1044-ün “-” və “+” qütblü çıxışlarına gərginliyin fluktuasiyasını minimuma endirmək üçün LC (100mkH, 100pF, 10nF və 10mkF) filtri

yığılmışdır. Gücləndiricinin “+” qütblü girişinə verilən gərginlik 100mkF və 1mkF kondensatorları vasitəsi ilə yerə birləşdirilmiş, nəticədə xarici gərginlik mənbəyindən gələn küylər azadılmışdır. Gücləndiricinin girişinə verilən siqnal 911Ω yük müqavimətindən götürülərək 20nF tutum vasitəsi ilə LMH6657 gücləndirici mikroçipin girişinə verilmişdir (Şəkil 1, 2-ci hissə). Girişdə istifadə edilən 20nF tutumlu kondensator gücləndiriciyə sabit siqnalların daxil olmasının qarşısını almaq üçün nəzərdə tutulmuşdur. Gücləndiricinin cərə-

yan sərfiyatı 25mA olmuşdur. Hazırlanmış gücləndiricinin gücləndirmə əmsalının müxtəlif davalarda müddətli düzbucaqlı siqnalların (20nsan, 25nsan, 100nsan, 250nsan və 500nsan) amplitudundan asılılığı tədqiq edilmişdir (Şək.2). Tektronix AFG3101C generatorundan tezliyi 10 kHz, amplitudu $2.5\text{mV} \div 72\text{mV}$ intervalında dəyişən düzbucaqlı siqnallar gücləndiricinin girişinə, gücləndiricinin çıxışında alınan siqnal isə 50 Ohm yük müqaviməti vasitəsi ilə Hantek DSO5202BM ossiloqrafına verilmişdir. Bu zaman gücləndiricinin çıxışında düzbucaqlı siqnalın enindən asılı olaraq amplitudun $145\text{mV} \div 3600\text{mV}$ intervalında dəyişməsi müşahidə olunmuşdur. Eni $25 \div 500$ nsan arasında dəyişən düzbucaqlı siqnalların gücləndirməsi zamanı giriş siqnalının amplitudu $2.5 \div 83\text{mV}$ intervalında xətti qanunla dəyişir. Bu halda gücləndiricinin gücləndirmə əmsali ~ 43 olur. Giriş gərginliyinin 83mV -dan böyük qiymətlərində isə dəyişmə müşahidə edilməmiş və gücləndirici doyma rejimində işləmişdir. Lakin, düzbucaqlı siqnalın eninin 20nsan qiymətində isə gücləndiricinin gücləndirmə əmsali 35 arasında dəyişmiş və doyma rejimi 99mV -dan başlayaraq müşahidə edilmişdir.

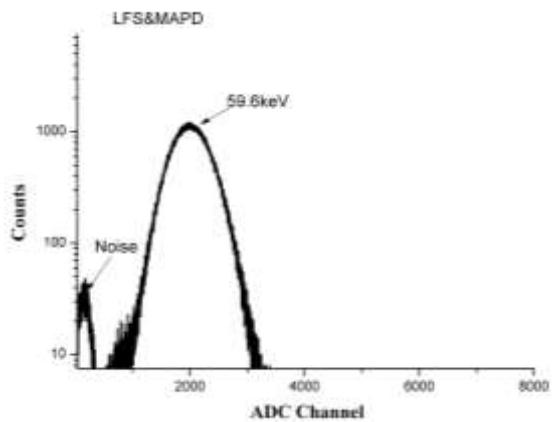


Şəkil 2

İmpulsun müxtəlif davametmə müddətlərində LMH-6657 gücləndiricisinin çıkış siqnalının giriş siqnalından asılılığı.

Şəkil 3-də LFS-3 ssintilyatoru və mikropikselli selvari fotodiód (MPSF) əsasında hazırlanmış detektorun gücləndirici ilə qamma şüaları qeydetmə prosesi göstərilmişdir. LFS-3 ssintilyatorlarının parçalanma müddətinin 35nsan olması

hazırlanmış gücləndiricinin bu tip ssintilyatorlarla istifadə edilməsinə imkan verir. LFS-3 ssintilyatorun ölçüləri $3 \times 3\text{mm}$ seçilmişdir. Ssintilyatorun səthi qalınlığı 100mkm olan teflon təbəqə ilə birləşdirilmişdir. Ssintilyatorda yaranan fotonları qeyd etmək üçün MPSF-1P istifadə edilmişdir. MPSF-1P diodunun qaranlıq cərəyanı 120nA , gücləndirmə əmsali 5×10^4 , FQE-35% və işləmə gərginliyi 94.1V -dur [12-14]. Detektordan qeyd edilən analoq siqnalı rəqəmsal siqnala çevirmək üçün CAEN-5720 istifadə edilmişdir. Qamma şüa mənbəyi olaraq Am-241 radioizotopundan istifadə olunmuşdur.



Şəkil 3

LFS-3 ssintilyator + MPSF diod əsasında hazırlanmış detektorun Am-241 radioizotopundan qeyd etdiyi siqnalların amplitud paylanması spektri.

Şəkil 3-də Am-241 radioizotopun buraxıldığı qamma şüasının amplituda görə paylanması spektri göstərilmişdir. Məlumdur ki, Am-241 izotopu alfa zərrəcikləri buraxmaqla yanaşı, enerjisi 59.6keV olan (buraxma ehtimalı 35.9%) qamma şüaları da buraxır. Spektrdə alfa zərrəciklərə uyğun hadisələrin müşahidə edilməsi mümkün deyil. Buna səbəb 100mkm qalınlıqlı teflon təbəqənin alfa zərrəciklərini tamamilə udmasıdır. Spektrdən göründüyü 2012-ci kanala düşən pik Am-241 izotopunun buraxıldığı 59.6keV enerjili qamma şüasına məxsusdur. Am-241 izotopunun buraxıldığı 59.6keV enerjili qamma şüası üçün enerji ayırd etməsi 33% alınmışdır. Kanalın $0 \div 350$ intervalına düşən hissə isə birbaşa olaraq MPSF diodun qaranlıq cərəyanı və elektron dövrəsinin küyü hesabına formalaşmışdır.

XÜLASƏ

Alınan nəticələrdən məlum olmuşdur ki, LMH-6657 əsasında hazırlanmış gücləndiricilər yüksək enerjilər fizikasında, nüvə reaktorlarında, tibbdə və sənayenin müxtəlif sahələrində istifadə edilən əksər (BGO, NaI, CsI, LaBr, YAP və LFS)

1. G.F.Knoll. *Radiation Detection and Measurement*, Wiley. 3rd edition, (2000) 802.
2. J.Kataoka, T.Saito, Y.Kuramoto et al. *Recent progress of avalanche photodiodes in high-resolution X-rays and Gamma-rays detection*, *Nucl. Instrum. Meth. A*, **541** (2005) 398-404.
3. Jin HyoungBai1, Joo Ho Whang. *The Optimization of CsI(Tl)-PIN Photodiode for High-Energy Gamma-Ray Detection*, *Progress in Nuclear Science and Technology*, **1** (2011) 308-311.
4. Y.Kudenko. *The near neutrino detector for the T2K experiment*, *Nucl. Instrum. Meth. A*, **598** (2009) 289-295.
5. F.Ahmadov, G.Ahmadov, Z.Sadygov, *Micro-Channel Avalanche Photo Diode as Alpha Detector*. *19th International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei*, Russia, (2012) 21.
6. L.Lucas, L.Pibida, L.Karam. *Gamma-ray emitting test sources for portal monitors used for homeland security*, *Radiation Protection Dosimetry*, **113** (2005) 108–111.
7. Yi Xie, Zhangming Zhu. *A high speed four-stage operational amplifier in 65nm CMOS*, *Analog Integrated Circuits and Signal Processing*, **86** (2016) 133-140.
8. F.Ahmadov, G.Ahmadov, S.Khorev, R.Madatov, A.Sadigov, Z.Sadygov, S.Suleymanov, F.Zerrouk. *Development of compact radiation detectors based on MAPD photodiodes with*

qeyri-üzvi ssintilyatorlardan alınan siqnalların gücləndirilməsində geniş istifadə oluna bilər.

Bu iş Azərbaycan Respublikasının Prezidenti yanında Elmin İnkışafı Fondunun maliyyə yaradımı ilə yerinə yetirilmişdir Qrant № EIF-2014-9(24)-KETPL-14/03/1

9. A.Sadigov, F.Ahmadov, G.Ahmadov, A.Ariffin, S.Khorev, Z.Sadygov, S.Suleymanov, F.Zerrouk, R.Madatov, *A new detector concept for silicon photomultipliers*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators*, doi:10.1016/j.nima₁ (2015) 11.013.
10. G.Finger, I.Baker, D.Alvarez, M.Meyer, P.Thorne, H.Weller, *Evaluation and optimization of NIR HgCdTe avalanche photodiode arrays for adaptive optics and interferometry*, in [SPIE Astronomical Telescopes + Instrumentation] 84530T (Sept. 2012).
11. З.Садыгов, Х.Абдуллаев, Ф.Ахмедов, Я.Гусейнов, И.Железных, Р.Мадатов, Р.Мухтаров, А.Ольшевский. *Микроканальный лавинный фотодиод с быстрым временем восстановления параметров*, *Письма в ЖТФ*, **39** (2013) 7-11.
12. F.Ahmadov, O.Abdinov, G.Ahmadov, N.Anfimov, A.Garibov, Z.Krumshstein, R.Madatov, A.Olshevski, V.Shvetsov, ^ASadigov, Z.Sadygov, A.Titov, V.Zhezher. *Alpha particle detectors based on micro pixel avalanche photodiodes*, *Functional materials*, **20** (2013) 390-392.
13. Z.Sadygov, F.Ahmadov, R.Madatov, G.Ahmadov. *Development of scintillation detectors based on micropixels avalanche photodiodes*, Po S037 (2012)1-4.

THE DEVELOPMENT OF NEW AMPLIFIERS FOR SCINTILLATION RADIATION DETECTOR MODULES

S.S.SULEYMANOV, F.İ.ƏHMƏDOV, R.S.MADATOV, N.NHEYDƏROV, M.S.NAZAROV, R.A.AKBEROV,
A.Z.SADIGOV, G.S.AHMADOV, R.V.VALIYEV, M.M.JAHANGIROV

The assembly of the new amplifier used in the detector modules based on inorganic scintillator has been described. The bandwidth of developed amplifier has been 41.5MHz.

The ability to detect gamma radiation by developed amplifier with using a scintillator LFS (Lutetium Fine Silicate) with decay time of 35ns and micro pixel avalanche photodiode have been investigated.

**РАЗРАБОТКА НОВЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ ДЛЯ МОДУЛЕЙ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ
ДЕТЕКТОРОВ РАДИАЦИИ**

**С.С.СУЛЕЙМАНОВ, Ф.И.АХМЕДОВ, Р.С.МАДАТОВ, Н.Н.ГЕЙДАРОВ, М.С.НАЗАРОВ, Р.А.АКБЕРОВ,
А.З.САДЫГОВ, Г.С.АХМЕДОВ, Р.В.ВАЛИЕВ, М.М.ДЖАХАНГИРОВ**

В работе описана сборка нового усилителя, используемого в модулях детектора на основе неорганических сцинтилляторов. Полоса пропускания собранного нового усилителя составляет 41,5МГц.

С использованием сцинтиллятора LFS(LutetiumFineSilicate) со временем распада 35нс и микропиксельного лавинного фотодиода была исследована способность регистрации гамма излучений собранного усилителя.

Редактор: д.н.по.физике Е.Джафарова

УДК 537.311.33

МОДЕЛИРОВАНИЕ КОНЦЕНТРАЦИОННЫХ ПРОФИЛЕЙ КОМПОНЕНТОВ В МОНОКРИСТАЛЛАХ ТВЁРДЫХ РАСТВОРОВ Ge- Si, ВЫРАЩЕННЫХ МОДИФИЦИРОВАННЫМ МЕТОДОМ ЗОННОЙ ПЛАВКИ

З.А.АГАМАЛИЕВ, М.А.РАМАЗАНОВ*, Г.Х.АЖДАРОВ

Институт Физики НАН Азербайджана
AZ 1143, пр. Г.Джавида, 131
Бакинский Государственный Университет*
AZ 1148, Баку, ул. З.Халилова, 23
zangi@physics.ab.az

Получена: 20.04.2016

Принята к печати: 26.07.2016

РЕФЕРАТ

В пфаниновском приближении решена задача концентрационного распределения компонентов в кристаллах твёрдых растворов Ge-Si, выращенных модифицированным методом зонной плавки с использованием германиевой затравки. С учётом сложного изменения коэффициента сегрегации кремния с составом расплавленной зоны, рассчитаны аксиальные концентрационные профили компонентов в кристаллах, выращенных из исходных макрооднородных слитков Ge-Si различного состава. Показано, что полученные математическим моделированием результаты определяют возможности модифицированного метода зонной плавки и оптимальные условия для выращивания кристаллов Ge-Si с заданными однородным и переменным составами.

Ключевые слова: Ge, Si, твёрдые растворы, пфаниновское приближение, сегрегация, расплавленная зона, распределение компонентов.

Основной задачей технологии выращивания объёмных кристаллов полупроводниковых твёрдых растворов из расплава является получение материала с заданным аксиальным концентрационным профилем компонентов и обеспечение его монокристалличности.

В широком ряду полупроводниковых твёрдых растворов главное положение занимает система Ge-Si, составные компоненты которой являются базовыми материалами современной микро- и оптоэлектронной промышленности. Si и Ge полностью растворяясь друг в друге в любых соотношениях, как в жидком, так и в твёрдом состоянии образуют непрерывный ряд твёрдых растворов замещения [1].

В настоящей работе в пфаниновском приближении выполнено математическое моделирование распределения компонентов вдоль монокристаллов твёрдых растворов Ge-Si при

выращивании их модифицированным методом зонной перекристаллизации с использованием германиевой затравки. Цель – установление возможностей модифицированного метода для выращивания монокристаллов Ge-Si с заданным переменным и постоянным составами. Аналогичные задачи по моделированию концентрационных профилей компонентов в кристаллах Ge-Si, выращенных из расплава рядом консервативных и неконсервативных методов были решены ранее в работах [2-9], результаты которых показали хорошее согласие с экспериментальными данными.

На Рис.1 представлена концептуальная схема выращивания монокристаллов Ge-Si модифицированным методом зонной плавки, основанная на математическом решении поставленной задачи. В нижнюю часть тигля цилиндрической формы закладывается монокристаллическая затравка (1) из германия

(Рис.1 А). Над затравкой размещаются предварительно изготовленные стержни из германия (2) и макрооднородного твёрдого раствора Ge-Si с заданным составом (3). В условиях вакуума производится расплавление стержня (2) из Ge, расположенного непосредственно над затравкой (Рис.1 В). В предстартовый момент перекристаллизации температура на границах расплава с затравкой и слитком равна температуре плавления германия. Рост кристалла происходит на затравке с момента включения механизма перемещения тигля относительно нагревателя (4) и продолжается до полной перекристаллизации слитка. В отличии от традиционного метода зонной плавки [10] здесь начальная расплавленная зона состоит из чистого германия (5). Это обстоятельство решает проблему затравки, необходимой для выращивания монокристаллов твёрдых растворов Ge-Si различного состава путём использования германиевой затравки.

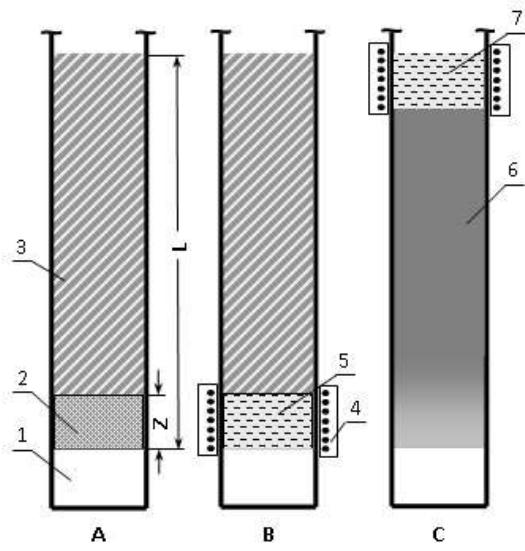


Рис.1

Концептуальная схема выращивания монокристаллов твёрдых растворов Ge-Si модифицированным методом зонной плавки.

Задачу аксиального концентрационного распределения компонентов вдоль кристалла Ge-Si, выращенного в вышеуказанных условиях, решали в пфанновском приближении при выполнении следующих условий [10]: скорости диффузии атомов Si и Ge в расплаве достаточно высоки и обеспечивают его однород-

ность по всему объёму; диффузия компонентов в твёрдой фазе пренебрежимо мала; фронт кристаллизации плоский; на фронте кристаллизации существует равновесие между жидкой и твёрдой фазами; коэффициент сегрегации Si изменяется с составом расплава в соответствии с диаграммой равновесного фазового состояния системы Ge-Si; термическое расширение, или сжатие, материала при фазовых переходах пренебрежимо мало; состав исходного поликристаллического слитка Ge-Si макрооднороден.

Введём следующие обозначения: V_m^0 и V_m – объёмы расплавленной зоны в начальный и текущий моменты; C_c , C_i , C_m – концентрационные доли атомов второго компонента (Si) в кристалле, исходном поликристаллическом стержне и расплаве соответственно; C – общая концентрационная доля атомов Si в расплаве; C_m^0 – концентрационная доля Si в расплавленной зоне в начальный момент; V_c – объём расплава кристаллизирующийся в единицу времени; V_i – объём исходного слитка Ge-Si, расплавляющийся в единицу времени; $K = C_c/C_m$ – равновесный коэффициент сегрегации Si; L – общая длина исходных стержней из Ge и Ge-Si; ℓ – длина перекристаллизованной части материала; Z – длина расплавленной зоны.

В принятых выше обозначениях имеем:

$$C_m = \frac{C}{V_m}; \quad \frac{dC_m}{dt} = \frac{\dot{C}V_m - \dot{V}_m C}{V_m^2} \quad \text{и} \\ V_m = V_m^0 - (V_c - V_i)t \quad (1)$$

По условию задачи, как и в случае традиционного метода зонной плавки, считаем: в процессе всего технологического цикла скорость кристаллизации расплава (V_c) не зависит от времени; до момента образования конечной расплавленной зоны значения параметров Z (Рис.1 С) и V_i остаются неизменными. В этом случае, на участке тигля длиной $L-Z$ от затравки (6) (Рис.1 С) справедливы следующие уравнения:

$$V_m = V_m^0, C_m^0 = 0; \quad V_i = V_c, \dot{C} = V_i C_i - V_c C_m K. \quad (2)$$

С учётом (2) из уравнений (1) после ряда преобразований, разделения переменных и интегрирования имеем:

$$\int_0^{C_m} \frac{dC_m}{C_i - C_m K} = \frac{V_c t}{V_m^0} = \frac{l}{Z}. \quad (3)$$

С момента формирования конечной расплавленной зоны длиной Z имеем:

$$V_m = V_m^0 - V_c t, \quad \dot{V}_m = -V_c, \quad \dot{C} = -V_c C_m K. \quad (4)$$

С учётом (4) из уравнений (1) после ряда преобразований и интегрирования получим:

$$\int_{C_{mf}^0}^{C_m} \frac{dC_m}{C_{mf}^0 - C_m k} = \ln \frac{V_m^0}{V_m^0 - V_c t}, \quad (5)$$

здесь C_{mf}^0 начальная концентрационная доля Si в расплаве в момент образования конечной расплавленной зоны. Обозначив длину и долю кристаллизированной части расплава конечной зоны ($V_c t / V_m^0$) в момент t соответственно символами l^* и γ , запишем уравнение (5) в следующем виде:

$$\gamma \equiv \frac{l^*}{Z} = 1 - \exp \left[- \int_{C_m}^{C_{mf}^0} \frac{dC_m}{C_m K - C_m} \right]. \quad (6)$$

Определение l/Z и γ как функцию C_m , равно как и $C_c = K C_m$, вдоль всей длины материала, подвергнутого зонной перекристаллизации требует решения интегралов в уравнениях (3) и (6), в которые входит коэффициент сегрегации второго компонента (K), зависящий от C_m . Известно, что в системе Ge-Si значение K изменяется с составом расплава довольно сложным образом и в широких пределах [11]. Это обстоятельство приводит к необходимости вычисления интегралов в (3) и (6) численным методом путём определения сопряжённых

значений $K = C_c / C_m$ в соответствующих интервалах изменения C_m по данным диаграммы равновесного фазового состояния системы. В недавней работе [9] показано, что во всём интервале изменения C_m , температуры кривых ликвидуса $T_l(C_m)$ и солидуса $T_s(C_m)$ системы Ge-Si достаточно хорошо описываются следующими полиномами пятой степени:

$$T_l(C_m) = 938.72^0C + p_1 C_m + p_2(C_m)^2 + p_3(C_m)^3 + p_4(C_m)^4 + p_5(C_m)^5 \quad (7)$$

$$T_s(C_m) = 938.72^0C + q_1 C_m + q_2(C_m)^2 + q_3(C_m)^3 + q_4(C_m)^4 + q_5(C_m)^5, \quad (8)$$

здесь 938.72^0C – температура плавления Ge, $p_1 = 1.523764 \times 10^3, p_2 = -3.893151 \times 10^3, p_3 = 6.84677 \times 10^3, p_4 = -6.011559 \times 10^3, p_5 = 2.007591 \times 10^3, q_1 = 2.449722 \times 10^2, q_2 = 3.29571 \times 10^2, q_3 = -8.419889 \times 10^2, q_4 = 1.543233 \times 10^3, q_5 = -8.023673 \times 10^2$.

Абсолютная ошибка в численных значениях $T_l(C_m)$ и $T_s(C_m)$ во всём температурном интервале не превышает 1.69^0C и 0.39^0C , соответственно.

Определение $K = C_c / C_m$ проводили следующим образом. Задавая последовательно значения C_m в интервалах указанных в интегралах уравнений (3) и (6) из (7) определяли соответствующие температуры ликвидуса. Затем, приравняв конкретные значения $T_l(C_m)$ к $T_s(C_m)$, из уравнения (8) определяли сопряжённые с каждым значением C_m значения C_c и K при температурах фазового равновесия системы.

На Рис.2 для примера представлены характерные кривые концентрационного распределения кремния по длине кристаллов твёрдых растворов Ge-Si, рассчитанные из уравнений (3) и (6) и соотношения $C_c = C_m K$. Расчёты проведены для трёх различных значений C_i исходного слитка Ge-Si при длине расплавленной

зоны $Z=0.1 L$. Как видно из Рис.2, в начальной части всех кристаллов концентрация Si растёт по длине от нуля до соответствующего значения C_i исходного макрооднородного слитка Ge-Si. Затем, по мере роста кристалла значение C_c остаётся неизменным вплоть до формирования финальной зоны длиной $Z=0.1 L$. В этой части слитка концентрация Si начинает резко падать с ростом ℓ и стремится к нулю при $\ell=L$.

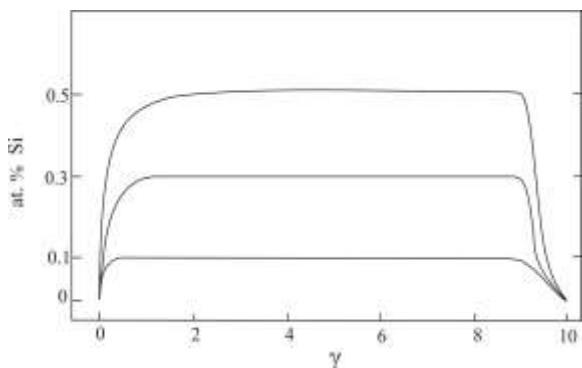


Рис.2

Расчётные аксиальные концентрационные профили Si в монокристаллах Ge-Si, выращенных модифицированным методом зонной плавки. Длина расплавленной зоны $Z=0.1 L$. Состав исходных макрооднородных слитков Ge-Si:
1 – 10, 2 – 30, 3 – 50 ат.% Si.

1. В.С.Земков, 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 $Ge_{1-x}Si_x$ ($x<10$ at%) single crystals*, *J. Crystal Growth*, **226** (2001) 231-237.
3. 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.
4. 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.
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*

Протяжённость начального участка с растущей концентрацией кремния зависит от состава исходного слитка, значения K и скорости его изменения с составом расплавленной зоны. Обращается внимание на достаточно быстрый рост концентрации Si в начальной части всех слитков, который обеспечивает большой выход монокристаллов твёрдых растворов с однородным составом.

Семейство кривых Рис.2 демонстрирует потенциал и перспективность модифицированного метода зонной плавки для выращивания монокристаллов твёрдых растворов Ge-Si с заданным однородным и переменным составами. Резюмируя вышеизложенное можно констатировать следующее. Математическое моделирование аксиального концентрационного распределения компонентов вдоль кристаллов Ge-Si, выращенных методом зонной плавки с использованием германиевой затравки, позволяет произвести оценку оптимальных технологических параметров для получения монокристаллов этой системы с заданным распределением и концентрацией компонентов.

melt method, *Crystallography Reports*, **55** (2010) 763-767.

7. 3.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.
8. 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.
9. I.Kostylev, J.K.Woodacre, Y.P.Lee et al., *Melt zone growth of Ge-rich $Ge_{1-x}Si_x$ bulk single crystals*, *J. Crystal Growth*, **377** (2013)147-157.
10. Б.М.Глазов, В.С.Земков. *Физико-химические основы легирования полупроводников*. М. Наука, (1967) 371.
11. J.Schilz, V.N.Romanenko. *Bulk growth of Silicon-Germanium Solid Solutions*, *J. Materials in Electronics*, **6** (1995) 265-279.

**MODİFİKASIYALANMIŞ ƏRİNTİ ZOLAQ ÜSULU İLƏ ALINAN Ge-Si BƏRK MƏHLUL
MONOKRİSTALLARINDA KOMPONENTLƏRİN KONSENTRASIYA PROFİLLƏRİNİN
MODELLƏŞDİRİLMƏSİ**

Z.Ə.AĞAMALIYEV, M.Ə.RAMAZANOV, H.X.ƏJDƏROV

Ge maya monokristalını istifadə etməklə modifikasiyalanmış ərinti zolaq üsulu ilə alınan Ge-Si bərk məhlullarda komponentlərin konsentrasiyasının paylanması məsələsi Pfann yaxınlaşmasında həll edilib. Komponentlərin seqreqasıya əmsalının ərintinin tərkibindən mürəkkəb asılılığı nəzərə alınaraq, makrobircinsli və müxtəlif tərkibli Ge-Si bərk məhlullarından alınan kristallarda komponentlərin aksial konsentrasiyon paylanması hesablanıb. Göstərilib ki, riyazi modelləşdirmə əsasında alınan nəticələr Ge-Si kristallarında komponentlərin verilmiş aksial paylanması təmin edən optimal şərtləri və modifikasiyalanmış ərinti zolaq üsulunun imkanlarını müəyyən edir.

**MODELING OF COMPONENTS CONCENTRATION PROFILES IN Ge-Si SOLID SOLUTION CRYSTALS
GROWN BY MODIFIED ZONE MELTING METHOD**

Z.A.AGAMALIYEV, M.A.RAMAZANOV, G.Kh.AZHDAROV

A problem of components concentrations distribution in Ge-Si solid solution crystals grown by modified zone levelling technique using germanium seed has been carried out in Pfann approximation. Axial concentration profiles of the components in crystals grown from Ge-Si ingots with various compositions have been calculated with consideration for the dependence of the components segregation coefficients on the melt composition. It has been shown that the obtained from the mathematical modeling results define optimum conditions in preparing Ge-Si crystals with desired uniform and graded compositions.

Редактор: акад. Дж.Абдинов

УДК 544.344.015.4

ИЗМЕНЕНИЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ $Cu_{1.95}Ni_{0.05}S$ ПРИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДАХ

Ф.Ф.АЛИЕВ¹, А.Г.РЗАЕВА², М.Н.МИРЗОЕВ¹, Г.М.ДАМИРОВ^{1,3}

Институт физики НАН Азербайджана¹

AZ1143, Баку, пр. Г. Джавида 131

Азербайджанский Государственный Педагогический Университет²

AZ1000, Баку, У. Гаджисебейли 68

Сумгайитский Государственный Университет³

AZ5008, махала 43.

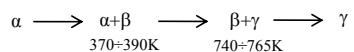
farzali@physics.ab.az

Получена: 20.10.2015

Принята к печати: 26.04.2016

РЕФЕРАТ

Проанализированы данные рентгенодифрактометрических и дифференциально-термических (ДТА) $Cu_{1.95}Ni_{0.05}S$ в области фазовых переходах (ФП). Обнаружено, как низкотемпературная ромбическая α фаза $Cu_{1.95}Ni_{0.05}S$ в области температур 370÷390К переходит в гексагональную β фазу, а в области температур 740÷765К еще раз переходит в кубическую γ фазу, по схеме:



По данным температурной зависимости дифференциального термического анализа выявлено, что $\alpha \rightarrow \beta$ переход сопровождается поглощением, а $\beta \rightarrow \gamma$ выделением тепла. Установлено, что оба перехода являются разрешенными и относятся к реконструктивному типу. Выявлено, что оба перехода происходят во флуктуационном объеме $\sim 10^{-20}\text{cm}^3$ и с температурными скоростями 0.11 и 0.08K^{-1} . Показано, что переход $\alpha \rightarrow \gamma$ сопровождается последовательной сменой структур, проходящих через промежуточную β -фазу, являющуюся несоразмерной относительно α - и γ -фаз.

Ключевые слова: фазовый переход, флуктуация, функции включения, энтропия, энталпия.

ВВЕДЕНИЕ

При исследовании фазовых переходов (ФП) одним из важных аспектов является выявление взаимосвязи структурных и тепловых характеристик материала. Для определения этой связи необходимо исследовать физические свойства материала в температурной области ФП, это позволит получить информацию о самом процессе ФП. Другой актуальный вопрос - это определение распределения сосуществующих фаз в области

ФП. Как известно, ФП, происходящие вследствие флуктуаций физического состояния вещества, обусловливают и все изменения физических свойств, происходящие в этой области. Феноменологическая теория размытых ФП [1] основывается на теории гетерофазовых флуктуаций, вводится функция включения фаз L, характеризующая распределение сосуществующих фаз в области ФП и ее производная по температуре dL/dT (температурная скорость ФП). По существу, функцией L можно определить изменение

всех физических параметров системы, происходящих в области ФП.

Одним из характерных материалов, имеющихся ФП является твердый раствор $Cu_{1,95}Ni_{0,05}S$. Анализированы рентгенодифрактометрические и термодинамические параметры материала при ФП. Изучение различных структурных характеристик, взаимодействующих модификаций до ФП и в его процессе даст возможность выявить механизм их превращений.

СИНТЕЗ

Для синтеза $Cu_{1,95}Ni_{0,05}S$ использованы исходные элементы следующей чистоты: Cu – 99·998, Ni – 99·90 и S с марки ОСЧ, кварцевая ампула заполнялась исходными веществами в количествах, необходимых для данного состава. Ампула эвакуировалась до давления 0,193 Pa. Синтез проводился в интервале температур 800-1150°C. Для гомогенизации синтезированный образец в течении 100 часов отжигался при тем-

пературе 800°C. Для получения монокристаллических образцов $Cu_{1,95}Ni_{0,05}S$ была выбрана комбинация методов медленного охлаждения и метода Бриджмена.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Рентгенографические исследования проведены на порошковом дифрактометре типа D8ADVANCE фирмы «Bruker» при режиме трубки 40кВ, 40mA (излучение $CuK\alpha \lambda = 1.5406\text{\AA}$) в интервале температур $300 < T < 1400\text{ K}$ с использованием температурной камеры ТТК 450.

Дифракционные отражения записывались в интервале углов $0^\circ \leq 2\theta \leq 80^\circ$, идентификация данных, полученных при исследовании образцов низкотемпературной модификации, проведена по программе TOPAS. Кристаллографические параметры уточнены по программе EVA. Полученные результаты даны в Таблицах 1-3.

Таблица 1.
Расчет дифрактограммы α -модификации $Cu_{1,95}Ni_{0,05}S$ при $T=300\text{K}$

d, Å	I	hkl	d, Å	I	hkl	d, Å	I	hkl
4.243	6	222	2.659	25	224	1.949	30	116
3.73	20	242	2.609	16	353	1.908	14	662
3.59	16	302	2.555	12	413	1.892	12	216
3.41	6	203	2.524	40	423	1.876	90	2140
3.31	25	180	2.469	45	433	1.797	14	593
3.27	25	420	2.396	85	1 11 1	1.787	14	691
3.18	40	262	2.325	40	174	1.704	35	406
3.15	30	421	2.237	25	205	1.657	12	286
3.051	20	243	2.207	30	225	1.632	10	605
2.942	45	091	2.117	12	444	1.528	25	486
2.873	16	191	2.093	10	194	1.361	10	686
2.755	16	134	2.005	14	345			
2.718	55	044	1.977	100	2 13 1			

Таблица 2Расчет дифрактограммы β-модификации Cu_{1.95}Ni_{0.05}S при T=379K

d, Å	I	hkl	d, Å	I	hkl
3.388	5	002	1.361	2	203
3.055	9	101	1.296	3	210
2.401	88	102	1.281	11	114
1.9805	100	110	1.273	4	211
1.875	98	103	1.143	2	300
1.706	45	200	1.122	3	213
1.689	9	004	1.120	3	006
1.661	10	201	1.082	5	302
1.527	6	202	0.975	2	116
1.509	3	104	0.949	2	222

Таблица 3Расчет дифрактограммы γ-модификации Cu_{1.95}Ni_{0.05}S при T=756K

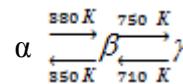
d, Å	I	hkl
3.345	45	111
2.894	18	200
2.048	10	220
1.746	25	311
1.672	100	222
1.1139	35	333

Расчет (Таблицы 1-3) показывает, что α-фаза Cu_{1.95}Ni_{0.05}S при комнатной температуре имеет ромбическую решетку с параметрами $a=26.50$; $b=15.39$; $c=13.85$ Å и пространственной группы (пр.гр.) Abm2. Она при температуре T=379±2K превращается в гексагональную β-фазу с параметрами $a=3.96$, $c=6.78$ Å, пр.гр.P6₃/mmc, а при 750±2K еще раз переходит в гексагональную γ-фазу с модификацией периодом $a=5.788$ Å и пр.гр. кубическую Fm $\bar{3}$ m.

При охлаждении образца до температуры T=750K число дифракционных отражений от γ-фазы остается неизменным. При температуре T=730K образец становится двухфазным:~60% кубическим, ~30% гексагональным. Только при температуре T=710K происходит полное γ→β превращение. При

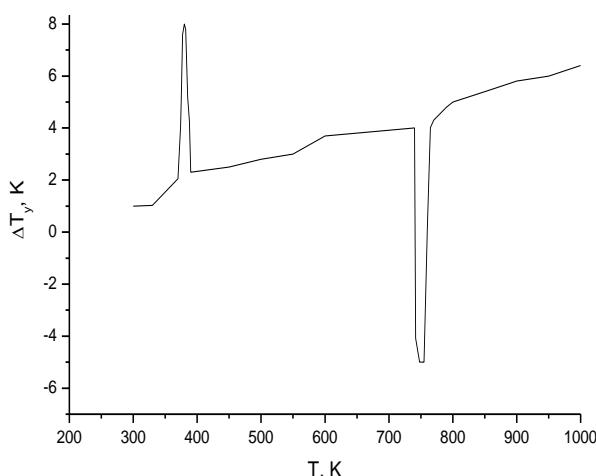
дальнейшем понижении температуры β-фаза до T=450K переходит в гексагональную модификацию и в интервале температур 440÷460K одновременно существуют две фазы:~79% гексагональная и ~20% ромбическая. Только при T=350K все дифракционные отражения ромбической α-модификации полностью восстанавливаются.

Итак, рентгенографическим методом выявлено, что в образце Cu_{1.95}Ni_{0.05}S ФП носят энантиотропный характер в интервале температур 300÷1400K и происходят по следующей схеме:



В исследуемом образце для выявления корреляции между рентгеноструктурными данными и тепловыми процессами проведены также аналогичные исследования методом ДТА. на приборе Perkin Elmer Sinintlta-neons Thermal Analgiyzer, STA 600 (США). Образец нагревался со скоростью 5°C/мин. В качестве рабочего газа взят азотный газ и его скорость составляла 20 мл/мин.

На основе ДТА выявлено, что в образце Cu_{1.95}Ni_{0.05}S при интервале температур 370÷390K происходит поглощение, а при 740÷775K выделение тепла (Рис.1).


Рис.1

Температурная зависимость ΔT_y в
 $Cu_{1,95}Ni_{0,05}S$.

МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ В ОБЛАСТИ ФП

В последние 50 лет сильно развивалась теория физики размытых фазовых переходов [1-3]. В этих работах анализируется существование каждой из фаз в области фазового перехода. Для выявления закономерности распределения массы в зависимости от температуры была использована функция включения $L(T)$ из теории размытых ФП конденсированных сред. Обозначив термодинамические потенциалы для α - и β -фаз через Φ_α и Φ_β , для области сосуществования фаз напишем

$$\Phi(T) = \Phi_\alpha(T) - \Delta\Phi(T)L(T), \quad (1)$$

здесь $\Delta\Phi(T) = \Phi_\beta(T) - \Phi_\alpha(T)$.

Согласно теории размытых фазовых переходов (РФП), для функции включения имеет выражение[3]

$$L(T) = \left\{ 1 + \exp[a_0(T - T_0)] \right\}^{-1}, \quad (2)$$

где постоянная a_0 , характеризующая степень размытия ФП, зависит от объема воз-

можных фазовых флуктуаций, энергии и температуры ФП. Если учесть закон распределения масс от зависимости температуры в области ФП, тогда функция включения имеет вид

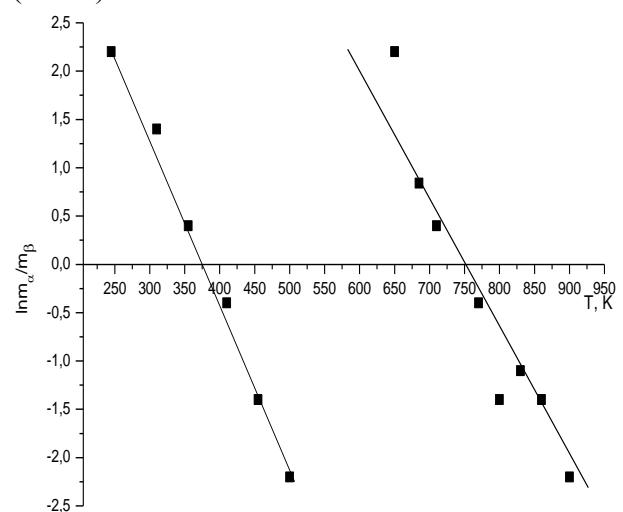
$$L(T) = \frac{m_\beta(T)}{m_\alpha(T) + m_\beta(T)} = \left[1 + \frac{m_\alpha}{m_\beta}(T) \right]^{-1}, \quad (3)$$

где m_α и m_β массы, α – и β – фазы.

Из температурной зависимости $\ln(m_\alpha/m_\beta(T))$ можно определить температуру T_0 , где массы обоих фаз количественно равны. Из формулы (2) и (3) получим

$$a_0 = \frac{1}{T_0 - T} \ln \left(\frac{m_\alpha}{m_\beta} \right), \quad (4)$$

Если a_0 – некоторая постоянная, то множитель $\ln \left(\frac{m_\alpha}{m_\beta} \right)$ должен быть линейной функцией температурной разности $T_0 - T$ (Рис.2).


Рис.2
Температурные зависимости распределения масс
 $\ln m_\alpha/m_\beta$ в $Cu_{1,95}Ni_{0,05}S$.

Авторы [4] делали попытки определения этой функции на основе рентгеноструктурного анализа твердого тела. Они предпо-

лагали, что в узкой области сосуществования фаз температурное изменение интенсивностей рентгеновских отражений обусловлено количественным изменением фаз. Подобно к этому L(T) также можно определить по данным ΔT_y(T).

Для этого необходимо в области перехода добиться линейного изменения

$$\ln\left(\frac{m_\alpha}{m_\beta}\right)$$
 от температуры. Тогда от начала

перехода до конца интервал температур ΔT можно разбить на равные промежутки и соответствующие значения исследуемых эффектов отнести к предполагаемых фазам, например:

$$\Delta T_y = \Delta T_{y,\alpha} \left(1 - \frac{m_\beta}{m_\alpha}\right) + \Delta T_{y,\beta} \left(\frac{m_\beta}{m_\alpha}\right).$$

На Рис.2 представлены температурные зависимости $\ln y(T) \left(y = \frac{m_\beta}{m_\alpha} \right)$, где соответствующие массы определены из данных

$$\Delta T_y \propto \left(\frac{m_\beta}{m_\alpha}\right) \left(m_\alpha \sim \Delta T_{y,\alpha}; m_\beta \sim \Delta T_{y,\beta}\right).$$

По точке пересечения прямой с осью абсцисс определены условные температуры T₀ обнаруженных ФП, где обе массы равны. Прямые на этой зависимости описываются выражением $y = \exp[-a_0(T - T_0)]$, где значения a₀, определенные из наклона прямых, являются температурной постоянной перехода. Во всех координатах прямые охватывают почти весь интервал ФП, что указывает на справедливость использованной методики определения закона распределения массы от зависимости температуры, как $m_\beta/m_\alpha(T)$.

По данным a₀ и T₀ по формуле (2) определены функции включения L(T) и ее производные по температуре dL/dT.

$$\frac{dL}{dT} = \frac{a_0}{2} \frac{1}{1 + ch[a_0(T - T_0)]}, \quad (5)$$

выражающие температурные скорости фазового перехода. С помощью функции включения можно определить характер поведения и величину скачка различных термодинамических величин в области ФП.

Согласно теории гетерофазовых флуктуаций [1-2] постоянная a₀ также определяется как, $a_0 = V_{ph,0} Q k^{-1} T_0^{-2}$, где V_{ph,0} – объем фазовой флуктуации Q – количество выделения (или поглощения) тепла. Здесь величину V_{ph,0} можно рассматривать как минимальный объем, в котором происходит четкий ФП, или как объем частицы новой фазы внутри старой. Температурную зависимость V_{ph}(T) можно определить по формуле [5]

$$V_{ph}(T) = \frac{k T_0^2 a_0}{Q} \frac{a_0}{2} \frac{1}{1 + ch[-a_0(T - T_0)]}, \quad (6)$$

Один из важных термодинамических параметров, характеризующих ФП, энтропия превращения и удельная теплоемкость в условной точке T₀ могут быть определены из соотношения [6].

$$S = -\frac{\partial \Phi}{\partial T} = S_1 + \Delta S L, \quad (7)$$

$$C_p = T \frac{\partial S}{\partial T} = C_{p1} + \Delta C_p L + T \Delta S \frac{dL}{dT}, \quad (8)$$

где S₁ и C_{p1} – энтропии и удельная теплоемкость до начала ФП, ΔS – энтропия превращения. Здесь ΔC_p вычисляется по данным Q, ΔT, m (ΔC_p = Q / mΔT₁), где для поглощения ΔT₁ = T_{кон} – (T_{нач} + vt), а для выделения тепла ΔT₁ = T_{кон} – (T_{нач} – vt), v – скорость нагревания (или охлаждения), t – время превращения. Изменение энтропии в области ФП может быть определено из соотношения ΔS = ΔH / T₀. Изменение энталь-

пии ΔH при ФП приравнивается к количеству тепла на один моль, вычисленному на основе ДТА в единицах кал/г (см. табл.4).

Известно, что температурная зависимость удельной теплоемкости в области ФП определяется по формуле [5],

$$C_p = C_{p_1} + \frac{a_0 Q}{2m} \frac{1}{1 + ch[a_0(T - T_0)]} \quad (9)$$

Идентичный расчет также проведен для $\beta \rightarrow \gamma$ перехода. Полученные данные представлены на Рис. 2-4 и в Таблице 4.

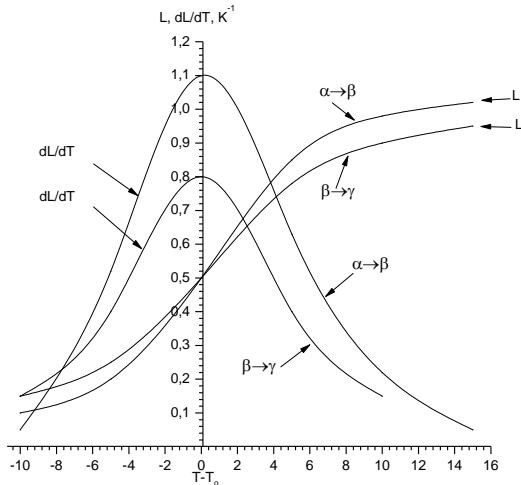


Рис.3
Температурные зависимости функции включения L и ее производной dL/dT в

Таблица 4.

Термодинамические параметры $Cu_{1.95}Ni_{0.05}S$ в области фазовых переходов.

Переход	T_0 , К	a_0 , K^{-1}	Q , cal/g	V_{ph} , sm^3	ΔH , cal/mol	E_a , eV	B , eV	ΔS , $cal/mol \cdot K$	C_p , $cal/mol \cdot K$
$\alpha \rightarrow \beta$	380	0,44	34,8	4,6	764	0,18	-0,10	2,01	100,1
$\beta \rightarrow \gamma$	750	0,32	6,0	2,4	958	0,14	-0,06	1,28	92,6

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ

Известно, что структуры могут переходить одна в другую двумя способами. Если эти фазы обладают низкими симметриями и химическими связями, то переход должен происходить почти без искажения симметрии кристалла [7], при которой изменение внутренней энергии должно удовлетворять условию $\Delta S / R > \ln 2$ (R-универсальная газовой постоянной) [6]. Такие переходы принято называть ФП реконструктивного типа.

Как показано в Таблицах 1-3, в $Cu_{1.95}Ni_{0.05}S$ симметрии, обнаруженные в каждой фазе, сильно отличаются друг от друга. По длине химической связи $CuX(S,Se,Te)$ [8] $\alpha \rightarrow \beta \rightarrow \gamma$ переходы преимущественно изменяются следующим образом: ковалентная → ковалентно-ионная → ионная. Следовательно, в образце $Cu_{1.95}Ni_{0.05}S$ симметрия и

химические связи для каждого трех фаз сильно отличаются, и эти переходы удовлетворяют условию $\Delta S / R > \ln 2$ (Таблица 4), так как эти переходы относятся к переходам реконструктивного типа.

Из Таблицы 4 видно, что в $Cu_{1.95}Ni_{0.05}S$ изменение термодинамических параметров $\alpha \rightarrow \beta$ перехода намного меньше, чем при переходе $\beta \rightarrow \gamma$.

Это означает, что объем или же плотность кристалла в α - и β - фазах относительно ближе, чем в β - и γ - фазах. Поэтому при $\alpha \rightarrow \beta$ переходе поглощается меньше тепла, чем выделяется при $\beta \rightarrow \gamma$. Это свидетельствует о том, что внутренняя энергия, заключенная в структуре между атомами в решетках, затраченная на построение симметрии при переходах $\alpha \rightarrow \beta \rightarrow \gamma$, увеличивается.

Из перечисленных факторов вытекает,

что в $Cu_{1.95}Ni_{0.05}S$ без разрыва существующих связей и симметрии не могут происходить переходы $\alpha \rightarrow \beta \rightarrow \gamma$. Данный факт так же проявляется себя при изменении dL/dT , так как для обоих переходов он меньше единицы. Как известно [7], температурная скорость зависит от энергии активации (E_a) ФП, где она определялась непосредственно из ДТА исследуемого вещества по формуле $E_a = RT_{\text{нач}}^2/vt$, которая необходимо, для того чтобы переход стал разрешенным или неразрешенным [7]. Само разрешение перехода зависит от значения B (высоты энергетического барьера) [7]. Если $B > E_a$ переход неразрешен, а в случае $B < E_a$ переход становится разрешенным. В случае $Cu_{1.95}Ni_{0.05}S$ B можно оценить следующим образом, так как для обоих фаз удовлетворяется отношение $N_\alpha \propto \Delta H_\alpha$, $N'_\alpha H_{\alpha \rightarrow \beta}$, где N_α - концентрация атомов в α -фазе, N'_α - концентрация атомов, имеющих энергию, достаточную для преодоления энергетического барьера B , следовательно $N'_\alpha = N_\alpha \exp(-B/kT)$. Учтя выше предположение получим отношение $N_\alpha/N'_\alpha H_\alpha H_{\alpha \rightarrow \beta}$. Тогда можно определить B , т.е.

$$B = kT \ln \frac{\Delta H_{\alpha,\beta}}{\Delta H_\alpha}, \text{ что значение } \Delta H_\alpha \text{ до ФП}$$

взято из [9] (где $\Delta H_\alpha = 17.2 \text{ ккал/моль}$ и $S_\alpha = 25.5 \text{ кал/моль}\cdot\text{К}$). Подобные расчеты приведены для и $\beta \rightarrow \gamma$ перехода. Полученные значения для B дано в Таблице 4. Как видно из Таблицы 4 для обоих ФП B , т.е. оба перехода являются разрешенными.

Можно предположить, что энергия B также является причиной образования несоразмерной фазы. По данным рентгеноструктурного анализа видно, что при цикле $\alpha \leftrightarrow \beta \leftrightarrow \gamma$ возникает температурный гистерезис. Обычно температурный гистерезис связан с наличием несоразмерной новой фазы в старой фазе [10]. Роль несоразмерности при переходах связана с возможностью закрепления волны пространственной модуляции несоразмерной фазы на неоднородностях кристалла, хотя определенной вклад в закрепление вносит и дискретность решетки

[11]. Это приводит к размытию ФП, которое обусловливается запаздыванием превращения выше приведенной структуры и ее свойств в несоразмерной фазе с изменением температуры. Как видно из Таблицы 1-3, отношения постоянных структуры, в α - и β -фазе (также β - и γ -фазе) являются иррациональными. Эта дает основания сказать, что переход сопровождается последовательной сменой структур проходящих через промежуточную β -фазу являющую несоразмерной структурой по отношению к структуре α - и γ -фазы.

Одним из ключевых вопросов физики фазовых превращений является флуктуации физического состояния, возникающей при ФП. Считаем, что проведение расчетов объема флуктуации и ее распределение в области ФП могут быть полезными для исследования ФП в $Cu_{1.95}Ni_{0.05}S$. С этой точки зрения нами были построены температурные зависимости V_{ph} для переходов $\alpha \rightarrow \beta$ и $\beta \rightarrow \gamma$ (Рис.4).

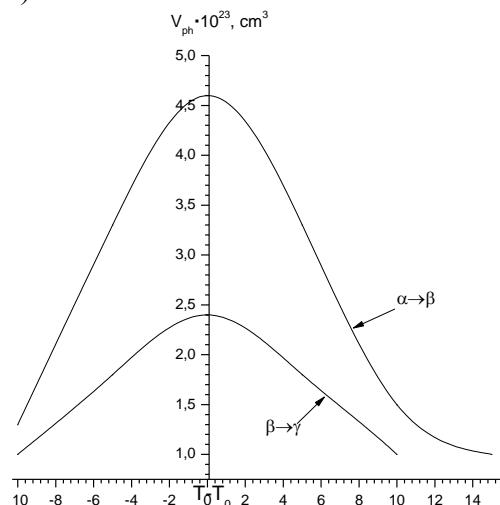


Рис.4
Температурные зависимости объема флюктуации V_{ph} в $Cu_{1.95}Ni_{0.05}S$

Как видно для обоих переходов объем флюктуации достигает максимума в точке T_0 и асимптотично убывает по мере удаления T от T_0 . В качестве источников, вызывающих флюктуации в кристалле $Cu_{1.95}Ni_{0.05}S$ явля-

ется температурные неоднородности. Из зависимости $V_{ph}(T)$ видно, что минимальный объем зародыша, играющего роль неоднородности, α -фазы внутри β -фазы больше, чем β -фазы внутри γ -фазы. Следует отметить, что изменения внутренней энергии кристалла по мере включения зародышей α -фазы в β -фазу и β -фазы в γ -фазу приводят к температурной неоднородности, так как причина неоднородности является поликристалличности кристалла. А причина поликристалличности является сильным отличием структур в α -, β - и γ -фазе, так как при наличии α -фаз в β -фазе и β -фаз в γ -фазе возникает поликристалличность в $Cu_{1,95}Ni_{0,05}S$.

Другой важной термодинамический параметр, характеризующий тепловой эффект, это удельная теплоемкость материала. Из Таблицы 4 видно, что значения Q , ΔS и ΔH в точке T_0 сильно отличаются от нуля, что указывает на их принадлежность к ФП I рода. При ФП I рода температурная зависимость удельной теплоемкости должно изменяться скачкообразно. Как видно из Рис.5 $C_p(T)$ качественно напоминает зависимость $\Delta Ty(T)$ (Рис.1). В области $\alpha \rightarrow \beta$ и $\beta \rightarrow \gamma$ переходов $C_p(T)$ проходит через пороговый максимум (Рис.5).

Причину этого можно объяснить следующим образом: как видно из Таблицы 4 в обоих ФП при точке T_0 объем фазовой флуктуации в $Cu_{1,95}Ni_{0,05}S$ получает оценку в порядке объема элементарной ячейки, примерно 10^{-20} см^3 . Эта позволяет сделать предположение, что в начале температур перехода переход происходит в одной элементарной ячейке кристалла. За счет изменения тепловых колебаний угла связей, приводящих к образованию локальной тепловой энергии, происходит изменение этой энергии с температурой. С ростом температуры число таких обращенных областей быстро возрастает, и каждое локальное обращение облегчает обращение соседних участков. При достижении температуры T_0 все углы кристалла должны колебаться с равными

амплитудами (идет синхронизация колебаний узлов), благодаря чему передачи энергии от одной стороны к другой не происходит. В итоге при $T=T_0$ $Cp(T)$ должен иметь разрыв, т.е. на зависимости $Cp(T)$ в точке T_0 должна появляться сингулярность. Однако на эксперименте $Cp(T)$ доходит до конечного значения. Причиной этого является флюктуации, образовывающиеся в следующих случаях: 1) образование зародышей новой фазы в старой фазе; 2) образование микроструктуры высокотемпературной β - и γ -фазы при $\alpha \rightarrow \beta$ и $\beta \rightarrow \gamma$ переходах; 3) образование неоднородностей кристалла и т.д. Каждый из перечисленных факторов может являться причиной тепловых флюктуаций, которые приводят к конечному значению $Cp(T)$ при T_0 . А при $T > T_0$ начинается обратный процесс, который приводит к уменьшению $Cp(T)$. Подобные анализы проведены в работе [2], где автор показал, что величина температурной флюктуации в областях ФП определяются радиусом корреляции.

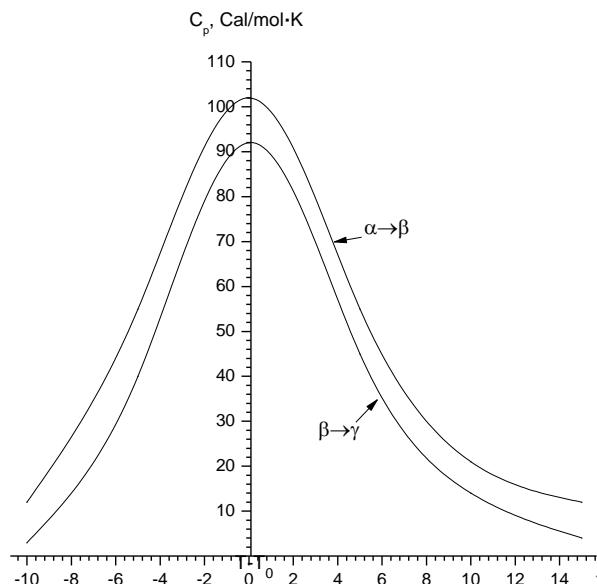
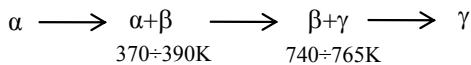


Рис 5.
Температурные зависимости удельной теплоемкости C_p в $Cu_{1,95}Ni_{0,05}S$.

Эти данные позволяют заключить, что экстремумы на $\Delta Ty(T)$ полностью напоминают аналогичную зависимость $C_p(T)$. Из данных $\Delta Ty(T)$ и $C_p(T)$ также следует, что в $Cu_{1.95}Ni_{0.05}S$ $\alpha \rightarrow \gamma$ ФП сопровождается с ФП $\alpha \rightarrow \beta$ и $\beta \rightarrow \gamma$ и оно происходит по схеме:



Температуры ФП T_0 , определяющиеся из данных рентгеноструктурного анализа, чуть смещены в область низких температур по сравнению с данными, определяющими-ся по $\Delta Ty(T)$. Причиной этого могут быть тепловые флуктуации.

Интересные результаты, имеющие ана-логию с нашими данными, получены в [12], где на основе калориметрических исследований $Cu_{2-x}Se$ установлено, что в стехиометрическом Cu_2Se ФП при 414К имеет резкий переход $\alpha \rightarrow \alpha+\beta \rightarrow \beta$, близкий по характеру к изотермическому ФП (1 рода). По мере воз-растания x пики $\alpha \rightarrow \beta$ ФП размываются, температура перехода уменьшается до 291К (при $x=0.3$). Начиная с $x=0.17\text{--}0.3$ на кривых дифференциального сканирующего калори-метра (ДСК) кроме тепловых эффектов эв-тектоидного превращения наблюдается и эндотермический эффект (при 189К), кото-рый при увеличении скорости охлаждения v_{ox} до 5К/мин возрастает по абсолютной величине и смещается в сторону высоких тем-ператур (257К), т.е. происходит почти перед $\alpha \rightarrow \beta$ переходом, а при уменьшении v_{ox} до 0.2К/мин вовсе исчезает. Эти переходы ав-торы связывают с неполным происхождени-ем эвтектоидного превращения. Резюмируя полученные результаты, авторы заключают, что переход в состояние суперионной проводимости (СИП) в $Cu_{2-x}Se$ является слож-ным превращением эвтектического типа. Появления СИП в β -фазе обусловлено разу-порядочением катионной подрешетки со-

единения. Теоретически показано [13], что в суперионном состоянии, когда катионная решетка полностью разупорядочена, ча-стичное упорядочение может предшество-вать ФП переходу.

Известно, что все соединения типа $CuX(S,Se,Te)$ и твердые растворы, получен-ные на их основе, такие как $Cu_{1-x}Ni_xX$, отно-сятся к числу СИП[8] и, в частности, в $Cu_{0.95}Ni_{0.05}S$. Межузельные ионы Cu обла-дают большой подвижностью, и они могут упорядочиваться до температуры ФП, при-чем небольшой избыток Cu ускоряет этот процесс.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Весь комплекс экспериментальных ис-следований $Cu_{1.95}Ni_{0.05}S$ позволяет сделать вывод, что переход $\alpha \rightarrow \gamma$ сопровождается последовательной сменой структур, прохо-дящих через промежуточную β -фазу, где β -фаза является несоразмерной по отноше-нию α - и γ -фазам. Считаем, что в целом, определение распределения отношения мас-сы обоих структур и минимального объема флюктуации в ФП и их температурных зави-симостей в области каждого обнаруженного ФП могут дать полезные сведения для ис-следования ФП в $Cu_{2-x}Ni_xS$. По мере отда-ления от ФП в кристалле $Cu_{1.95}Ni_{0.05}S$ в каче-стве источников, вызывающих флюктуацию состояния фаз в области их сосущество-вания, являются температурные неоднородно-сти, образующиеся с изменением внутрен-ней энергии кристалла, а также неоднород-ности, обусловленные сильно отличающи-мыми структурами α -, β - и γ - фаз и появл-ение в связи с этим поликристалличности в низкотемпературной области $Cu_{1.95}Ni_{0.05}S$ в ее новых фазах.

1. Б.Н.Ролов. *Размытые фазовые переходы*, Рига, (1972) 319.
2. Б.Н.Ролов. *Физические свойства размытых фазовых переходов*, Рига, (1974) 175.
3. Б.Н.Ролов. *Физика размытых фазовых переходов в халькогенидах серебра*. Изв. АН Латвийские ССР, Сер.физ. и техн. наук, 4 (1983) 33-36.
4. К.П.Мамедов, М.Ф.Гаджиев, З.Д.Нуриева. Рентгенодифрактометрическое определение функции включения ДАН СССР, **231** (1976) 94-96.
5. С.А.Алиев, Ф.Ф.Алиев. Влияние флуктуаций на электронные и фанонные процессы и термодинамические параметры Ag_2Te и Ag_2Se в области фазового перехода, *ФТП*, **42** (2008) 404-409.
6. Ф.Ф.Алиев, М.Б.Джафаров, А.А.Саддинова. О механизме фазового превращения в Ag_2Se , *ФТТ*, **52** (2010) 2019-2022.
7. М.Дж. Бюргер. *Фазовые переходы, Кристалл*, **16** (1971) 1084-1096.
8. A.F.Wells. *Structural inorganic chemistry*, Oxford University Press, (1986) 564.
9. Н.А.Алиева, К.А.Аскерова, С.Д.Багирова, И.Я.Алиев, З.И.Сулейманов, Ф.М.Мустафаев, А.С.Аббасов. Исследование термодинамических свойств халькогенидов меди, *ДАН Азербайджана*, **4** 3-4 (1999) 92-93.
10. P.Bak. Commensurate phases, incommensurate phases and the devil's staircase. *Rep. Prog. Phys.*, **45** (1982) 587-595.
11. J.P.Jamet. Defect-density waves and memory effects in modulated systems, *Phase Trans.*, **11** (1988) 335-371.
12. Н.Х.Абрикосов, В.Ф.Банкина, М.А.Коржуев, Г.К.Доменский, О.А.Теплов. Калориметрические исследования суперионного перехода в $Cu_{2-x}Se$, *ФТТ*, **25** (1983) 2911-2924.
13. Ю.Я.Гуревич, Г.В.Резник, Ю.И.Харкац. К теории структурных переходов в суперионных кристаллах, *ФТТ*, **20** (1978) 1661-1667.

Cu_{1.95}Ni_{0.05}S KRİSTALIN FAZA KEÇİDLƏRİNDE TERMODİNAMİK PARAMETRLƏRİN DƏYİŞMƏSİ

F.F.ƏLİYEV, A.H.RZAYEVA, M.N.MİRZƏYEV, Q.M.DƏMIROV

$Cu_{1.95}Ni_{0.05}S$ kristalında faza keçidlərində (FK) diferensial termik analizin (DTA) nəticələri təhlil olunmuşdur. Onların əsasında müəyyən olunmuşdur ki, $Cu_{1.95}Ni_{0.05}S$ kristalında aşağı temperaturlu rombik α -faza 370÷390K intervalında heqsaqonal β -fazaya keçir və yenidən 740÷765K kubik γ -fazaya keçir və sxematik olaraq belə təsvir olunur:



Diferensial termik analizin temperatur asılılığı əsasında müəyyən olunmuşdur ki, $\alpha \rightarrow \beta$ keçidi istiliyin udulması, $\beta \rightarrow \gamma$ keçidi isə istiliyin ayrılması ilə müşahidə olunur. Keçidlər $\sim 10^{-20}$ cm³ minimal fluktuasiya həcmində 0.11 və 0.08 K⁻¹ baş verir. Göstərilmişdir ki, $\alpha \rightarrow \gamma$ keçidi hər iki α - və γ -fazaları ilə qeyri-mütənasib olan β -fazasının əvəz olunmuş strukturu ilə həyata keçirilir.

CHANGE THERMODYNAMIC PARAMETERS IN Cu_{1.95}Ni_{0.05}S AT PHASE TRANSITIONS

F.F.ƏLİYEV, A.H.RZAYEVA, M.N.MİRZƏYEV, G.M.DƏMIROV

X-ray difractometric and differential thermal (DTA) data in phase transitions region in $Cu_{1.95}Ni_{0.05}S$ have been analysed. On their based on DTA, it has been revealed that in $Cu_{1.95}Ni_{0.05}S$ the low temperature rhombic α -phase in the temperature range 370÷390K transfers into the hexagonal β phase and further in the temperature range 740÷765K it transfers into the cubic γ -phase with the scheme:



It has been established that $\alpha \rightarrow \beta$ transition has been accompanied by absorption whereas $\beta \rightarrow \gamma$ transition is by heat exudation. It has been revealed that both transitions are allowed and relate to the reconstructive type, and take place in the fluctuation volume $\sim 10^{-20}$ cm³ with temperature rates 0.11 and 0.08K⁻¹. It has shown that $\alpha \rightarrow \gamma$ transition is accompanied by the sequent change in structures passing through the intermediate β -phase which was disproportionate to α -and γ -phases.

Редактор: акад. Дж.Абдинов

УДК:621.315.592

ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ GaP ОБЛУЧЕННЫХ БЫСТРЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

М.И.АЛИЕВ, Ш.Ш.РАШИДОВА, С.М.РЗАЕВА, И.М.АЛИЕВ, М.А.ГУСЕЙНЛИ*

*Институт Физики НАН Азербайджана
AZ 1143, Баку, пр. Г. Джавида 131.
Академия государственного управления при
Президенте Азербайджанской республики*
AZ 1001, Баку, ул. М. Лермонтова, 74.
sh.sh.rashidova@gmail.com*

Получена: 10.06.2016

Принята к печати: 26.09.2016

Ключевые слова: монокристалл, фосфид галлия, экситон, антиструктурные дефекты.

РЕФЕРАТ

Исследованы спектры пропускания, отражения и поглощения монокристаллов GaP, необлученных и облученных быстрыми электронами дозой $\Phi=10^{16}$ Эл/см² и энергией E=6МэВ при комнатной температуре. Обнаружено, что после облучения плазменный минимум смещается в длинноволновую сторону на 0,3эВ и абсолютный максимум экситонного отражения уменьшается на ~10%.

ВВЕДЕНИЕ

Фосфид галлия – широкозонный полупроводник, на базе которого получают источники видимого света. На пути повышения квантового выхода диодов GaP лежит проблемы снижения концентрации безызлучательных уровней в кристалле, решение которой невозможно без накопления информации о свойствах структуры. Пучки ускоренных частиц – удобный инструмент для их контролируемого введения, изменения вида и концентрации. С помощью проникающего излучения можно корректировать и унифицировать характеристики приборов [1].

Исследование оптических свойств экситонных спектров в полупроводниках дает важную информацию о взаимодействии экситона с поверхностью и приповерхностной областью кристалла [2]. Особенно информативными являются контуры экситонного отражения света (КЭОС), которые зависят от геометрии и обработки поверхности, состава приповерхностного слоя.

С помощью проникающего излучения можно корректировать и унифицировать характеристики приборов [1].

Цель данной работы – изучение влияние облучения быстрыми электронами на оптические свойства монокристалла GaP, в частности, на плазменный минимум и экситонное отражение.

ЭКСПЕРИМЕНТ И ОБСУЖДЕНИЕ

В настоящей работе исследованы монокристаллы GaP до и после облучения быстрыми электронами дозой $\Phi=10^{16}$ Эл/см² и энергией 6МэВ при 300К. Спектры пропускания и поглощения регистрировались на спектрофотометрах “Specord 75-IR” и “Specord M-40” в интервале длин волн (0,2÷25мкм) при комнатной температуре.

Образцы были выращены методом Чохральского и изготовлены в виде пластинки размером 20x12мм², толщиной 0,01см и полировались с обоих сторон и были обработаны этиловым спиртом.

На спектре пропускания образца GaP (Рис.1) обнаружена очень интенсивная линия

A(2,3эВ) в области E(непрямые), а также сложная структура, т.е. система максимумов 3,65эВ; 4,5эВ; 5,1эВ и минимумов в области прямых и междузонных переходов при энергиях 4,1эВ; 4,65эВ; 5,25эВ. Наблюданная линия A связанных экситона при 2,3эВ соответствует литературным данным

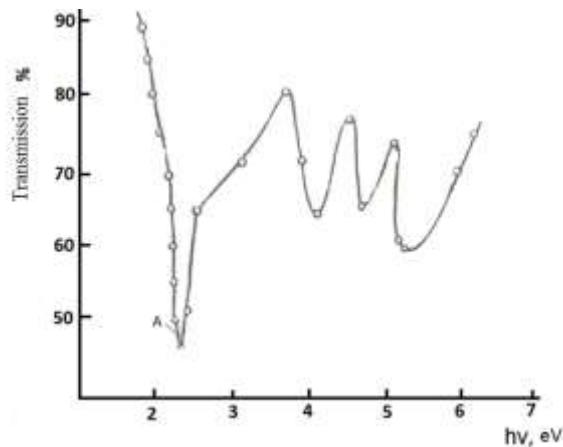


Рис.1

Спектр пропускания в области (1÷6)эВ кристалла GaP.

Как известно, при облучении кристаллов A^3B^5 происходит изменение концентрации носителей заряда. Изменение концентрации свободных носителей заряда (например, электронов) в полупроводнике при его облучении дозой Φ описывается соотношением [4]

$$N = N_0 \pm \Phi K \{1 + \lambda \exp[(E - E_F)/kT]\}^{-1}, \quad (1)$$

где N_0 , N – концентрации электронов до и после облучения, соответственно, K – скорость введения радиационных дефектов, E_F – положение уровня Ферми, E – положение энергетического уровня радиационного дефекта, λ – фактор вырождения, k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура.

На Рис.2 и в Таблице 1 приведен спектр отражения в области (1,5÷2,3)эВ в кристаллах GaP, необлученных и облученных быстрыми электронами, полученный методом, изложенным в монографии [5]. Как видно из Рис.2 в области 2,2эВ (Рис. Кр. 2) обнаружен максимум отражения, что соответствует линии A связанных экситона при 2,2эВ в соответствие

литературными данными [6]. С облучением значение максимума уменьшается, что связано с образованием радиационных дефектов.

Наблюдаемые максимумы при энергиях 2,12 и 1,62 (Рис. 2 кривая 1 и 2) после облучения свидетельствуют об образование радиационных дефектов. Максимум при энергии 2,13эВ соответствует результатам [7]. Внешнее воздействие приводит к сдвигу энергий валентных зон и зон проводимости и понижает кристаллическую симметрию и, как следствие, расщепляет вырожденные зоны тяжелых и легких дырок точке Г, соответствующую центру зоны Бриллюэна (точка Г). Уровень с энергией 1,63эВ соответствует антиструктурному дефекту $[P_{Ga}GaP]$, предсказанному ранее Ван-Вехтеном [6].

Как видно из Рис. 2, имеет место сдвиг плазменного минимума с облучением в длинноволновую сторону.

Известно, что в легированных полупроводниках эффективная масса и положение минимума в спектрах отражения связаны соотношением [8]

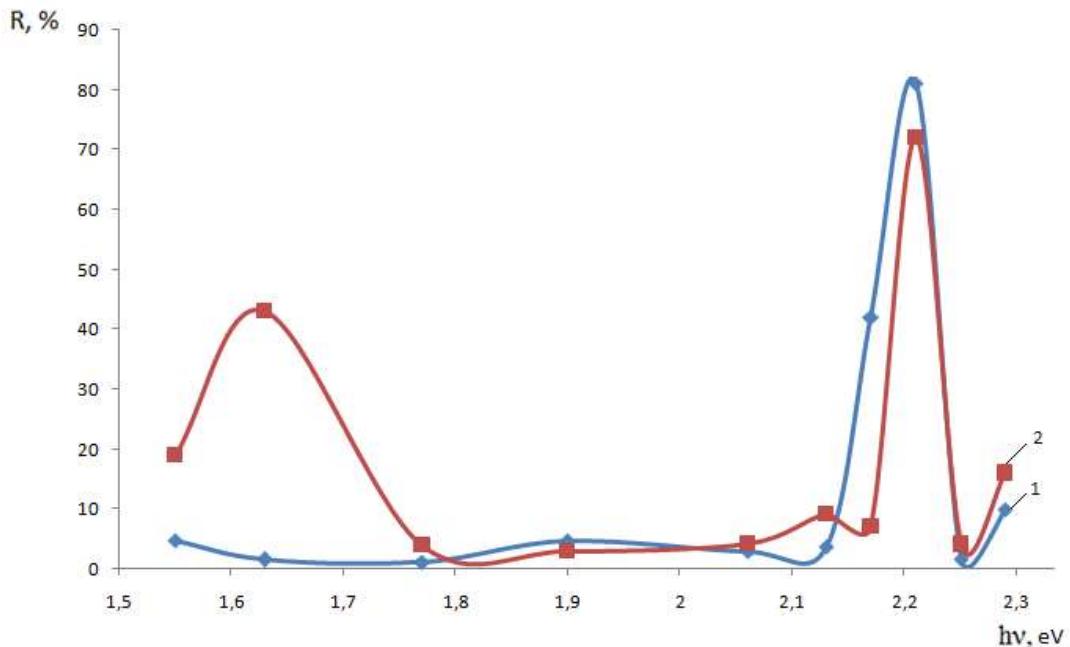
$$\frac{m}{m_o} = \frac{eN\lambda_{min}^2}{\pi c^2 m_o (\varepsilon_o - 1)}, \quad (2)$$

где N – концентрация носителей заряда, λ_{min} – длина волны, соответствующая плазменному минимуму, e – заряд электрона, c – скорость света, ε_0 – диэлектрическая постоянная, m_0 – масса свободного электрона.

Было получено, что $m_o^*/m^* = 0,8$, т.е. облучение приводит к уменьшению эффективной массы. Быстродействие интегральных микросхем зависит от скорости носителей, и, таким образом, малая эффективная масса – одна из причин того, что GaP и другие полупроводники группы $A^{III}B^V$ используются вместо кремния в приложениях, где требуется широкая полоса пропускания. Ширина полосы пропускания – полоса частот, в пределах которой неравномерность частотной характеристики не превышает заданной. В радиосвязи и устройствах передачи информации расширение полосы пропускания позволяет передать большее количество информации.

Таблица 1.
Отражение, пропускание и коэффициент поглощения для образца GaP

λ , мкм	$h\nu_{\text{в}}$	T, %	$T_{\text{об}}$, %	α , см ⁻¹	$\alpha_{\text{об}}$, см ⁻¹	R, %	$R_{\text{об.}}$, %
0,8	1,55	11	7,8	230	290	4,7	19
0,76	1,63	10,9	8,5	220	255	1,5	43
0,70	1,77	10,8	8,9	225	245	1,2	4
0,65	1,9	9,9	7,9	230	252	4,7	3
0,58	2,06	8,9	6,8	240	260	3	4,3
0,57	2,13	8,2	6	250	262	3,8	9,2
0,56	2,17	7,9	5	325	285	42	7
0,55	2,21	6	5,5	400	400	81	73,3
0,54	2,25	4	4	325	330	1,6	4,1
0,53	2,29	2	2	400	420	10	16

**Рис.2**

Спектр отражения кристалла GaP в области (1,5÷2,3)эВ до (кр.1) и после (кр.2) облучения быстрыми электронами.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, показано, что в облученных образцах GaP в плазменный минимум смещается в длинноволновую сторону на 0,3 эВ; в результате непрямых переходов на экситонный уро-

вень абсолютный максимум экситонного отражения уменьшается приблизительно на 10%, приводя к увеличению поглощения; вследствие уменьшения концентрации свободных носителей заряда эффективная масса в области плазменного минимума уменьшается.

1. О.В.Конорева, Е.В.Малый, И.В.Петренко, М.Б.Пинковская, В.П.Тартачник. *Особенности электрофизических характеристик исходных и облученных светодиодов GaP.* 11-я Международная конференция «Взаимодействие излучений с твердым телом», Минск, Беларусь, 23-25 сентября (2015) 113-115.
2. А.С.Батырев, В.В.Джамбитов, А.ЕЧередниченко. *Особенности контуров экситонного отражения света кристаллов GaAs,* ФТТ, **39** (1997) 610-612.
3. В.В.Соболев. *Оптические фундаментальные спектры соединений группы A³B⁵,* Кишенов «Штиинца», (1975) 67.
4. В.А.Козлов, В.В.Козловский. *Легирование полупроводников радиационными дефектами при облучении протонами и а- частицами,* ФТП, **35** (2001) 769-795.
5. Ю.И.Уханов. *Оптические свойства полупроводников, М, Наука.* (1977) 366.
6. А.Н.Георгобиани, И.М.Тигиняну. *Антиструктурные дефекты в соединениях A³B⁵,* ФТП, **22** (1988) 3-15.
7. Я.И.Виклюк, В.Г.Дейбук, С.В.Золотарев. *Оптические свойства неупорядоченных объемных и эпитаксиальных полупроводниковых сплавов Ga_xIn_{1-x}P,* ФТП, **36** вып.7 (2002) 925-930.
8. F.Estman. *Amitabh Chandra and Lester, A study of alloy scattering in Ga_{1-x}Al_xAs,* J. Appl., **51** (1980) 2669 – 2677.

SÜRƏTLİ ELEKTRONLARLA ŞÜALANDIRILMIŞ GaP MONOKRİSTALLARININ FİZİKİ XASSƏLƏRİ

M.İ.ƏLİYEV, Ş.Ş.RƏŞİDOVA, S.M.RZAYEVA, İ.M.ƏLİYEV, M.A.HÜSEYNLİ

GaP monokristallarının buraxma, ərsolma və udulma spektrləri şüalanmadan əvvəl və dozasi $\Phi=10^{16}$ el/sm², enerjisi 6 MeV olan sürəti elektronlarla şüalanmadan sonra otaq temperaturunda tədqiq olunmuşdur. Müəyyən olunmuşdur ki, şüalanmadan sonra plazma minimumu uzun dalğalı tərəfə 0,3 eV yerini dəyişir və eksitonlu əksolmanın mütləq maksimumunun qiyməti təqribən 10% azalır.

PHYSICAL PROPERTIES OF GaP SINGLE CRYSTALS IRRADIATED BY FAST ELECTRONS

M.I.ALIEV, Sh.Sh.RASHIDDOVA, S.M.RZAEVA, I.M.ALIEV, M.A.GUSEYNLI

Transmission, reflection and absorption spectra of single GaP crystals have been investigated before and after irradiation by fast electrons with dose 10^{16} el/sm² and energy of 6 MeV at room temperature. It has been revealed that after irradiation a plasma minimum displaces to the longlength on 0,3 eV waves and absolute maximum of exciton reflection decreases nearly 10%.

Редактор: проф. З.Аждаров

УДК 538.93

ЭНЕРГИЯ АКТИВАЦИИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В AgSbSe₂

С.С.РАГИМОВ, А.А.САДДИНОВА, Р.И.СЕЛИМ-ЗАДЕ

Институт Физики НАН Азербайджана

AZ 1143, Баку, пр. Г.Джавида, 131

sadiyar@mail.ru

Получена: 25.05.2016

Принята к печати: 26.07.2016

Ключевые слова: термоэлектрический материал, электропроводность, энергия активации, AgSbSe₂.

ВВЕДЕНИЕ

Тройное соединение AgSbSe₂ кристаллизуется в гранецентрированной кубической структуре типа NaCl (пр.гр. Fm3m), в которой атомы Ag и Sb разупорядоченно расположены на местах Na [1]. Интерес к исследованию этого соединения обусловлен его термоэлектрическими свойствами [2,3]. Прежде всего это связано с очень низким значением коэффициента теплопроводности. Отметим, что некоторые образцы находятся в двухфазном состоянии при комнатной температуре. А это, в свою очередь, ограничивает их практическое применение. Можно ожидать, что твердый раствор AgSbSe₂ с другим соединением кубической структуры типа PbTe может стабилизировать его. Отметим, что в AgSbSe₂ природа неупорядоченности, электронная структура, их влияние на явление переноса и др. вопросы недостаточно исследованы.

В данной работе представлен сравнительный анализ результатов исследования электропроводности AgSbSe₂ и (AgSbSe₂)_{0.85}(PbTe)_{0.15} в температурном интервале T= 77÷320K.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Исследованные образцы AgSbSe₂ и (AgSbSe₂)_{0.85}(PbTe)_{0.15} были получены в режи-

РЕФЕРАТ

Исследована электропроводность AgSbSe₂ и (AgSbSe₂)_{0.85}(PbTe)_{0.15} в температурной области 80÷320K. По наклону зависимости $\ln \sigma \sim \frac{1}{T}$ определена энергия активации носителей: ΔE=0,047 эВ (AgSbSe₂) и ΔE=0,17 эВ (AgSbSe₂)_{0.85}(PbTe)_{0.15}. Показано, что такое изменение энергии активации может быть обусловлено частичной компенсацией примесных центров акцепторного типа при введении PbTe.

ме прямого сплавления исходных компонентов медленным нагреванием до 830°C со скоростью 1÷2°C/мин. Далее расплав выдерживался в течении 10 часов при 830÷850°C, после чего он охлаждался со скоростью 1÷2 °C/мин до комнатной температуры. Рентгеноструктурный анализ был проведен на дифрактометре BRUCKER-D8 ADVANCE. Обнаружено, что синтезированный образец, в основном, соответствует монофазному AgSbSe₂. По результатам рентгеноструктурного анализа данный состав соответствует пространственной группе Fm-3m, имеет гранецентрированную кубическую решетку с постоянной решетки, a=5,78600 Å и размеры кристаллитов (Crystallite Size (Scherrer)): 476.0 Å. Поиск эффективных термоэлектрических материалов является актуальной проблемой для твердотельных термоэлектрических преобразователей. Для эффективного преобразования тепловой энергии в электрическую необходимы высокие значения термоэдс и электропроводности, малое значение теплопроводности [4]. Соединения группы A¹B^VC₂^{VI} известны как материалы с очень низким значением решеточной теплопроводности [5,6]. В последние годы проводятся интенсивные исследования этих тройных систем, допированных Pb, Te, S [2], в направлении улучшения характеристик элементов термоэлектрических приемников и преобразователей, а также выяснения особенностей за-

рядо- и теплопереноса в этих соединениях. Согласно [6] для соединений системы $A^1B^V C_2^{VI}$ ковалентные связи образуются между атомами B^V и C^{VI} , и они являются “жесткой” основой кристаллической решетки. Ионы A^1 располагаются внутри этого остова в соответствии с необходимостью нейтрализации отрицательных зарядов. Достаточно большая разность электроотрицательностей между элементами VI группы и электроположительными атомами A^1 и B^V также приводит к стабильности решетки. С ростом температуры ионы серебра выходят из своих положений, усиливая при этом перестройку кристаллической решетки. А это обязательно будет отражаться на его электрических свойствах [7]. С целью стабилизации кристаллической структуры был синтезирован твердый раствор $(AgSbSe_2)_{0,85}(PbTe)_{0,15}$. В случае твердого раствора $(AgSbSe_2)_{0,85}(PbTe)_{0,15}$ кубическая кристаллическая структура сохраняется. Однако постоянная решетки ($a=5,8322\text{\AA}$) и размеры кристаллитов (Crystal-size (Scherrer)): 1105,9 \AA увеличиваются. Далее, измерения проводились на двух типах образцов: первые измерения на образцах, вырезанных из слитков после синтеза, а вторые - на прессованных образцах. Для этого полученные слитки измельчались для последующего прессования, прессование производилось без нагрева при давлении 14,7 МПа. Полученные образцы имели размеры 1,8x5,2x12 mm^3 ($AgSbSe_2$) и 2,4x5,2x12,2 mm^3 ($(AgSbSe_2)_{0,85}(PbTe)_{0,15}$). Исследование удельной электропроводности осуществлялось четырехзондовым методом при постоянном токе. Отметим, что численные данные и температурный ход, полученные на этих двух типах образцов, практически не отличались.

На Рис.1 представлены температурные зависимости удельной проводимости $AgSbSe_2$ и $(AgSbSe_2)_{0,85}(PbTe)_{0,15}$. Как видно, в обоих случаях наблюдается характерный для полупроводников резкий ход $\sigma(T)$, причем в $(AgSbSe_2)_{0,85}(PbTe)_{0,15}$ значение проводимости уменьшается при $T=300\text{K}$ почти в 2,5 раза. Считаем необходимым выделить особенности поведения $\sigma(T)$ в исследованных образцах. В $AgSbSe_2$ в интервале температур 80÷220К

наблюдается относительно пологое возрастание $\sigma(T)$, далее резкий рост электропроводности. В интервале температур 80÷300К σ в $AgSbSe_2$ возросла почти в 60 раз. В образце $(AgSbSe_2)_{0,85}(PbTe)_{0,15}$ в исследованном интервале температур электропроводность увеличивалась в 30 раз, причем резкий рост $\sigma(T)$ начинается с $T \approx 160\text{K}$. Согласно данным [4] ширина запрещенной зоны в $AgSbSe_2$ составляет 0,65эВ, что объясняет низкое значение проводимости при 77К. Малое значение электропроводности, на наш взгляд, может быть обусловлено полной ионизацией при $T < 77\text{K}$ мелких примесных центров низкой концентрации. Это предположение также может объяснить относительно медленное увеличение $\sigma(T)$ в $AgSbSe_2$ (до 220К) и в $(AgSbSe_2)_{0,85}(PbTe)_{0,15}$ (до 160К). Резкий рост зависитости $\sigma(T)$, начиная с определенных температур в исследованных образцах, может быть вызван дополнительной ионизацией более глубоких примесных уровней.

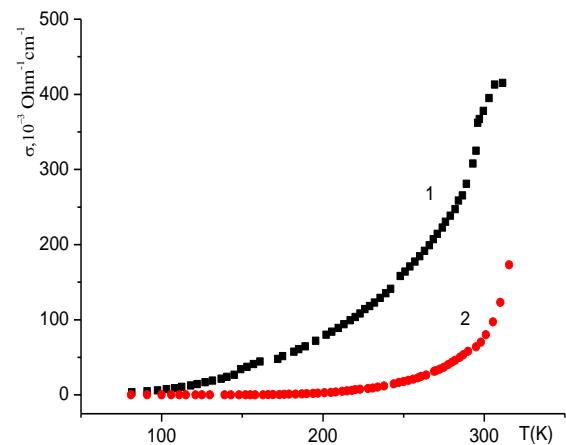


Рис.1
Температурные зависимости электропроводности $AgSbSe_2$ (1) и $(AgSbSe_2)_{0,85}(PbTe)_{0,15}$ (2)

Предварительные оценки энергии активации носителей по наклону зависимости $\ln \sigma \sim \frac{1}{T}$ дали значения $\Delta E = 0,047$ эВ ($AgSbSe_2$) и $\Delta E = 0,17$ эВ ($(AgSbSe_2)_{0,85}(PbTe)_{0,15}$). На наш взгляд такое изменение энергии активации может быть обусловлено частичной компенсацией примесных центров акцепторного типа при введении PbTe.

Уменьшение величины удельной проводимости при 300К в $(\text{AgSbSe}_2)_{0,85}(\text{PbTe})_{0,15}$ по сравнению с AgSbSe_2 , видимо, обусловлено уменьшением подвижности носителей заряда, вызванное возрастанием дефектности кристаллической структуры исходного соединения.

1. S.Geller, J.H.Wernick. *Ternary semiconducting compounds with sodium chloride-like structure: AgSbSe_2 , AgSbTe_2 , AgBiS_2 , AgBiSe_2* , *Acta Cryst.*, **12** (1959) 46-52.
2. K.Wojciechowski, M.Schmidt, J.Tobola, M.Koza, A.Olech, R.Zybalia. *Influence of Doping on Structural and Thermoelectric Properties of AgSbSe_2* . *Journal of electronic materials*, **39** (2010) 2053-2058.
3. T.N.Asokan, K.S.Urmila, R.Jacob, R.R.Philip, G.S.Okram, V.Ganesan, B.Pradeep. *Optical and electrical properties and phonon drag effect in low temperature TEP measurements of AgSbSe_2 thin films*, *Journal of Semiconductors*, **35** (2014) 052001-1-052001-6.
4. А.В.Дмитриев, И.П.Завягин. *Современные тенденции развития физики термоэлектрических материалов*, УФН, **180** (2010) 821-838.
5. С.С.Рагимов, С.А.Алиев. *Характер $\alpha \rightarrow \beta$ – перехода Ag_2Te в сплаве системы Ag-Sb-Te , отвечающим составу AgSbTe_2* , *Неорганические Материалы*, **43** (2007) 1321-1323.
6. Л.Д.Дудкин, А.Н.Остраница. *Тройные полупроводниковые соединения $A^I B^V C_2^{VI}$* , Доклады АН СССР, **124** №1 (1959) 94-97.
7. С.С.Рагимов, А.А.Саддинова, Р.И.Селим-заде, А.Э.Бабаева. *Эффект Холла в AgSbSe_2* , *Transactions of Azerbaijan National Academy of Sciences, series of Physical-technical and Mathematical sciences, Physics and Astronomy*, **XXXV** №2 (2015) 111-113.

AgSbSe₂-DƏ YÜKDAŞIYICILARIN AKTİVASIYA ENERJİSİ

S.S.RƏHİMİOV, A.A.SƏDDİNOVA, R.İ.SƏLİM-ZADƏ

AgSbSe_2 və $(\text{AgSbSe}_2)_{0,85}(\text{PbTe})_{0,15}$ -in elektrikkeçiriciliyi 80÷320K temperatur intervalında tədqiq edilmişdir. $\ln\sigma \sim \frac{1}{T}$ asılılığından yükdaşıyıcıların aktivasiya enerjisi ($\Delta E=0,047\text{eV}$ (AgSbSe_2) və $\Delta E=0,17\text{eV}$ ($(\text{AgSbSe}_2)_{0,85}(\text{PbTe})_{0,15}$)) təyin edilmişdir. Göstərilmişdir ki, aktivasiya enerjisinin belə dəyişməsi PbTe daxil etdikdə akseptor tipli aşqar mərkəzlərinin müəyyən qədər kompensasiyası ilə əlaqədardır.

THE ACTIVATION ENERGY OF CHARGE CARRIERS OF AgSbSe₂

S.S.RAGİMOV, A.A.SADDİNOVA, R.İ.SELİM-ZADE

Electrical conductivities in AgSbSe_2 and $(\text{AgSbSe}_2)_{0,85}(\text{PbTe})_{0,15}$ have been investigated in the 80÷320K temperature interval. The activation energy of charge carries ($\Delta E=0,047\text{eV}$ (AgSbSe_2) and $\Delta E=0,17\text{eV}$ ($(\text{AgSbSe}_2)_{0,85}(\text{PbTe})_{0,15}$)) have been estimated according to $\ln\sigma \sim \frac{1}{T}$ dependences. It has been shown that the activation energy has changed under doping with PbTe due to the compensation of acceptor type impurities.

Редактор: проф. Д.Араслы

UOT 536.2+536.634

BƏZİ NEFT MƏHSULLARININ FİZİKİ VƏ OPTİK XASSƏLƏRİNİN TƏDQİQİ

Ə.Ə.ƏLİYEV, C.İ. İSMAYILOV, A.N.CƏFƏROVA

Azərbaycan Dövlət Neft və Sənayə Universiteti
AZ 1010, Bakı, Azadlıq pr., 20
aymin@mail.ru

Daxil olub: 10.06.2016

Çap'a verilib: 26.09.2016

Açar sözlər: neft, temperatur, intensivlik.

GİRİŞ

Dünya iqtisadiyyatında neft sənayəsi böyük əhəmiyyət kəsb edir. Bizim ölkəmizdə isə iqtisadiyyatın neft hasilini və emalından asılılığı çox müüməndür. Neft və neft məhsullarına olan təlabat daim artlığına görə onların bəzi fiziki xassələrinin daha dərindən öyrənilməsi zərurəti yaranır. Son illərdə neft və neft məhsullarının nəqli ilə əlaqədar onların fiziki xassələrinin öyrənilməsi sahəsində bir çox nəzəri [1,2] və təcrübə işlər görüləmişdir [3,4]. Ona görə də təqdim olunan bu məqalədə neft məhsullarından olan dizel yağı, ağ neft və qazolinin istilik fiziki və optik xassələrinə baxılmışdır. Bizim məqsədimiz qeyd olunan neft məhsullarının nümunələrində müxtəlif dalğa uzunluğu və temperatlarda səpilmə mexanizminin öyrənilməsidir.

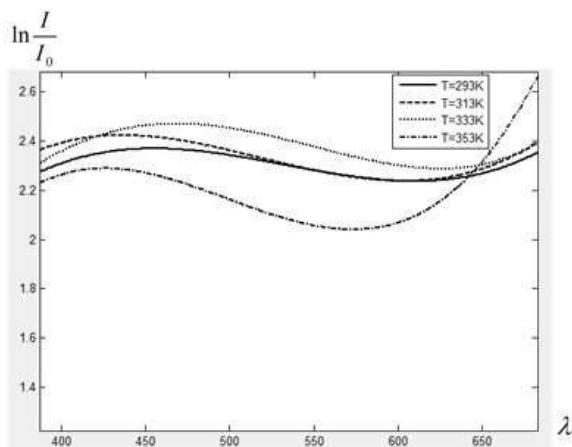
TƏCRÜBƏNİN NƏTİCƏLƏRI VƏ ONLARIN MÜZAKİRƏSİ

Nümunələrin optik xassələrindən olan işıq şüasının səpilmə nəticəsində intensivliyinin müxtəlif temperatur üçün dalğa uzunluğundan asılı olaraq dəyişməsi fotoelektrokalorimetr vasitəsilə yerinə yetirilmişdir və göstərilən neft məhsulları nümunəsində səpilən işıq şüası intensivliyinin temperatur və dalğa uzunluqlarından asılı olaraq necə dəyişmələrinin empirik ifadələrinə baxılmışdır.

REFERAT

Təqdim olunan işdə neft məhsullarından olan ağ neft, dizel yağı və qazolin nümunələrində səpilmə nəticəsində işıq şüasının intensivliyinin dəyişməsinin temperatur və dalğa uzunluğundan asılılığına baxılmışdır. Səpilmə nəticəsində işıq şüasının intensivliyinin temperaturdan asılı olaraq dəyişməsi ağ neft nümunəsində Reley səpilməsinə, dizel yağı və qazolin nümunəsində isə çox ehtimalki dipol səpilməsinə uyğun gəlir.

Neft məhsullarından olan qazolin nümunəsinin təcrübədən alınmış udulma əmsalının, intensivliyinin hər bir temperatur və dalğa uzunluqları üçün qiymətləri Cədvəl 1-də, müxtəlif temperatur üçün intensivliyin dalğa uzunluğundan asılılığı Şəkil 1-də verilmişdir.



Şəkil 1

Qazolin nümunəsində işığın intensivliyinin $\left(\ln \frac{I}{I_0} \right)$ müxtəlif temperaturda dalğa uzunluğundan (λ) asılılığı.

Cədvəl 1-dən göründüyü kimi qazolin neft nümunəsinin udma əmsalının hər bir temperatur üçün dalğa uzunluğundan asılılığı baxılan dalğa uzunluqları üçün eyni xarakterli olub, dalğa

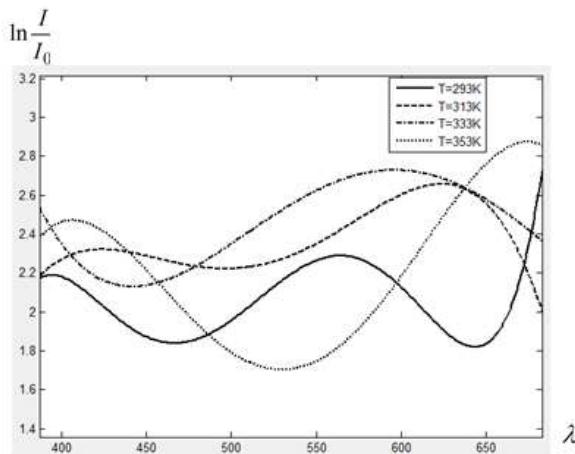
uzunluğunun artması ilə o da artır və dalğa uzunluqlarının $\lambda \sim 500 \div 600$ nm intervalında isə minimum qiymət alaraq, dalğa uzunluqlarının sonrakı artımında, o yenidən artmış olur. Baxılan nümunə daxilində işıq şüası intensivliyinin temperatur asılılığı isə müxtəlif dalğa uzunluqları üçün müxtəlif xarakterə malikdir. Beləki

$\lambda = 680$ nm və $\lambda = 610$ nm dalğa uzunluqlarında intensivliyin artması temperaturun artması ilə artırsa, dalğa uzunluqlarının $\lambda = 590$ nm, $\lambda = 535$ nm və $\lambda = 430$ nm qiymətlərində isə bu asılılıq dəyişməz qalır.

Cədvəl 1

№	λ , (nm)	T=293K		T=313K		T=333K		T=353K	
		k,(1/m)	Ln(I/I ₀)	k,(1/m)	Ln(I/I ₀)	k,(1/m)	Ln(I/I ₀)	k,(1/m)	Ln(I/I ₀)
1	680	0.48	2.335	0.43	2.3747	0.44	2.3753	0.34	2.5040
2	610	1.2	2.3451	1.2	2.345	1.3	2.3345	1.3	2.4515
3	590	0.58	2.118	0.54	2.118	0.56	3.300	0.49	2.2325
4	535	0.37	2.300	0.33	2.300	0.37	2.300	0.28	1.2385
5	480	0.76	2.4177	0.70	2.4700	0.72	2.6483	0.66	2.5648
6	420,495, 560	1.3	2.3723	1.4	2.3783	1.5	2.3783	1.5	2.3783
7	430	1.3	2.300	1.4	2.3950	1.5	2.3950	1.5	2.3950
8	390	1.0	2.300	0.96	2.3837	0.96	2.3431	1.5	2.0931

Ağ neft nümunəsinin təcrübədən alınmış udma əmsalinin, intensivliyinin hər bir temperatur və dalğa uzunluqları üçün qiymətləri Cədvəl 2-də və intensivliyin hər bir temperatur üçün dalğa uzunluğundan asılılığı isə Şəkil 2-də verilmişdir.



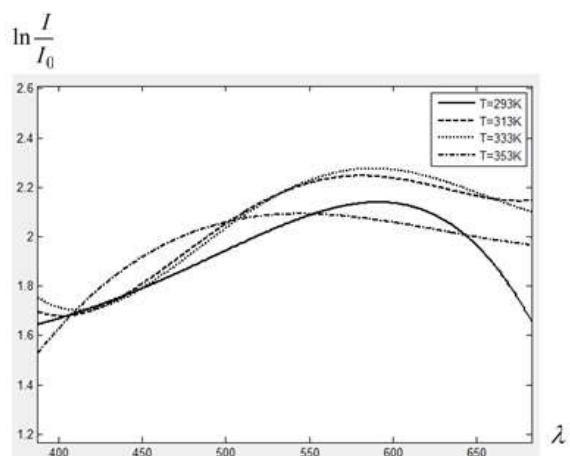
Şəkil 2.

Ağ neft nümunəsində işığın intensivliyinin $\left(\ln \frac{I}{I_0} \right)$ müxtəlif temperaturda dalğa uzunluğundan (λ) asılılığı.

Cədvəl 2-dən göründüyü kimi ağ neft nümunəsi daxilində səpilən işıq şüası intensivliyinin hər bir dalğa uzunluğu üçün temperatur asılılığında demək olar ki, $\lambda = 680$ nm və $\lambda = 480$ nm dalğa

uzunluqlarında eyni xarakterli olub, temperatur arttıkca o da artır. Lakin dalğa uzunluqlarının $\lambda = 610$ nm, $\lambda = 590$ nm və $\lambda = 535$ nm qiymətlərində isə intensivliyin artması temperaturun T=330K qiymətinə qədər artırsa, temperaturun sonrakı artımında o yenidən azalmağa başlayır.

Dizel yağı nümunəsi üçün udma əmsalinin, intensivliyinin hər bir temperatur və dalğa uzunluqları üçün qiymətləri Cədvəl 3-də və intensivliyin hər bir temperatur üçün dalğa uzunluğundan asılılığı isə Şəkil 3-də verilmişdir.



Şəkil 3.

Dizel yağı nümunəsində işığın intensivliyinin $\left(\ln \frac{I}{I_0} \right)$ müxtəlif temperaturda dalğa uzunluğundan (λ) asılılığı.

Cədvəl 2

№	λ ,(nm)	T=293K		T=313K		T=333K		T=353K	
		k,(1/m)	ln(I/I ₀)	k,(1/m)	ln(I/I ₀)	k,(1/m)	ln(I/I ₀)	k,(1/m)	ln(I/I ₀)
1	680	0.62	2.5648	0.49	2.1203	0.58	2.4177	0.69	2.8549
2	610	0.58	2.0808	0.51	2.0947	0.56	2.3187	0.56	2.3279
3	590	0.52	2.1523	0.77	3.1970	0.77	3.1970	0.52	2.1523
4	535	0.53	2.1752	0.54	2.2192	0.6	2.4713	0.33	1.3758
5	480	0.5	2.0504	0.51	2.0919	0.78	2.3295	0.64	2.6320
6	420, 495, 560	0.36	1.5049	0.51	2.0919	0.38	1.5901	0.37	1.5049
7	430	0.54	2.2194	0.65	2.6753	0.65	2.6753	0.63	2.6223
8	390	0.52	2.160	0.51	2.1218	0.58	2.3918	0.58	2.420

Cədvəl 3

№	λ ,(nm)	T=293K		T=313K		T=333K		T=353K	
		k,(1/m)	ln(I/I ₀)	k,(1/m)	ln(I/I ₀)	k,(1/m)	ln(I/I ₀)	k,(1/m)	ln(I/I ₀)
1	680	0.418	1.736	0.52	2.166	0.52	2.131	0.48	1.984
2	610	0.397	1.645	0.48	2.007	0.48	2.007	0.43	1.812
3	590	0.627	2.597	0.58	2.458	0.61	2.529	0.56	2.30
4	535	0.556	2.30	0.55	2.30	0.56	2.30	0.56	2.30
5	480	0.513	1.181	0.38	1.572	0.37	1.525	0.34	1.427
6	420, 495, 560	0.92	2.112	0.52	2.118	0.51	2.118	0.51	2.118
7	430	0.469	1.944	0.41	1.709	0.41	1.709	0.51	2.118
8	390	0.374	1.548	0.40	1.659	0.4	1.709	0.78	1.426

Ağ neft, qazolin və dizel yağı nümunələrinin udma əmsalının hər bir temperatur üçün dalğa uzunluğundan asılılığı aşağıdakı n dərəcəli çoxhədli şəklində ifadə olunur

$$k(\lambda) = \sum_{i=0}^n a_i \lambda^i ,$$

burada, a_i -əmsalları Matlab programında ən kiçik kvadratlar üsulu ilə hesablanmışdır. Hesablama göstərir ki, tələb olunan xəta daxilində ağ neft üçün aproksimasiya edici çoxhədlinin dərəcəsi $n=5$, qazolin və dizel yağı üçün isə $n=4$.

Neft məhsullarından olan dizel yağı, ağ neft və qazolin üçün işığın intensivliyinin temperaturdan asılılığını çoxhədli şəklində yazmaq olar:

$$\left(\ln \frac{I}{I_0} \right)_\lambda = \sum_{i=0}^n b_i T^i .$$

Burada, b_i -əmsallarıda Matlab

paketindən istifadə olunaraq təyin olunur və nümunələrin tələb olunan xəta daxilində ağ neft və qazolin üçün aproksimasiya edici çoxhədlinin dərəcəsi $n=3$, dizel yağı üçün isə $n=2$.

Müəyyən olunmuşdur ki, tədqiq olunan nümunələrin intensivliyinin $\left(\ln \frac{I}{I_0} \right)$ müxtəlif temperatur

üçün dalğa uzunluqlarından dəyişməsi eyni bir qanuna uyğunluğa malik olub aşağıdakı empirik düsturla ifadə olunurlar

$$\left(\ln \frac{I}{I_0} \right)_\lambda = \sum_{i=0}^n c_i \lambda^i ,$$

burada, c_i -əmsalları Matlab programında ən kiçik kvadratlar üsulu ilə hesablanmışdır və tələb olunan xəta daxilində dizel yağı, qazolin və ağ neft üçün aproksimasiya edici çoxhədlinin dərəcəsi $n=4$.

NƏTİCƏ

Dizel yağı və qazolin nümunələrindən səpi-lən işıq şüasının intensivliyinin temperaturdan asılı olaraq dəyişməsi eyni xarakterli olub, əvvəlcə temperaturun artması ilə o da artır, temperaturun sonrakı artımında isə intensivlik yenidən azalmağa başlayır. Lakin ağ neft nümunəsindəki bu asılılıq qrafiki tamamilə başqa cür dəyişir. Belə ki, ağ neft

nümunəsində səpilmə nəticəsində işıq şüası intensivliyinin dəyişməsi temperaturun artması ilə əvvəlcə azalır, temperaturun sonrakı artmasında isə o kəskin olaraq artmağa başlayır. Beləliklə, bu araşdırımlardan aydın olur ki, ağ neft nümunəsində səpilmə intensivliyinin dəyişməsi Reley səpilməsinə uyğun gəlirsə, dizel və qazolin nümunələrin-

dəki bu dəyişməsini çox ehtimal ki, dipol səpilməsinin nəticəsi kimi izah etmək olar.

Beləliklə ağ neftdə, dizel yağında və qazolin-də işıq şüasının səpilməsi nəticəsində intensivliyin dalğa uzunluğundan asılı olaraq müxtəlif temperaturda dəyişməsi eyni xarakterlidir.

1. H.Q.Həsənov, Ə.Əliyev. *Temperaturnoe pole жидкости по сечению цилиндрической трубы под действием лазерного излучения*, Az. TU, Elmi əsərlər, Fundamental elmlər, XII 45 №3 (2002) 73-79.
2. Ə.Ə.Əliyev. *Neftin istilik tutumunun və sixliğinin təyini*, Az. TU, Elmi əsərlər. Fundamental elmlər, IX 34 №2 (2010) 12-13.
3. Q.T.Həsənov, H.Q.Həsənov, Ə.Əliyev. *Maye da-xilində işığın udulma əmsalinin temperatur asılılığı*, Az. TU, Elmi əsərlər, Fundamental elmlər, XII (45) №1 (2013) 34-35.
4. Ə.Ə.Əliyev, Ə.L.Bəxtiyarov. *Neft məhsullardan qazolinin bəzi istilik-fiziki və optik xassələrinin təyini*, Fizika problemləri institutu, fizikanın müasir problemləri, VII Respublika konfransı materialları. BDU, (2013) 210-211

STUDY OF PHYSICAL AND OPTICAL PROPERTIES OF SOME OIL PRODUCTS

A.A.ALİYEV, J.I.ISMAILOV, A.N.JAFAROVA

The dependence of changing of intensity of light ray at result of dispersion in samples of oil products like kerosene, diesel oil and gasoline from temperature and wavelength has been presented. Changing of intensity of light ray at a result of the dispersion depending on temperature has been compatible with Reley scattering in kerosene samples and most probable to Dipole scattering in diesel oil and gasoline samples.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ И ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ НЕКОТОРЫХ НЕФТЕПРОДУКТОВ

А.А.АЛИЕВ, Дж. И.ИСМАИЛОВ, А.Н.ДЖАФАРОВА

Исследовано изменение интенсивности света в зависимости от температуры и длины волн для керосина осветительного, дизельного масла и газолина. Установлено, что для образца керосина осветительного зависимость интенсивности света от температуры соответствует Релеевскому рассеянию, а для дизельного масла и газолина с большой вероятностью соответствует дипольному рассеянию.

Редактор: к. ф.-м.н. К Курбанов

UOT 538.975; 537.226.4

FeIn₂Se₄ MONOKRİSTALININ DİELEKTRİK İTGİSİNİN TEZLİK VƏ TEMPERATURDAN ASILILIĞI

N.N.NİFTİYEV, O.B.TAĞİYEV*

Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universiteti

Az-1000, Bakı, Ü.Hacıbəyov, 34

*AMEA Fizika institutu**

Az-1143, Bakı, H.Cavid pr., 131

namiq7@bk.ru

Daxil olub: 10.06.2016

Çapa verilib: 26.09.2016

Açar sözlər: monokristal, dielektrik itkisi, tezlik, temperatur, elektrik keçiriciliyi, zona mexanizmi, sıçrayış mexanizmi, aktivləşmə enerjisi

Hal-hazırda mürəkkəb tərkibli halkogenid birləşmələr qeyri-adi fiziki xassələri və praktiki tətbiqləri sayəsində geniş tədqiqatların obyektinə çevrilmişdir. Bu birləşmələr 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 birləşmələr xüsusi praktiki və nəzəri maraq kəsb edir [1-15]. Maqnit və yarımkəciriçi xassələri özündə birləşdirən bu birləşmələrdə texnoloji işləmələr və laboratoriya tədqiqatlarının aparılması nəticəsində yeni nəsil optoelektron sistemlərin maqnit sahəsində idarə olunmasının yaradılması üçün yeni perspektivlər aşkara çıxara bilər. Bu birləşmələr əsasında lazerlər, işıq modulyatorları, fotodədəktorlar və digər funksional qurğular yaratmaq perspektivlidir. Artıq bu birləşmələr əsasında yeni fotohəssas Şottki diodu və heterokeçidlər yaradılmışdır. MnIn₂S₄ və FeIn₂S₄-dən nanostruktur alınmışdır. AB₂X₄ tipli birləşmələr sinfinə aid olan FeIn₂Se₄ monokristalı Bricmen metodu ilə alınmışdır. Rentgenoqrafik metodla müəyyən edilmişdir ki, FeIn₂Se₄ monokristalı qəfəs parametrləri a=4,18 Å; c=19,47 Å; c/a=4,65 olan heksagonal quruluşa kristallaşır [16]. FeIn₂Se₄ monokristalının bəzi fiziki xassələri [17-21] işlərində

REFERAT

FeIn₂Se₄ monokristalının dielektrik itkisinin tangens bucağının tezlik və temperaturdan asılılığı tədqiq edilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, tədqiq olunan temperatur intervalında dielektrik itkisi elektrik keçirici mexanizmi ilə şərtlənir. FeIn₂Se₄ monokristali üçün elektrik keçiriciliyi iki mexanizm ilə əlaqədar olur: zona və sıçrayış. Müxtəlif tezliklər üçün aktivləşmə enerjisi hesablanmışdır.

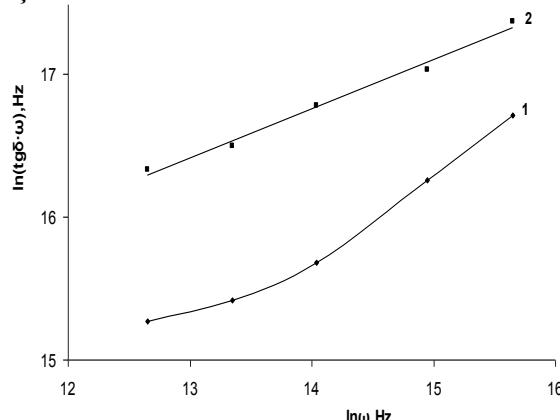
tədqiq edilmişdir. Dielektrik itkisinin tangens bucağını ölçmək üçün qalınlığı ~0,1mm olan kristal lövhələrə gümüş pastası vuraraq kondensatorlar hazırlanmış və ölçülmələr E7-20 (25÷10⁶Hz) rəqəmli immetans ölçü cihazının köməyi ilə aparılmışdır. Nümunəyə 1V ölçüdə gərginliyi verilmişdir.

Məlumdur ki, dielektrik itkisini təsvir etmək üçün itki bucağının tangensindən istifadə edilir. İtki bucağının tangensi ($\text{tg}\delta$) ədədi qiymətcə keçirici cərəyanın yerdəyişmə cərəyanına nisbətinə bərabərdir. $\text{tg}\delta$ dielektriki makroskopik xarakterizə edir. Dielektrik itki bucağının tangensinin temperaturdan, elektrik sahəsinin tezliyindən və digər parametrlərdən asılılığı dielektrik nüfuzluğunun uyğun asılılıqları kimi dielektrikin çox mühüm xarakteristikalarındandır. Qeyd etmək lazımdır ki, $\text{tg}\delta$ itki xarakteristikası kimi ancaq dəyişən elektrik sahəsində fiziki məna kəsb edir [22]

$$\text{tg}\delta = \frac{I_a}{I_r} = \frac{j_{am}}{j_{rm}}, \quad (1)$$

burada j_{am} və j_{rm} uyğun olaraq aktiv və reaktiv cərəyanların amplitud qiymətləridir.

Şəkil 1-də FeIn₂Se₄ monokristal üçün 295K (1 əyrisi) və 375K (2 əyrisi) temperaturlarda $\ln(\operatorname{tg}\delta \cdot \omega)$ -nın $\ln\omega$ -dan asılılıq qrafiki qurulmuşdur.



Şəkil 1.

FeIn₂Se₄ monokristal üçün 295K (1 əyrisi) və 375K (2 əyrisi) temperaturlarda $\ln(\operatorname{tg}\delta \cdot \omega) \sim \ln\omega$ asılılığı.

Məlumdur ki, dielektrik itkisinin tezlik asılılığı keçiriciliyin mexanizmindən asılıdır. Belə ki, elektrik keçiriciliyi özü tezlikdən asılı ola bilər. Sıçrayış mexanizmində $\sigma \sim \omega^S$ ($S < 1$) olur. Keçiricilikdə üstün rol oynayan müxtəlif mexanizmlər üçün dielektrik itkisinin tangens bucağının tezlikdən asılılığını aşağıdakı kimi ifadə etmək olar [23]

$$\operatorname{tg}\delta(\omega) \sim (\omega^{-1} + \omega) \text{ zona mexanizmi} \quad (2)$$

$$\operatorname{tg}\delta(\omega) \sim \omega(\omega^{S-2} + 1) \text{ sıçrayış mexanizmi.} \quad (3)$$

(2)-dən görünür ki, keçiricilikdə üçtün rol oynayan zona mexanizmində $\operatorname{tg}\delta \cdot \omega = f(\omega)$ koordinatında düz xətt asılılığı müşahidə edilməlidir. Şəkildən görünür ki, aşağı temperaturda (295K) asılılıq düz xətdən fərqli olur. Yuxarı temperaturda isə (375K) asılılıq düz xətt kimi özünü göstərir. Buradan belə nəticəyə gəlmək olar ki, aşağı temperaturda keçiricilik qarışq-zona və sıçrayış mexanizmi ilə, yuxarı temperaturda isə zona mexanizmi ilə əlaqədardır.

Məlumdur ki, dielektrik və yarımkəçiricinin elektrik keçiriciliyinin temperatur asılılığı $\sigma \sim \exp(-\Delta E_\sigma / kT)$ və poliarizasiyanın relaksasiya müddəti $\tau \sim \exp(\Delta E_\mu / kT)$ olduğunu nəzərə alsaq $\operatorname{tg}\delta \sim f(T)$ asılılığı aşağıdakı kimi təyin olunur

$$\operatorname{tg}\delta(T) \sim \left[\frac{1}{\omega} \exp(-\Delta E_\sigma / kT) + \omega \exp(\Delta E_\mu / kT) \right], \quad (4)$$

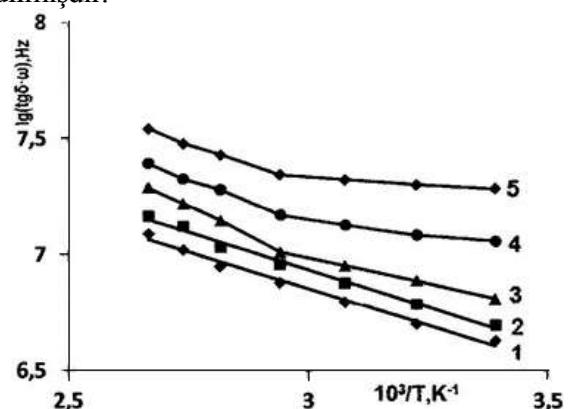
burada ΔE_σ və E_μ -uyğun olaraq elektrik keçiriciliyinin və yürüklüğün aktivləşmə enerjisidir. (4)-dən görünür ki, dielektrik və ya pis keçirən yarımkəçiricinin dielektrik itkisinin tangens bucağı aşağıtezlikli oblastda $\omega = \text{const}$ olduqda temperatur artıraqca arta, azala və sabit qala bilər. Yəni $\Delta E_\sigma \neq \Delta E_\mu$ olar.

Qeyd edildiyi kimi tədqiq olunan birləşmələrdə temperatur artıraqca $\operatorname{tg}\delta$ -nin artması onu göstərir ki, tədqiq olunan temperatur intervalında dielektrik itkisi əsasən (4) ifadəsinin I üzvündən, yəni keçiricilik cərəyanından təyin olunur. Ona görə də (4) dən yazmaq olar

$$\operatorname{tg}\delta(T) \sim \frac{1}{\omega} \exp(-\Delta E_\sigma / kT). \quad (5)$$

(5)-dən görünür ki, aşağı tezlikli oblastda ($\omega\tau \ll 1$) elektrik keçiriciliyinin əsas rol oynadığı dielektrik itkisi $\lg(\operatorname{tg}\delta \cdot \omega) \sim f(1/T)$ koordinat sisteminde düz xətt asılılığı olmalıdır. Uyğun düz xəttin meyl bucağı keçiriciliyin aktivləşmə enerjisini xarakterizə etməlidir.

Şəkil 2-də FeIn₂Se₄ monokristal üçün müxtəlif tezliklərdə $\lg(\operatorname{tg}\delta \cdot \omega) \sim f(1/T)$ koordinat sisteminde $\operatorname{tg}\delta \cdot \omega$ -nın $10^3/T$ -dən asılılıq qrafiki təsvir edilmişdir.



Şəkil 2
FeIn₂Se₄ monokristal üçün müxtəlif tezliklərdə $\lg(\operatorname{tg}\delta \cdot \omega) \sim 10^3/T$ asılılığı, f , Hz: 1- $5 \cdot 10^4$, 2- 10^5 , 3- $2 \cdot 10^5$, 4- $5 \cdot 10^5$, 5- 10^6 .

Şəkildən görünür ki, aşağı tezliklərdə ($5 \cdot 10^4 \div 10^5$ Hz) aktivləşmə enerjisi 0,13 eV olan bir düz xətti aşkarla çıxarılır (1;2əyrləri). Daha yüksək tezliklərdə ($2 \cdot 10^5 \div 10^6$ Hz) isə $\lg(\text{tg}\delta \cdot \omega) \sim f(1/T)$ asılılığı müxtəlif meyllərə malik iki düz xətdən ibarət olur. Bu meyllərin asılılıqlarından aktivləşmə enerjiləri təyin edilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, $2 \cdot 10^5 \div 10^6$ Hz tezliklərdə aşağı temperaturlu oblastda aktivləşmə enerjisinin qiyməti $0,13 \div 0,027$ eV,

yuxarı temperaturlu oblastda isə $0,20 \div 0,14$ eV intervalında dəyişir.

Bələliklə, FeIn_2Se_4 monokristalının dielektrik itkisinin tezlik və temperaturdan asılılığı tədqiq edilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, tədqiq olunan temperatur intervalında dielektrik itkisi keçiricilik cərəyanından təyin olunur. FeIn_2Se_4 monokristalı üçün elektrik keçiriciliyi qarışq-zona və sıçrayış mexanizmi ilə əlaqədar olur. Müxtəlif tezliklər üçün aktivləşmə enerjisi hesablanmışdır.

1. Н.Н.Нифтиев, О.Б.Тагиев, М.Б.Мурадов, Ф.М.Мамедов. *Диэлектрические свойства монокристаллов $MnGa_2S_4$ в переменном электрическом поле*, *ФТП*, **48** (2014) 217-219.
2. Н.Н.Нифтиев, О.Б.Тагиев, М.Б.Мурадов, Ф.М.Мамедов. *Электрические свойства $FeGa_2Se_4$ на переменном токе*, *ФТП*, **48** (2014) 1469-1470.
3. И.В.Боднарь, М.А.Новикова, С.В.Труханов. *Магнитные свойства монокристаллов твердых растворов $(FeIn_2S_4)_{1-x}(In_2S_3)_x$* , *ФТП*, **47** (2013) 580-585.
4. Н.Н.Нифтиев, О.Б.Тагиев. *Оптическое поглощение в монокристаллах $MnIn_2S_4$* , *Оптика и спектроскопия*, **113** (2012) 73-76.
5. И.В.Боднарь. *Концентрационная зависимость ширины запрещенной зоны твердых растворов $Mn_xFe_{1-x}In_2S_4$* , *ФТП*, **46** (2012) 44-47.
6. И.В.Боднарь, С.В.Труханов. *Магнитные свойства монокристаллов твердых растворов $Fe_xMn_{1-x}In_2S_4$* , *ФТП*, **45** (2011) 1464-1469.
7. В.Ю.Рудь, Ю.В.Рудь, М.А.Осипова, И.В.Боднарь. *Обнаружение твердых растворов $(In_2S_3)_x(MnIn_2S_4)_{1-x}$ и создание фоточувствительных структур на их основе*, *ФТП*, **44** (2010) 48-52.
8. И.В.Боднарь, В.Ю.Рудь, Ю.В.Рудь. *Фоточувствительные структуры на монокристаллах $MnIn_2S_4$: создание и свойства*, *ФТП*, **43** (2009) 1549-1552.
9. Н.Н.Нифтиев, О.Б.Тагиев. *Влияние сильного электрического поля на электропроводность монокристаллов $MnGa_2S_4$, $MnIn_2S_4$ и $MnGaInS_4$* , *ФТП*, **43** (2009) 1172-1174.
10. Н.Н.Нифтиев, О.Б.Тагиев, М.Б.Мурадов, Ф.М.Мамедов, Ф.А.Казымова. *Электропроводность монокристаллов $MnGa_2S_4$ на пере-*менном токе, *Письма в ЖТФ*, **35** (2009) 79-83.
11. V.Sagredo, G.Attolini, N.Musayeva. *$Mn_{1-x}Fe_xIn_2Se_4$ single crystals and their electrical properties*, *Materials Engineering and Technology*, **2** (2009) 29-37.
12. K.Rushchanskii, H.Haeuseler, D.Bercha. *Band structure calculations on the layered compounds $FeGa_2S_4$ and $NiGa_2S_4$* , *J. of physics and chemistry of solids*, **63** (2008) 2019-2028.
13. M.Quintero, M.Morocoima, E.Guerrero, J.Ruiz. *Temperature variation of lattice parameters and thermal expansion coefficients of the compound $MnGa_2Se_4$* , *Physica status solidi (a)*, **46** (2006) 587-593.
14. C.Xiangying, Z.Zhongjie, Z.Xingta, et al. *Hydrothermal synthesis of porous $FeIn_2S_4$ microspheres and their elektrochemical properties*, *J. of Crystal Growth*, **277** (2005) 524-528.
15. R.Sharma, A.Rastogi, S.Kohli, et al. *Growth phases in the formation of semiconducting manganese indium sulphide thin film and their effect on the optical absorption*, *Physica B*, **351** (2004) 45-52.
16. П.К.Бабаева, П.Г.Рустамов. *Взаимодействие в системе In_2Se_3 - $FeSe$* . В кн.: *Исследования в области неорганической и физической химии*, Баку, Изд. Элм, (1977) 264-269.
17. I.V.Bodnar, S.A.Pavlyukovets, A.V.Danilchik, E.V.Lutsenko. *Temperature dependence of the band gap width in $FeIn_2Se_4$ single crystals*, *Journal of Applied Spectroscopy*, **78** (2011) 755-758.
18. И.В.Боднарь, И.А.Викторов, С.А.Павлюковец. *Выращивание, структура и анизотропия теплового расширения соединения $FeIn_2Se_4$* , *Неорганические материалы*, **45** (2010) 681-685.
19. Н.Н.Нифтиев, О.Б.Тагиев, М.Б.Мурадов. *Электрические свойства слоистых моно-*

- кристаллов FeIn₂Se₄ на переменном токе, *ФТП*, **42** (2008) 268-270.
20. З.Д.Ковалюк, В.Н.Катеринчук, В.В.Нетяга, А.В.Заслонкин. Гетеропереход на основе кристалла FeIn₂Se₄, полученного методом Бриджмена, *Технология и конструирование в электронной аппаратуре*, **5** (2007) 43-45.
21. Н.Н.Нифтиев, М.А.Алиджанов, О.Б.Тагиев, М.Б.Мурадов. Электрические свойства мо-
- нокристаллов FeIn₂Se₄, *ФТП*, **37** (2003) 173-175.
22. П.Г.Орешкин. *Физика полупроводников и диэлектриков*. М.: Высшая школа, (1977) 448.
23. Н.Мотт, Э.Дэвис, *Электронные процессы в некристаллических веществах*, М., Мир, (1982) 662.

**DEPENDENCE OF THE DIELECTRIC LOSS OF FREQUENCY AND TEMPERATURE
IN SINGLE CRYSTALS FeIn₂Se₄**

N.N.NIFTIYEV, O.B.TAGHIYEV

The results of study of the dielectric loss tangent of angle in single crystals FeIn₂Se₄ at different frequencies and temperatures have been presented. It has been found that in the studied temperature range, the dielectric losses have been due to the mechanism of conductivity. Conductivity of single crystals of FeIn₂Se₄ has been associated with two mechanisms: band and hopping. It has been calculated activation energy at different frequencies.

**ЗАВИСИМОСТЬ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ ОТ ЧАСТОТЫ И ТЕМПЕРАТУРЫ
В МОНОКРИСТАЛЛАХ FeIn₂Se₄**

Н.Н.НИФТИЕВ, О.Б.ТАГИЕВ

Приводятся результаты исследования тангенса угла диэлектрических потерь в монокристаллах FeIn₂Se₄ при различных частотах и температурах. Установлено, что в исследованном температурном интервале диэлектрические потери обусловлены механизмом электропроводности. Электропроводность для монокристаллов FeIn₂Se₄ связана с двумя механизмами: зонным и прыжковым. Рассчитаны энергии активации при различных частотах.

Редактор: проф. С.Мехтиева

УДК 548.736.74

ДВУХПАКЕТНЫЙ ГЕКСАГОНАЛЬНЫЙ ПОЛИТИП (2Н) CdInAlS₄

М.Г.КЯЗУМОВ, Л.В.РУСТАМОВА

Институт Физики НАН Азербайджана,
AZ1143, г.Баку, пр.Г.Джавида,33
elmira@physics.ab.az,
el_max63@yahoo.com

Получена: 20.04.2016

Принята к печати: 26.07.2016

РЕФЕРАТ

Изучены электронограммы монокристаллических пленок (МП) CdInAlS₄, полученных вращением МП вокруг оси, перпендикулярной к плоскости пленки, которая заранее наклонена на угол φ от перпендикулярного положения к падающему электронному пучку. Установлен двухпакетный гексагональный политип (2Н) с параметрами основной кристаллической решетки: $a=3,867\text{ \AA}$, $c=24,652\text{ \AA}$, пр.гр.P6₃mc, а также параметром сверхрешетки: $A_{\text{св.р.}}=\sqrt{3} a$. В случае смеси политипов CdInAlS₄ они растут по направлению, перпендикулярному к слоям.

Ключевые слова: структура неорганических соединений, дифракция электронов, новые методы вращения.

ВВЕДЕНИЕ

При исследовании слоистых кристаллов более эффективными являются электронно-дифракционные методы. Развитие нанотехнологии стимулирует разработку новых электронно-дифракционных методов, имеющих специфические преимущества для исследования нанообразцов. Настоящая работа относится к изучению нано-толщинных монокристаллических пленок состава CdInAlS₄ электронно-дифракционными методами вращения [1-2].

Ранее [3] по электронограммам от текстурированных образцов CdInAlS₄ установлен трехпакетный ромбоэдрический (3R) политип. При исследовании тонких монокристаллических пленок (МП) CdInAlS₄ по электронограмме, полученной вращением (во время экспозиции) МП пленки вокруг оси a^* обратной решетки перпендикулярно расположенной к электронному пучку, установлен однопакетный тригональный (1T) политип [4].

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Кристаллы состава CdInAlS₄ были выращены методом химической транспортной реакции (ХТР). Образцы для электронографических исследований отбирались как из разных ампул, так и из различных мест одной и той же ампулы. Из расшифровки полученных электронограмм следовало, что не только кристаллы, отобранные из разных ампул и разных мест одной ампулы, могут различаться по структуре, но и в одном кристалле могут существовать несколько политипных модификаций.

Тонкие монокристаллические пленки (МП) были получены отслаиванием толстого кристалла липкой лентой. На Рис.1. показана электронограмма от МП состава CdInAlS₄, где МП наклонена под углом $\varphi=60^\circ$ к перпендикулярному положению падающего электронного пучка с вращением (во время экспозиции) на угол $\omega=40^\circ$ вокруг оси перпендикулярно к плоскости пленки. В отличии от электронограмм косых текстур, где различные серии

рефлексов накладываются друг на друга, на электронограммах, полученных новыми способами вращения, различные серии выходят отдельно, т.е. нет наложения.

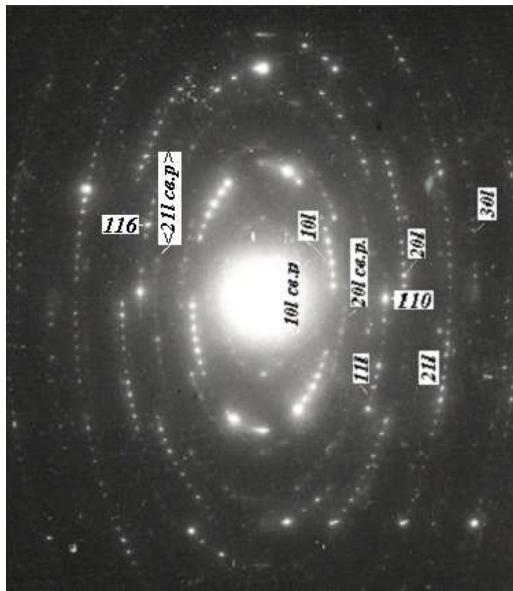


Рис.1.

Электронограмма вращения монокристалла 2Н политипа CdInAlS₄($\varphi=60^{\circ}$, $\omega=40^{\circ}$)

Как видно из рисунка, электронограмма не охватывает симметрически независимой части структуры. Несмотря на это легко определяются параметры кристаллической решетки. Расшифровка электронограмм проводилась по следующим формулам для косых текстур [5]:

$$d_{100} = 3a/4 = 2L\lambda h/2R_{h00}, \quad (1)$$

$$D_{hkl} = (R_{hkl}^2 - R_{hk0}^2)^{1/2}, \quad (2)$$

$$\Delta D = c^* L\lambda = (D_{hkl} - D_{hk(l-1)}), \quad (3)$$

$$d_{001} = c = 1/c^* = L\lambda/\Delta D. \quad (4)$$

1. Б.Б.Звягин, А.П.Жухлистов, М.Г.Кязумов, А.М. Фоминенков. Электронограммы вращения монокристалла. Кристаллография, **35** (1990) 602-609.
2. М.Г.Кязумов и др. Способ получения электронограмм типа косых текстур тонких пластинчатых кристаллов, Авторское свидетельство, № 1649397 (1991).
3. A.G.Abdullayev, M.G.Kyazumov. An electron diffraction study of the Cd_xIn_yAl_zS₄ crystal structure, Thin Solid Films, **190** (1990) 303-308.
4. М.Г.Кязумов, Г.С.Мехдиев, А.Б.Магеррамов. Однопакетная политипная модификация CdInAlS₄, Физика, **2** № 4 (1996) 26-27.
5. Б.Б.Звягин. Электронография и структурная кристаллография глинистых минералов. М.: Наука, (1964) 312.

Установлены параметры основной кристаллической решетки: $a=3,867\text{\AA}$, $c=24,652\text{\AA}$, пр.гр.Рб₃mc, а также параметр сверхрешетки: $A_{\text{св.р}}=\sqrt{3}a$ в базисной плоскости основной решетки. Рефлексы, находящиеся на слабых - первых, третьих, четвертых, седьмых, восьмых и др. эллипсах, относятся только к сверхструктуре (сверхрешетке), а сильные – второй, пятый, шестой, девятый и др. эллипсы - к основной решетке.

Значение $c=24,652\text{\AA}$ соответствует толщине восьми плотноупакованных слоев серы. Как известно [6], второй сильный рефлекс в серии **112l** (второй сильный рефлекс на втором эллипсе основной решетки), т.е. рефлекс **1126** является рефлексом-индикатором (РИ), определяющий структурный тип. Значение $l=6$ указывает на то, что элементарная ячейка состоит из двух **TOT** Π типов пакетов и, следовательно, структура данного политипа является изоструктурным аналогом структуры 2Н политипа ZnIn₂S₄[7]. Тип упаковки серы – *ггкг*, а в тетраэдрах и октаэдрах металлы располагаются таким образом:

T[1/3Cd, 1/3In, 1/3Al]; **O**(2/3In, 1/3Cd); **T̄**(1/3Cd, 2/3Al), где **T**, **T̄** и **O** соответственно заполненные катионами, обратно расположенные тетраэдрические и октаэдрические слои, а **Π** – пустой межпакетный слой.

Установлено, что разные политипные модификации CdInAlS₄ растут по направлению, перпендикулярно к слоям.

6. М.Г.Кязумов. *Выявление на дифракционных картинах особых рефлексов как индикатор типа структуры и качества кристаллов, Кристаллография*, **59** (2014) 572-579.
7. Ф.Г.Доника, С.И.Радауцан, Г.А.Киоссе, С.А.Семилетов, Т.В.Доника, И.Г.Мустя. *Кристаллография*, **16** (1971) 235-237.

сталлическая структура двухпакетного политета $ZnIn_2S_4(II)a$ и уточнение структуры трехпакетного политета $ZnIn_2S_4(III)a$, Кристаллография, **16** (1971) 235-237.

CdInAlS₄-ÜN İKİPAKETLİ HEKSAGONAL POLİTİPİ.

M.H.KAZIMOV, L.V.RÜSTƏMOVA

Elektron şüasına perpendikulyar olan vəziyyətdən φ bucağı qədər döndərilərək səthinə perpendikulyar ox ətrafında firlandırılan CdInAlS₄ -ün nazik monokristallik təbəqələrindən alınmış elektronogrammalar öyrənilmişdir. Əsas kristallik qəfəsının parametrləri $a=3,867\text{\AA}$, $c=24,652\text{\AA}$, f.q.p.P6₃mc və ifratqəfəsinin parametri $A_{if,q}=\sqrt{3}a$ olan ikişəkətli heksagonall(2H) politip aşkar edilmişdir. CdInAlS₄ -ün politiplərinin qarışıqlığı olduqda isə onlar laylara perpendikulyar istiqamətdə yığılırlar.

TWO-PACKAGE HEXAGONAL POLYTYPE (2H) CdInAlS₄

M.G.KYAZUMOV, L.V,RUSTAMOVA

The electron diffraction patterns of CdInAlS₄ monocrystalline films (MF) received by rotation of that films around the axis which was perpendicular to film's plane inclined in advance on a corner φ from perpendicular position to a falling electronic beam has been studied out. (2H) Two packet hexagonal polytype with lattice parameters: $a=3,867\text{\AA}$, $c=24,652\text{\AA}$, sp.q. P6₃mc and also parameter of superlattice $A_{s,l}=\sqrt{3}a$ has been found. In case of mixed CdInAlS₄ polytypes they are growing up in direction perpendicular to layers.

Редактор: проф. И.Нуриев

UOT 548.31

BOR-KARBİD BİRLƏŞMƏSİNİN MİKROSTRUKTURU VƏ TERMİK ANALİZİ

R.Q.QƏRİBOV, M.N.MİRZƏYEV

AMEA, Radiasiya Problemləri İnstitutu
AZ1143, Bakı şəh., B.Vahabzade, 9
matlab_mirzayev@yahoo.com

Daxil olub: 10.06.2016

Çapa verilib: 26.09.2016

Açar sözlər: Bor-karbid, İQ, səth morfolojiyası, EPR, X-ray, enerji, rentgenoqrafiq üsul, udulma dərəcəsi.

REFERAT

Təqdim olunan işdə bor-karbid birləşməsi müxtəlif analitik metodlarla tədqiq olunub. SEM tədqiqatları ilə nümunənin səth morfolojiyasında hissəciklərin ölçülərə görə paylanmasında hissəciklərin ölçülərinin $5\div7\text{ mkm}$ bölümündə dəyişdiyi müəyyən edilib. İnfraqırmızı spektral təhlili ilə molekulların eyni, müxtəlif və deformasiya olunmuş rəqsi hərəkəti nümunənin sərbəstlik dərəcəsinin dəyişməsinə görə müəyyən olunub. Müxtəlif səviyyələrdəki, rəqsi hərəkətdə olan molekulların rabitələr arası tezliyi və udulma dərəcəsi müəyyən olunmuşdur. Bor-karbid nümunəsində termik və rentgen faza analiz ilə 1000°C temperaturadək heç bir termik keçidin baş vermədiyi aşkar edilmişdir.

GİRİŞ

Bor tərkibli birləşmələrin nüvə texnologiyasında geniş istifadə olması, həmçinin radiasiya materialşunaslığında əhəmiyyətli material kimi tədqiqi günün aktual məsələsi sayılır. Bu madələrin quruluş analizi ədəbiyyatda tədqiq edilib [1]. Bu birləşmələr yüksək temperaturlarda neytron tutma qabiliyyətinə malikdir, termiki cəhətdən davamlıdır. Neytron seli ilə qarşılıqlı təsirdə effektiv en kəsiyin böyük qiymət alması bu tip birləşmələrin hərbi sənayedə geniş tətbiq tapmasına səbəb olmuşdur [2]. Bu növ materiallar sırasına daxil olan bor-karbid birləşməsində kiçik enerjili elektronlarla, Kr, Ks, Ar ionları, qamma şüaları və neytron seli ilə qarşılıqlı təsiri zamanı baş verən fiziki proseslərin mexanizmini vermək üçün quruluş haqqında ilkin tədqiqatların aparılması vacib məsələlərdən biridir [3,4]. Təqdim olunan işdə ionlaşdırıcı şüaların təsirinə məruz qalmamış bor-karbid birləşməsinin quruluş analizi analitik metodlarla tədqiq edilmişdir.

TƏCRÜBƏNİN APARILMASI VƏ MÜZAKİRƏSİ

Darayıçı Elektron Mikroskopunda elektron mənbəyi sirkonium halqasına daxil edilmiş volfram elementindən ibarətdir. Şotki effektinə əsaslanan, termo emissiya prosesi zamanı gərginlik üçün işçi rejim $100\text{V}\div30\text{keV}$ seçilir, şüa mənbəyi ilə nümunə arasında işçi məsafə isə $\leq10\text{mm}$ götürülür. Nümunə karbon altlıqlar üzərinə çekilir və gümüş yuvaciqlara yerləşdirilir. Kamerada turbo molekulyar nasoslar vasitəsi ilə 10^{-7}Pa vakum yaradılır. Yüksək vakumun yaradılmasında məqsəd elektronların sərbəst qaçış yolunda elastiki və ya qeyri-elastiki toqquşma ehtimalının azaldılmasıdır. Bu zaman sürətləndirilmiş elektronlara verilən enerji birbaşa nümunənin atomlarına ötürüldüyü üçün təcrübənin xətası azalır. Bor-karbid nümunələrində struktur dəyişikliyi İQ-spektroskopiya metodu ilə öyrənilmişdir. Nümunələrin İQ-udulma spektrləri “IQ-Furye spektrometr, Varian 640 FT-IR” (Almaniya) spektrometrində $4600\div400\text{sm}^{-1}$ tezlik bölümündə çəkilmişdir. Qalınlığı $1\div10\text{mkm}$, sahəsi $8\times30\text{mm}^2$ olan nazik lövhələr otaq temperaturunda $6\times104\text{H/m}^2$ təzyiq altında Varian pressforması vasitəsi ilə (1:299KBr) hazırlanmışdır.

Termik tədqiqatlar “Perkin Elmer” STA 6000 cihazında yerinə yetirilmişdir. Cihaz PolyScience analizatoru və “digital temperature controller” soyuducu sistemi ilə təchiz olunub. “Perkin Elmer” STA 6000 cihazında işçι temperatur bölümü $16\div1000^{\circ}\text{C}$, qızma sürəti $5\div20^{\circ}\text{C}/\text{min}$ seçilmişdir. “Pyris Manger” program təminatından istifadə olunaraq kinetik parametirlər təyin olunmuşdur. Rentgen faza analizi D8ADVANCE tipli ovuntu difraktometrində (Almaniya) yerinə yetirilmişdir. İş rejimi: 40kV, 40mA, CuK₂ şüalanma, $\lambda=1.5406\text{\AA}$, $5^{\circ}<2\theta<80^{\circ}$, T=300K. Nümunələr tablandıqdan sonra yenidən xüsusi qurğuda qarışdırılıb bircins hala gətirilidikdən sonra küveytə yerləşdirilir və rentgen-difraksiya spektri yazılır.

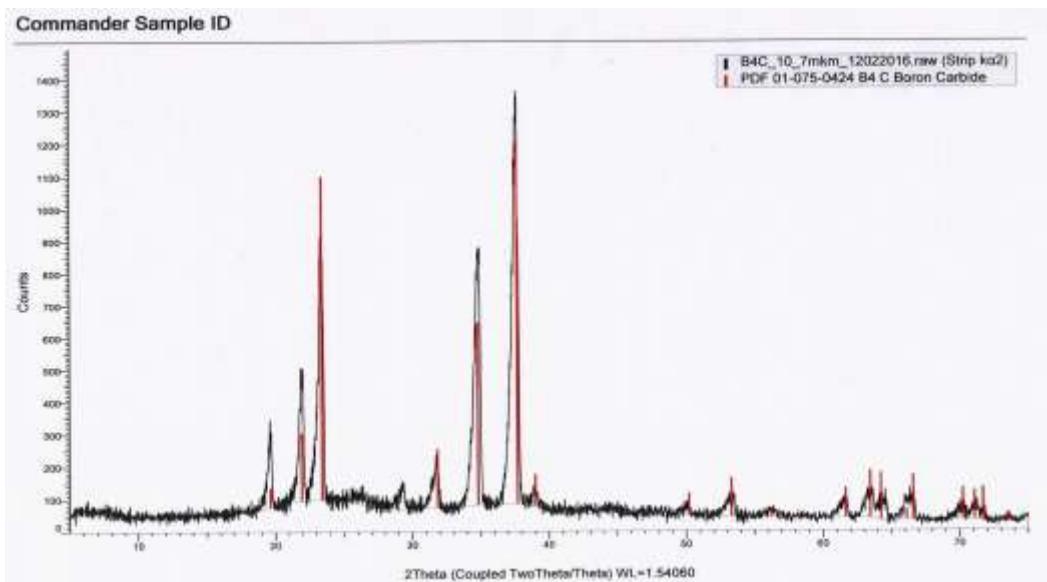
Darayıçı Elektron Mikroskopunda nümunələrin səthinin $1,41\cdot10^5$ dəfə böyüdülülmüş şəkilləri alınmış və bor-karbid birləşməsində $5\div7\text{mkm}$ ölçülü hissəciklərin paylanması müəyyən olunmuşdur. Apardığımız SEM tədqiqatları göstərir ki, digər müəlliflərin bor birləşmələrində müəyyən etdikləri spiral şəkilli formallaşma [5], yüksək sixlıqli və nizamlı quruluşlu bor-karbid nümunəsində mövcud deyil. Bor-karbid nümunəsinə məxsus hissəciklər tamamilə bir birindən təcrid olunmuş şəkildə yerləşir.



Şəkil 1.

Bor-karbid birləşmənin SEM-də $1,41\cdot10^5$ dəfə böyüdülülmüş səth morfoloziyası

Hissəciklərin ölçüsü $5\div7\text{mkm}$ intervalında olduğundan kiçik enerjili elektronlarla, Ar, Ks və Kr ionları ilə bor-karbid nümunəsi şüalandırıldıqda proses tam həcmi xaraterli olacaqdır. Bu zaman hissəciklərin ölçüləri təcrübəyə ciddi təsir göstərməyəcək və bu tip ionların təsirindən sonra yaranan proseslər həm səthi və həm də həcmi xarakterli olacaqdır. Bor-karbid nümunəsinin kristal quruluşu “icosahedron-based” tiplidir. Okdoedrik quruluşa malik bor-karbid *R3m* kristal qrupuna aiddir. Şəkil 2-də bor-karbid nümunəsinin rentgen-difraksiya spektri verilmişdir.

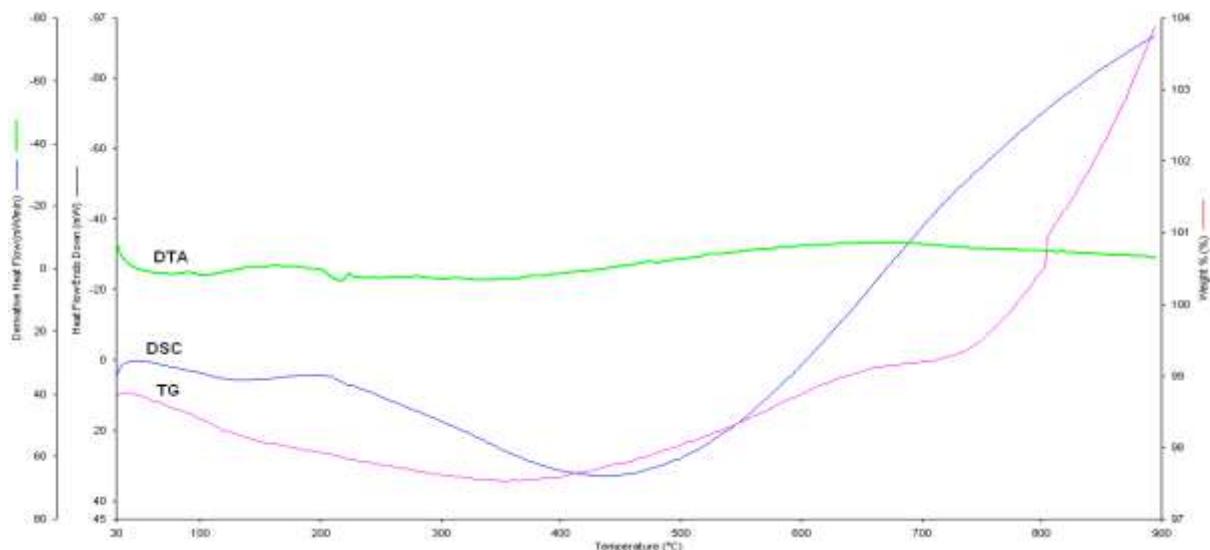


Şəkil 2.
bor-karbid birləşmənin rentgenogramması

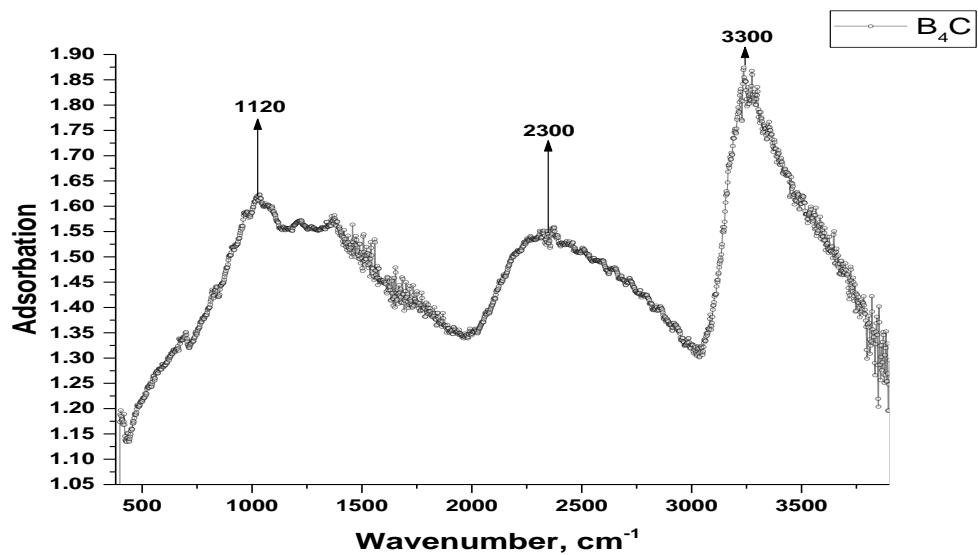
Şəkildən də görünündüyü kimi bor-karbid ailəsi bir deyil, bir necə birləşmə halında olur. Nümunənin qəfəs parametrləri $a=0.56\text{nm}$ və $c=1.212\text{nm}$ müəyyən olunmuşdur. Bor-karbid nümunəsi əsasən iki tip baza strukturuna malikdir: B_{12} (icosahedron) və B_6 (okdoedrik). B_{12} strukturlu nümunələr ideal kimyəvi quruluşa (B_{12}C_3 və yaxud B_{12}C_2) malik olduğundan ideal qurluşlu bor-karbiddir. Elmi ədəbiyyatlarda $(\text{B}_{11}\text{C})\text{CBC}=\text{B}_4\text{C}$ quruluş formasında da ifadə olunur.

Bor karbid nümunəsində termik analiz aparılmış və DTA, DSC və TG əyriləri Şəkil 2-də verilmişdir. Hər üç spektrdə $30\div900^\circ\text{C}$ temperatur bölməndə nümunədə həc bir kecid baş vermir.

TG əyrisində görünür ki, 450°C temperatura qədər kütlədə təxminən 1.5% itgi müşahidə olunur. Belə azalma adsorbsiya olunmuş su molekulları ilə və ya sintez prosesində nümunədə bəzi radikalların buxarlanması ilə əlaqədar ola bilər. 450°C sonra nümunədə 3.7% kütlə artması oksidləşmə prosesi ilə bağlıdır. Bor-karbid birləşmələrində termik kecid (ərimə) 2763°C temperaturda baş verir və buxarlanma temperaturu 3700°C ətrafindadır [6,7].



Şəkil 3.
Bor-karbid birləşmənin termik analizi.



Şəkil 4.
Bor-karbid birləşmənin infraqırmızı spektri.

Bor-karbid birləşməsinin IQ-Furye spektrometrində, $4600\div400\text{sm}^{-1}$ tezlik bölümündə çəkilmiş udma spektrleri Şəkil 4-də verilib. 1120sm^{-1} tezlikdə müşahidə olunan pik C-B-C rabitə rəqslərini, 2300sm^{-1} tezlikdə baş verən pik $\text{B}\equiv\text{C}\equiv\text{B}$ rabitənin uzanması və $\text{B}=\text{C}=\text{B}$ ikiqat rabitələrdə isə yiğılma asimetrik rəqslərdə rabitənin eyni zamanda böyüməsi ilə bağlıdır. 3300sm^{-1} tezlikdəki intensiv pik nümunənin su molekullarını ətraf mühitdən adsorbsiya etməsi ilə bağlıdır.

NƏTİCƏ

Tədqiq olunan bor-karbid birləşmədə paylanmış hissəciklərin ölçüləri $5\div7\text{mkm}$ kimi müəyyən olunmuşdur. İnfraqırmızı spektroskopiya metodu ilə aparılan tədqiqatlardan nümunədə sərbəstlik dərəcəsinə görə faza daxili, fazadan kənar və deformasiya olunmuş hallar müəyyən edilib. Termik analiz ilə 1000°C temperaturadək faza keçidi baş vermədiyi və rentgen struktur analizləri ilə nümunənin “icosahedron-based” quruluşlu olması müəyyən olunub.

1. A.K.Suri, C.Subramanian, T.S.R.Ch.Murthy. *Development of Boron-based materials for nuclear applications, Technology Development Article, Materials Group*, № 313 (2010) 14-22.
2. C.Subramanian, A.K.Suri. *Development of Boron and other Boron compounds of Nuclear Interest, Iancas Bulletin*, (2005) 237-244.
3. J.H.Flynn. *A general differential technique for the determination of parameters for $d(a)/dt=f(a)\text{Aexp}(-ERT)$ Energy of activation, preexponential factor and order of reaction (when applicable), Journal of Thermal Analysis*, №37 (1991) 293-298.
4. P.Atkins, J.Paua. *Physical Chemistry for the Life Sciences, New York. Oxford Univeristy Press*, (2006) 256-259.
5. J.Zsako, J.Jr.Zsako, *Kinetic analysis of thermogravimetric data, Journal of Thermal Analysis*, №19 (1980) 333-339.
6. J.H.Flynn. *Thermal analysis kinetics-problems, pitfalls and how to deal with them, Journal of Thermal Analysis*, №34 (1988) 367-375.
7. J.Matsushitaa, S.Komarnenib. *High temperature oxidation of silicon hexaboride ceramics, Materials Research Bulletin*, **36** (2001) 1083–1089.

MICROSTRUCTURE of BOR-CARBIDE AND THERMAL ANALYSIS

R.Q.QARIBOV, M.N.MİRZAYEV

By SEM studies of particle size in the range of $5\div7$ microns appended determined of the sample surface morphology. Infrared spectral analysis of molecules of the same variety and a change in the degree of freedom of deformation of the sample according to the movements of the motion has been fixed. The frequency of the vibrational motion between the molecules at different levels and absorption rate has been determined bonds. In the case of boron-carbide thermal analysis and x-ray, $\leq 1000^\circ\text{C}$ without any thermal transition no has been identified.

СТРУКТУРА СОЕДИНЕНИЯ БОР-КАРБИД И ТЕРМИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

Р.Г.ГАРИБОВ, М.Н.МИРЗАЕВ

В представленной работе различными аналитическими методами исследовано соединение бор-карбид. СЭМ исследования распределения частиц поверхностной морфологии образца показали, что размеры частиц находятся в интервале $5\div7\text{мкм}$. Инфракрасным спектральным анализом установлено, что гармоническое движение одинаковых, различных и деформированных молекул определяется изменением степеней свободы образца. Определена частота и степень поглощения межсвязей молекул, находящихся в гармоническом движении на различных уровнях. Термический рентгенфазовый анализ показал, что в образце бор-карбид до 1000°C термических переходов не возникает.

Редактор: д.н. по физике Р.Рагимов

УДК 536.2+536.634

ВЛИЯНИЕ НЕЛИНЕЙНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ЛАЗЕРНЫХ ЛУЧЕЙ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТОАКУСТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ В ЖИДКОСТЯХ

Г.Т.ГАСАНОВ, М.А.МУСАЕВ, А.Н.ДЖАФАРОВА, Н.Н.ГАШИМОВА

Азербайджанский Государственный Университет Нефти и Промышленности
AZ 1010, Баку, пр. Азадлыг, 20
aymin@mail.ru

Получена: 10.06.2016

Принята к печати: 26.09.2016

РЕФЕРАТ

Теоретически выведена формула, которая позволяет оценить влияние нелинейного поглощения при взаимодействии лазерных лучей с жидкостью. Установлен характер изменения распределения оптоакустического давления при линейном и нелинейном поглощении лазерных лучей жидкостью. Предложена методика определения коэффициента нелинейного поглощения лазерных лучей в жидкостях.

Ключевые слова: лазер, коэффициент поглощения, жидкость, давление.

ВВЕДЕНИЕ И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Тепловое действие оптического излучения на жидкость лежит в основе широкого класса оптико-акустических явлений, поскольку процесс нестационарного неоднородного нагревания жидкости сопровождается излучением оптоакустических волн за счет теплового расширения жидкостей. После создания и усовершенствования лазеров появилась возможность широкого использования оптико-акустического эффекта в различных вариантах спектроскопии (как оптических, так и акустических характеристик жидкостей).

Воздействие лазерного излучения приводит к возбуждению акустических возмущений в среде. Теоретические и экспериментальные исследования этих эффектов были начаты практически сразу после создания лазеров. Существует несколько механизмов возбуждения звука при взаимодействии лазерного излучения на среду: тепловой, испарительный, пробойный и страйкционный. Термический механизм связан с нестационарным тепловым расширением объема среды, в которой поглотилась световая энергия. Испарительный обусловлен импульсом отдачи паров вещества при

его испарении под действием лазерного излучения, пробойный - формированием сильной ударной волны при оптическом пробое (при этом плотность выделяемой энергии сравнима с внутренними давлениями в среде). Страйкционный механизм проявляется в прозрачных средах и связан с выделением механических напряжений в веществе при наличии электрического поля.

Основным механизмом возбуждения звука лазерным излучением в поглощающих свет средах является тепловой. Динамика термооптического возбуждения звука определяется параметрами излучения (геометрией луча, зависимостью интенсивности от времени) и физическими характеристиками среды (коэффициентом поглощения света, коэффициентом теплового расширения, теплоемкостью и т.д.).

Эффективность термооптического преобразования энергии пропорциональна мощности светового излучения $\alpha \cdot W$ (α - коэффициент линейного поглощения, W - средняя мощность светового излучения, поглощаемой в среде). Поэтому можно ожидать, что при сильном поглощении, т.е. $\alpha \cdot \alpha > 1$ (α - радиус светового пучка), возбуждение звука будет происходить существенно более эффективно, чем в случае слабого поглощения. Кроме того, поскольку

мощности лазеров с модуляцией добротности существенно выше, чем у лазеров непрерывного действия, использование импульсного режима позволяет достигать существенно больших амплитуд давлений [1].

Нелинейные эффекты, возникающие при взаимодействии интенсивного излучения с веществом, характер которых зависит от интенсивности света, позволяют получить новую информацию о свойствах сред. Нелинейное взаимодействие лазерных лучей в жидкостях рассмотрено в [2,3,4].

В последнее время уделяется большое внимание повышению эффективности технологических процессов путем воздействия на теплофизические свойства жидкостей различными физическими полями. В связи с этим возникает необходимость исследовать влияние нелинейного поглощения лазерных лучей на физические свойства жидкостей. Поэтому цель данной работы установить влияние нелинейного поглощения лазерных лучей в жидкостях на оптоакустическое давление. Для этого рассмотрим взаимодействие лазерного луча с жидкостью с учетом линейного и нелинейного поглощения. Пусть лазерный пучок падает на поверхность жидкости ($\alpha \cdot \alpha > I$). Тогда изменение интенсивности при прохождении света в жидкости с учетом линейного поглощения подчиняется закону Бугера, т.е. $I = I_0 \exp(-\alpha x)$, где I_0 - интенсивность падающего излучения. Если учитывать $\alpha c_0 \tau \ll 1$ (c_0 - скорость распространения оптоакустических волн в жидкости, τ - длительность лазерного импульса), то нагрев среды можно считать мгновенным за время действия лазерного импульса, плотность среды не успевает существенно изменится, а за счет неоднородного температурного поля создается поле напряжений. В этом случае распределение давления в жидкости ($x > 0$) определяется по формуле:

$$P_1 = \rho_0 c_0^2 \beta T = \frac{\alpha c_0^2 \beta I_0}{c_p} e^{-\alpha x} = P_0 e^{-\alpha x},$$

$$T = \frac{\alpha I_0}{\rho_0 c_p} e^{-\alpha x}, \quad (1)$$

где T - изменение температуры жидкости при линейном поглощении, β - коэффициент объемного расширения, ρ_0 - равновесная плотность жидкости, c_p - ее удельная теплоемкость при постоянном давлении.

Изменение интенсивности при прохождении света в жидкости с учетом линейного и нелинейного поглощения может быть выражено формулой

$$-dI = \alpha I(x)dx + \gamma I^2(x)dx, \quad (2)$$

где γ - коэффициент двухфотонного поглощения.

Из (2) определяем изменение интенсивности света с толщиной жидкости при нелинейном поглощении:

$$I = \frac{I_0}{1 + \gamma I_0 x}. \quad (3)$$

Распределение акустического давления в жидкостях при нелинейном поглощении определяется из

$$P_2 = \rho_0 c_0^2 \beta T' = \frac{c_0^2 \beta \gamma I_0^2}{c_p (1 + \gamma I_0 x)^2} = P_0 \frac{\gamma I_0}{\alpha (1 + \gamma I_0 x)^2}, \quad (4)$$

где $T' = \frac{\gamma I_0^2}{c_p \rho_0 (1 + \gamma I_0 x)^2}$ - изменение температуры жидкости при нелинейном поглощении.

Для оценивания влияния нелинейного поглощения на распределение оптоакустического давления в жидкости рассмотрим отношение давлений при линейном и нелинейном поглощении

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{\alpha e^{-\alpha x} (1 + \gamma I_0 x)^2}{\gamma I_0}. \quad (5)$$

Введя обозначения

$$\alpha x = \xi \text{ и } \sigma = \frac{\gamma I_0}{\alpha}, \quad (6)$$

для отношения давлений получим

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{e^{-\xi} (1 + \sigma \xi)^2}{\sigma}. \quad (7)$$

Проводя вычисления в среде программ Matlab по выведенной формуле (7), произвели визуализацию результатов на Рис.1.

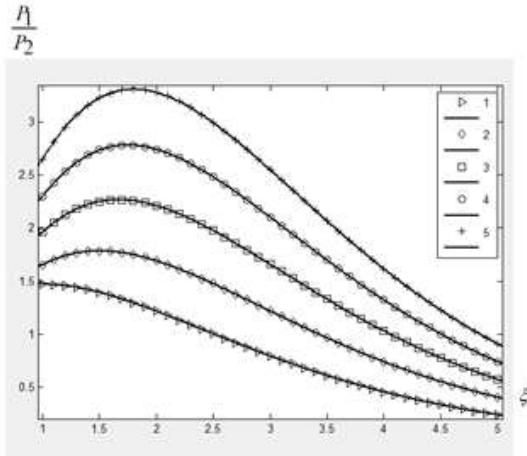


Рис.1

График зависимости P_1/P_2 от ξ при различных значениях σ (1,2,3,4,5)

Из Рис.1 видно, что с увеличением значения σ отношение оптоакустических давлений при линейном и нелинейном поглощении увеличивается.

Формулы (1) и (4) можно представить в виде

$$\frac{P_1}{P_0} = e^{-\xi} \text{ и } \frac{P_2}{P_0} = \frac{\sigma}{(1 + \sigma\xi)^2}. \quad (8)$$

Аналогично выше изложенному, вычисляя в среде программ Matlab по формуле (8), произвели визуализацию результатов на Рис. 2.

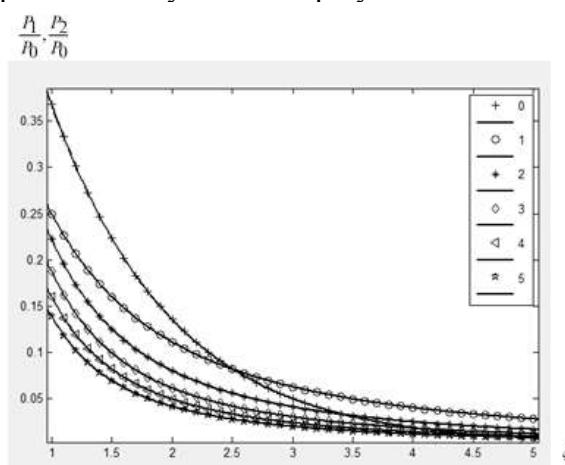


Рис.2

График зависимости P_1/P_0 и P_2/P_0 от ξ для различных значений σ (1,2,3,4,5).

Формула (8) позволяет определить коэффициент нелинейного поглощения. Для этого формулу (8) представим в виде:

$$\ln \frac{P_2}{P_0} = \ln \sigma - 2 \ln(1 + \sigma\xi). \quad (9)$$

Построив зависимость $\ln \frac{P_2}{P_0}$ от ξ по уг-

лу наклона, можно определить коэффициент нелинейного поглощения. Координаты точек, в которых $P_1 = P_2$, с ростом σ перемещаются в область больших ξ .

Как известно, нелинейное взаимодействие лазерных лучей с жидкостью всегда сопровождается с одновременным линейным и нелинейным поглощениями. С учетом формулы (2) распределение оптоакустического давления при одновременном линейном и нелинейном поглощении на основе принципа суперпозиции имеем вид

$$P = P_1 + P_2 = P_0 e^{-\alpha x} + P_0 \frac{\gamma_0}{\alpha(1 + \gamma_0 x)^2}. \quad (10)$$

Учитывая (6), из (10) получим

$$\frac{P}{P_1} = 1 + \frac{\sigma e^\xi}{(1 + \sigma\xi)^2}. \quad (11)$$

При очень сильных интенсивностях лазерного излучения может происходить многофотонное поглощение. Изменение интенсивности излучения на толщине dx жидкости при этом может быть определена по формуле

$$-dI = \alpha I dx + \delta I^n dx. \quad (12)$$

Рассмотрим влияние только многофотонного излучения на распределение оптоакустического давления в жидкостях. В этом случае

$$-dI = \delta I^n dx. \quad (13)$$

Из (13) имеем следующее выражение для изменения интенсивности излучения с толщиной жидкости:

$$I = \frac{I_0}{(1 + (n-1)\delta I_0^{n-1} x)^{\frac{1}{n-1}}}, \quad I(0) = I_0 \quad (14)$$

При этом оптоакустическое давление определяется по формуле

$$P_n = \frac{1}{2c_p} \frac{c_0^2 \beta \partial I_0^n}{(1 + (n-1)\delta I_0^{n-1} x)^{\frac{n}{n-1}}}. \quad (15)$$

Учитывая (6) в (15), имеем

$$\frac{P_1}{P_n} = \frac{e^{-\xi}}{\sigma} [1 + (n-1)\sigma\xi]^{\frac{n}{n-1}}. \quad (16)$$

В случае одновременного линейного и многофотонного поглощения изменение оптоакустического давления определяется по формуле

$$P = P_1 + P_n = P_1 \left(1 + \frac{P_n}{P_1}\right). \quad (17)$$

Отсюда

$$\frac{P_1}{P} = \frac{1}{1 + e^{\xi} \sigma [1 + (n-1)\sigma\xi]^{\frac{n}{n-1}}}. \quad (18)$$

Распределения оптоакустических давлений в зависимости от ξ , рассчитанные по формуле (18) для различных значений σ , представлены на Рис.3.

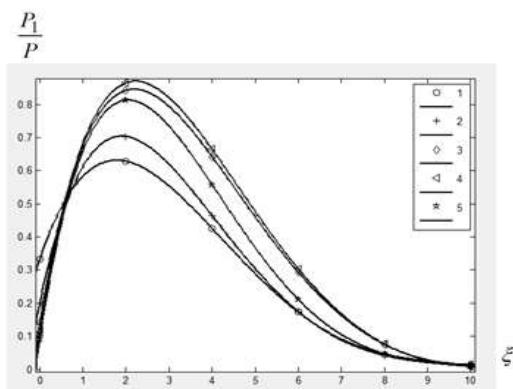


Рис.3

График зависимости P_1/P от ξ при различных значениях σ (1,2,3,4,5).

1. В.Э.Гусев, А.А.Карабутов. *Лазерная оптоакустика*, Москва, Наука, (1991) 17.
2. И.М.Белоусова, О.Б.Данилов, А.И.Сидоров. *Нелинейно-оптические ограничители лазерного излучения*, Оптический журнал, **76** 4 (2009) 71-84.
3. Г.Х.Гасанов. *Гидродинамические исследования взаимодействия акустических и лазерных лучей с жидкостью*, Баку, «STAKE», (2002) 384.
4. А.М.Гафарани. *Влияние лазерных лучей на физические свойства жидкостей*. Автореферат дис. канд. тех. наук, Баку, (1994) 24.

Из Рис.3 видно, что с увеличением значения σ максимальное значение отношения давлений при линейном и нелинейном поглощении увеличивается.

Полученная формула (18) позволяет оценить одновременное влияние как линейного, так и нелинейного коэффициентов многофотонного поглощения при взаимодействии лазерных лучей с жидкостью. Построив график зависимости $\frac{P_1}{P}$ от ξ получим характер изменения распределения оптоакустического давления при одновременном линейном и многофотонном поглощении.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обнаружение нелинейного поглощения лазерного излучения в жидкостях и определение коэффициента нелинейного поглощения позволяет глубже исследовать структуру жидкого состояния, т.к. коэффициент нелинейного поглощения является одной из важных характеристик жидкостей. Кроме того, исследование нелинейного поглощения мощного светового излучения в жидкостях позволяет разработать новый метод, который способствует повышению эффективности технологических процессов, связанных с применением жидкостей. Таким образом, предложена методика определения коэффициента нелинейного поглощения лазерных лучей в жидкостях. Установлено, что характер изменения оптоакустического давления сильно зависит от коэффициента нелинейного поглощения.

MAYELƏRDƏ LAZER ŞÜALARININ QEYRİ XƏTTİ UDULMASININ OPTOAKUSTİK TƏZYİQİN PAYLANMASINA TƏSİRİ

Q.T.HƏSƏNOV, M.A.MUSAYEV, A.N.CƏFƏROVA, N.N.HAŞIMOVA

Mayelərlə lazer şüalarının qarşılıqlı təsirində qeyri xətti udulmasının təsirini qiymətləndirmək üçün nəzəri düstur təklif olunur. Xətti və qeyri xətti udulmada təzyiqin paylanması xarakteri müəyyən edilmişdir. Lazer şüalarının mayelərdə qeyri xətti udulma əmsalını təyin etmək üçün metod təklif olunur.

INFLUENCE OF NONLINEAR ABSORPTION OF LASER BEAMS ON THE DISTRIBUTION OF PRESSURE IN THE FLUID

G.T.HASANOV, M.A.MUSAYEV, A.N.JAFAROVA, N.N.HASHIMOVA

A formula which allowed us to estimate the effect of nonlinear absorption in the interaction of laser beams with the liquid has been deduced by theory. The character of the pressure distribution changed with linear and nonlinear absorption has been established. The method of determining of the absorption coefficient of the laser beams in liquids has been defined.

Редактор: проф. Г.Аҗдаров

UOT 536.77:547.442

1-ETİL-3-METİLİMİDAZOLİUM METHANSULFONAT İONLU MAYESİNİN SIXLİĞİNIN VƏ SƏS SÜRƏTİNİN ÖLÇÜLMƏSİ

G.HÜSEYNOVA¹, R.HƏMİDOVA¹, C.SƏFƏROV^{1,2},
M.BƏŞİROV¹, E.HASSEL²

İstilik energetikası kafedrası, Azərbaycan Texniki Universiteti¹

AZ 1073, Bakı, H.Cavid pr., 25

Texniki termodinamika kafedrası, Rostok Universiteti²

Albert-Einstein-Str. 2, D-18059, Rostok, ALMANIYA

abdulla.elcin@gmail.com, javid.safarov@uni-rostock.de

Daxil olub: 20.04.2016

Çapa verilib: 26.07.2016

REFERAT

Təqdim olunan məqalədə atmosfer təzyiqində 1-etil-3-metlimidazolium methansulfonat [EMIM][MeSO₃] ionlu mayesinin sixlılığı və səs sürəti $T=(278.15-343.15)$ K temperatur intervalında Anton-Paar DSA 5000M vibrasiyalı densiməter və səs sürəti ölçən qurğusu ilə, $T=(273.15-413.15)$ K temperatur intervalında isə Anton-Paar DMA HPM vibrasiyalı densiməteri vasitəsi ilə $\Delta\rho/\rho=1\cdot10^{-5}$ kq·m⁻³ və $\Delta u/u=0.1$ m·s⁻¹ xəta daxilində ölçülmüşdür. Araşdırılan ionlu maddə absorbşion soyuducu qurğular və istilik nasoslarında [EMIM][MeSO₃] + CH₃OH binar istilikdaşıyıcı sisteminin həllədicisi kimi tətbiq olunmaq üçün nəzərdə tutulmuşdur.

GİRİŞ

Son illərdə Azərbaycan Respublikası Prezidentinin 2004-cü il 21 oktyabr tarixli Sərəncamı ilə təsdiq edilmiş “Azərbaycan Respublikasında Alternativ və bərpa olunan enerji mənbələrindən istifadə olunması üzrə Dövlət Proqramı”na uyğun olaraq, bu sahədə respublikamızda geniş miqyaslı işlər görülür. Azərbaycanın yerləşdiyi əlverişli coğrafi mövqə və iqlim şəraiti dünyanın inkişaf etmiş ölkələrində olduğu kimi, ölkəmizdə də ekoloji cəhətdən təmiz alternativ (bərpa olunan) enerji mənbələrindən (günəş, külək, biokütə, termal, absorbşion soyuducu qurğular və istilik nasosları, hidroenerji) istifadə imkanları araşdırılır və real layihələr həyata keçirilir [1].

Azərbaycan Texniki Universitetinin “İstilik energetikası” kafedrası uzun müddətdir ki, alternativ və bərpa olunan enerji mənbələri kimi günəş istilik sistemləri və absorbşion istilik nasosları üçün istilik daşıyıcılarının, eyni zamanda geotermal suların istilik-fiziki xassələ-

rinin araşdırılması sahəsində dünyanın müxtəlif mərkəzləri ilə müştərək geniş miqyaslı elmi araşdırmalar aparır. Alternativ (bərpa olunan) enerji mənbələrindən istifadə zamanı absorbşion soyuducu qurğular və istilik nasoslarının xüsusi yeri nəzərə çarpır.

Soyuqluq çevirən istilik nasosunun əsas prinsipini 1824-cü ildə kəşf edilmişdir. 1850-ci ildə Kelvin soyuducu cihazın isitmə məqsədi ilə istifadə oluna biləcəyini irəli sürməsiylə istilik nasosu istifadə olunmağa başladı. Bu qurğuların təkmilləşdirilməsinə XIX əsrin ikinci yarısından başlanılmışdır. Əsasən XX əsrin ikinci yarısından isə sənayedə aktiv istifadə olunmağa başlamışlar. Absorbşion soyuducu maşınlar (ASM) konstruksiyalarına görə çox sadədirlər. Onların hərəkət edən mexanizmləri yox dərəcəsindədir. Belə tip maşınların üstün cəhətlərindən biri onların səssiz işləməsidir. Kompressorlu maşınlarda olduğu kimi absorbşion maşınlarda da buxarlandırıcı və kondensator vardır. Absorbşion soyuducu maşınlarda kompressorun vəzifəsini

absorber nasos və desorberdən ibarət termiki kompressor yerinə yetirir. Absorber və desorberdə mürəkkəb istilik və kütlə mübadiləsi prosesləri baş verir. Absorbsion soyuducu maşın o zaman effektiv sayılır ki, o az miqdarda istilik enerjisi sərf etsin. Absorbsion soyuducu maşınlarda baş verən proseslər dönər olduqda istilik enerjisinin sərfi minimum olur.

İstilik nasosu kənardan enerji verilməsi ilə alçaq temperaturdakı ortamdan aldığı istiliyi, yüksək temperaturdakı ortama verən bir qurğudur. Qişda isitmə məqsədi ilə istifadə olunan istilik nasosu yayda soyutma üçün istifadə oluna bilər. İstilik nasoslarının çoxu buxar sıxışdırılması prinsipinə əsaslanır. Sadə bir istilik nasosu əsas elementləri kompressor, genişlənmə vannası, buxarlandırıcı, kondensator olaraq adlanan iki ədəd istilik dəyişdiricisidir. Buxarlandırıcıdan çıxan doymuş buxar kompresaordan daha yüksək təzyiqdə sıxışdırılaraq qızmış buxar halına gətirilir. Daha sonra kondensatora girən qızmış buxar mövcud istiliyini çöllə verərək sabit təzyiqdə sıxılır. Doymuş maye halindəki yüksək təzyiqli mayenin təzyiqi və temperaturu genişlənmə vannasına buxarlandırıcı halına gətirilir. Buxarlandırıcıya girən mayenin temperaturu istilik mənbəyinin istiliyindən aşağı olduğundan istilik mənbəyindən axışkana sabit təzyiqdə istilik keçisi olur və axıcı buxarlanır. Bundan sonra tsikl yenidən başlayır və belə davam edir. Məhz buna görə absorbision soyuducu qurğular və istilik nasoslarının xassələri, xüsusi ilə də bu qurğularda istifadə olunan istilik daşıyıcılarının istilik-fiziki xassələri xüsusi ilə geniş araşdırılmışdır. Bu sahədə müxtəlif elektrolit duzlarının su, metanol, etanol qarışıqlarını misal göstərmək olar [2-5].

Absorbsion soyuducu qurğular və istilik nasoslarında elektrolit duzlarının istifadəsi zamanı bir sıra ənənəvi problemlər meydana çıxır:

- həllədici kimi istifadə olunan duzların qurğuda dövr etdiyi zaman kristallaşması,
- istilik daşıyıcılarının qurğuda sirkulyasiya zamanı boruların aşilanması,
- soyuducu agent kimi sudan istifadə zaman mənfi temperatur rejiminin alınmaması və s.

Müxtəlif elmi qruplar son onilliklərdə bu problemləri bir sıra üsullarla həll etməyə çalışırlar və bu sahədə çox sayılı uğurlu addımlar atılmışdır. İlk olaraq soyuducu agent kimi su əvəzinə donma temperaturu aşağı olan, elektrolit duzlarda yaxşı həll olan spirtlər və başqa üzvi mayelər istifadə olunmağa başladı [6-9]. İki duz qarışıığı və bir soyuducu agent, eyni ilə iki soyuducu agent və bir duzdan istifadə etməklə üçqat qarışıqdan istifadə və çox sayılı başqa kombinasiyalar bu qurğularda yoxlanılmışdır. Amma korroziya və kristalizasiya qeyd olunduğu kimi, bilavasitə qarışıqda normal elektrolit duzlarının olası ilə əlaqədar olduğu üçün indiyə qədər aradan qaldırılmamışdır. Son illər elektrolit duzlarının başqa maye halda olan elektrolitlərlə əvəz olunması sahəsində çoxsaylı sınaqlar aparılır. Əlbəttə bu halda korroziya və kristalizasiya aradan qaldırılır. Amma normal elektrolit duzlarının yaratdığı absorbision effekt, qarışma istiliyi və s. yeni maye elektrolitlərdə həmin səviyyədə alınmır. Ona görə də bu sahə hələ də tədqiqatlar üçün açıqdır. İonlu maddələr də maye halda elektrolit duzlar olduğu üçün absorbision soyuducu qurğular və istilik nasoslarında həllədici kimi istifadə olunmağa geniş imkanları vardır. Xüsusi ilə ionlu maddələrin spirlərlə qarışıqlarının istilik-fiziki xassələrinin araşdırılması yeni elmi istiqamət kimi çox aktualdır. Bu sahədə də son illər geniş miqyaslı təcrübələr aparılır [10-12]. Normal elektrolit duzlarının maye qarışıqlarından fərqli olaraq ionlu mayelərin maye qarışıqları üçün daha geniş istilik-fiziki xassələr araşdırmaq mümkündür (məs: izafî molyar həcm). Çünkü qarışıği təşkil edən hər iki maddə maye halındadır və onların yüksək temperatur və təzyiqlərdə istilik-fiziki xassələrinin araşdırması mümkünür. Bu isə öz növbəsində absorbision soyuducu qurğular və istilik nasoslarının bir sıra yeni xassələrini hesablamaya imkan verir. Eyni zamanda duzların korroziya və kristalizasiya yaratması problemi də bu halda həll olur. Belə ki, ionlu mayelər ekoloji təmiz, korroziya yaratmayan və s. müsbət xassələrə malikdirlər. İonlu mayelərin ərimə temperaturunun aşağı olmasının səbəbi onların tərkibində üzvi təbiətli ionların olmasıdır. İonlu mayelərin üzvi

hissəsinin quruluşunda yaranan sferik çətinliklər düzən kristallaşmasını çətinləşdirir. İonlu mayeləri həmçinin yüksək özlülüyə malikdir. Üzvi maddə həm kationun, həm də anionun tərkibində ola bilər.

[EMIM][MeSO₃] və metanol qarışığı da bu sahədə potensial nümunə kimi elmi qrupumuz tərəfindən araşdırılmağa başlanmışdır. [EMIM][MeSO₃] son illərdə bir sıra kimyəvi proseslərdə stabil ionlu maye kimi müvəffəqiyətlə istifadə olunur. Metanol isə absorbsion soyuducu qurğular və istilik nasoslarında soyuducu agent kimi uzun illər ərzində istifadə olunur. Ona görə bu iki mayenin binar qarışığının absorbsion soyuducu qurğular və istilik nasoslarında istilikdaşıyıcı kimi istifadə edilməsi elmi qrupumuz tərəfindən seçilmişdir. Təcrübələr zamanı [EMIM][MeSO₃] və metanolun ayrılıqda və qarışq halında sıxlığı, özlülüyü, buxar təzyiqləri, səs sürəti, istilik tutumu və s. Xassələri analiz olunacaqdır. Bu məqalə bu sahədə ilk elmi işdir və [EMIM][MeSO₃] ionlu mayesinin atmosfer təzyiqində və müxtəlif temperaturlarda sıxlığı və səs sürəti araşdırılmışdır.

Alınmış nəticələrdən istifadə etməklə ionlu mayenin xüsusi həcmının temperaturdan asılı diferensialı $(dv/dT)/m^3 \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$, temperaturdan asılı isobarik genişlənməsi $\alpha_p \cdot 10^6/K^{-1}$, səs sürəti $u/m \cdot s^{-1}$, temperaturdan asılı adiabatik sıxılması $\kappa_s \cdot 10^6/MPa^{-1}$ hesablanmışdır.

TƏCRÜBƏ BÖLMƏSİ

Bu məqalədə [EMIM][MeSO₃]-in sıxlığı və səs sürəti təcrubi olaraq öyrənilmişdir. Təcrübələr $T=(278.15-343.15)$ K temperatur intervalında Anton-Paar (Avstriya) firmasının istehsalı olan DSA 5000M vibrasiya edən borulu densimetri və səs sürəti ölçən qurğusu ilə, $T=(273.15-413.15)$ K temperaturlarda isə DMA HPM vibrasiya edən borulu densimetri vasitəsi ilə aparılmışdır.

DSA 5000M qurğusu Azərbaycan Texniki Universitetinin “İstilik energetikası” kafedrasının laboratoriyasında yerləşir və bir-birindən fərqli, lakin eyni temperaturda olan iki ölçmə yuvasına malikdir. DMA HPM vibrasiya edən borulu densimetri eyni metodla çalışır və

yüksək temperaturlarda təcrübələr aparmaq üçün nəzərdə tutulmuşdur.

Sıxlıq ölçmə yuvası borunun vibrasiya periodunun ölçüməsi və bunun əsasında sıxlığın hesablanmasına əsaslanmışdır. Vibrasiya edən borulu densimetri bir tərəfə istiqamətləndirilmiş U-şəkilli borunun rəqsetmə periodunun və borunun kütləsinin asılılığına əsaslanmışdır [13-14].

$$\tau = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}} \quad (1)$$

və ya

$$f = \frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}}. \quad (2)$$

Vibrasiyaedən borunun kütləsinin m borunun vakuum halında onun boş kütləsinin m_b və boru daxilindəki mayenin kütləsinin ρV_b cəminə bərabər olduğundan ([13-15])

$$f = \frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m_b + \rho V_b}} \quad (3)$$

alinır. Borunun və onun daxilindəki maddənin kütləsinin birbaşa ölçüməsi çətin olduğu üçün bu kütləni məhz borunun vibrasiya etməsi və bu vibrasiyanın periodunun ölçüməsi metodu ilə hesablaşmaq olur. (1) və (3) tənliklərindən

$$\tau = 2\pi \sqrt{\frac{m_b + \rho V_b}{k}}, \quad (4)$$

alinır. Burada τ - vibrasiyaedən borunun rəqs periodu, (μ s); m_b - vibrasiyaedən borunun boş kütləsi, (kg); V_b - vibrasiyaedən borunun həcmi, (m^3); ρ - vibrasiyaedən borunun daxilindəki maddənin sıxlığı, ($kg \cdot m^{-3}$); k - Hük qanunu əsasında təpilan boru materialının elastiklik əmsalıdır, ($N \cdot m^{-1}$) və elastiklik əmsalı borunun ölçülərindən, formasından asılı olaraq boru materialının Yunq modulu ilə proporsionaldır [13-15].

Vibrasiya edən borunun həcmi onun həndəsi ölçüləri və asılma hələ ilə təyin edilir. Asılma nöqtəsi borunun tərpənməz halda qurğuya bərkidilmiş hissəsinin borunun vibrasiya edən

hissəsinə doğru ən son nöqtəsidir. Borunun istidən genişlənməsi və boşalması əsas hallardan biridir. Odur ki, kalibrənmə zamanı bu parametrlər bir-başa temperaturdan asılı olaraq əməsalların daxilində nəzərə alınır [14]. (4) tənliyindən mayenin sıxlığını aşağıdakı kimi yazmaq olar

$$\rho = A - B\tau^2, \quad (5)$$

burada $B(T, P) = -\frac{k(T, P)}{4\pi^2 V_b(T, P)}$ və

$$A(T, P) = -\frac{m_t}{V_b(T, P)}.$$

Səs sürəti ölçmə zamanı isə akustik yuvanın titrəmə dövrlərinin hesablanması yolu ilə səsin yayılma sürəti ölçülür. Səs dalğaları bir ultrasəslı ötürücü vasitəsi ilə ötürülür və o biri tərəfdə başqa ultrasəslı qəbulədici tərəfindən qəbul olunur. Ultrasəslı ötürücü səs dalğalarını əvvəlcədən məlum olan dövrlərdə ötürür. Səs sürəti ötürücü və qəbulədici arasındakı məsafəni, səs dalğalarının dövrlərini bildikdən sonra (6) düsturu vasitəsilə hesablanır [14]:

$$v = \frac{\text{heqiqi uzunluq} \cdot (1 + 1.6E - 5 \cdot \Delta_{\text{temp}})}{\text{Ps} - \text{TAU} \cdot f_3}, \quad (6)$$

burada: heqiqi uzunluq – səs dalğalarının heqiqi uzunluğu (təxminən 5000 μm), Δ_{temp} – $T=293.15\text{K}$ -də temperatur xətası, Ps - qəbul edilən səs dalğalarının rəqsləri dövrü, bölgüsü sabit – 512, TAU – qurğunun sabit əmsali, f_3 – temperaturla düzəliş əmsalıdır. TAU və f_3 əməsalları DSA 5000M qurğusunu istehsal edən Anton-Paar firmasının sırrı olduğu üçün məqallədə verilmir.

DSA 5000M qurğusu vasitəsilə atmosfer təzyiqində səs sürətinin $u = (1000 - 2000) \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ (ölçülmə xətası: $0.1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$) və temperaturun $T = (278.15 - 343.15) \text{ K}$ (ölçülmə xətası: 0.001°C) ölçülmə diapazonlarında təcrübələr aparmaq mümkündür [14]. DMA HPM vibrasiya edən borulu densimetrinin iş prinsipi əvvəlki araşdırımızda geniş şərh edilmişdir [5].

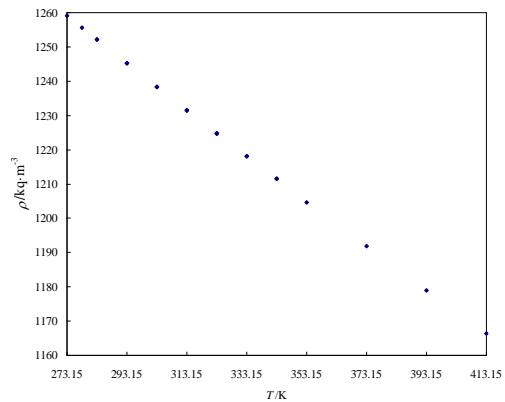
[EMIM][MeSO₃] xüsusi vakuum kolballarda yüksək temperaturda ($T = 423.15\text{K}$ -ə qədər) həll olmuş havadan, qazlardan və sudan təmizlənmişdir. Nümunədə həll olmuş maddələr,

ayrılan hava qabarcıqları və s. vibrasiya periodunun düzgün ölçülməsinə mane olur. Qurğu tam yuyulub qurudulduğdan sonra, lazım olan miqdarda ölçülecek ionlu maye ölçü yuvasına doldurulur. Daha sonra temperatur intervalı seçilir və təcrübə başlayır. Hər temperatur rejimində nümunənin səs sürəti də paralel olaraq ölçülür. Qurğu programlaşdırılmış bütün temperatur intervalında təcrübələri apardıqdan sonra dayanır və maye qurğudan təmizlənir.

ALINMIŞ NƏTİCƏLƏR

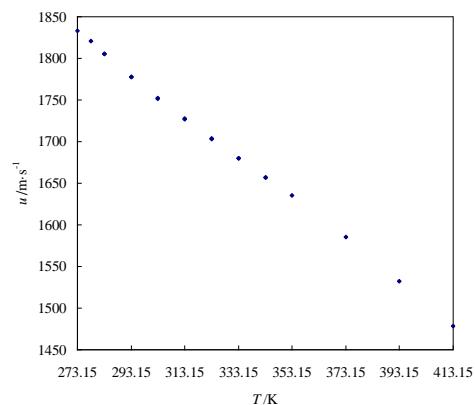
[EMIM][MeSO₃] ionlu mayenin sıxlığı və səs sürəti $T = (273.15 \div 413.15)\text{K}$ temperatur intervalında və atmosfer təzyiqində ölçülmüşdür. Alınmış nəticələr Cədvəl 1-də verilmişdir.

Eyni zamanda [EMIM][MeSO₃]-in sıxlığının temperaturdan asılılığı Şəkil 1-də və səs sürətinin temperaturdan asılılığı Şəkil 2-də verilmişdir.



Şəkil 1

[EMIM][MeSO₃]-in sıxlığının $\rho/\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ temperaturdan asılılığı.



Şəkil 2

[EMIM][MeSO₃]-in səs sürətinin $u/\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ temperaturdan asılılığı.

Cədvəl 1.

[EMIM][MeSO₃] ionlu mayenin temperaturunun T/K , sıxlığının $\rho/kg\cdot m^{-3}$, xüsusi həcmnin temperaturdan asılı diferensialının $(dv/dT)/m^3\cdot kg^{-1}\cdot K^{-1}$, temperaturdan asılı isobarik genişlənməsinin $\alpha_p \cdot 10^6/K^{-1}$, səs sürətinin $u/m\cdot s^{-1}$, temperaturdan asılı adiabatik sıxılmaşının $\kappa_s \cdot 10^6/MPa^{-1}$ təcrübi və hesablanmış qiymətləri.

T	ρ	dv/dT	α_p	u	κ_s
273.150	1259.090	4.4294E-07	557.7	1833.101	236.36
278.154	1255.653	4.4669·10 ⁻⁷	560.9	1820.765	240.23
283.150	1252.145	4.4677·10 ⁻⁷	559.4	1805.615	244.96
283.153	1252.225	4.4677·10 ⁻⁷	559.5	1805.259	245.04
293.146	1245.217	4.4693·10 ⁻⁷	556.5	1777.996	254.03
293.151	1245.280	4.4693·10 ⁻⁷	556.6	1777.540	254.15
303.147	1238.306	4.4709·10 ⁻⁷	553.6	1752.595	262.91
303.152	1238.360	4.4709·10 ⁻⁷	553.7	1751.829	263.13
313.151	1231.511	4.4725·10 ⁻⁷	550.8	1727.190	272.20
313.152	1231.463	4.4725·10 ⁻⁷	550.8	1727.957	271.96
323.152	1224.756	4.4741·10 ⁻⁷	548.0	1703.264	281.44
323.155	1224.716	4.4741·10 ⁻⁷	547.9	1703.704	281.30
333.151	1218.085	4.4757·10 ⁻⁷	545.2	1679.875	290.92
333.154	1218.072	4.4757·10 ⁻⁷	545.2	1680.162	290.82
343.154	1211.477	4.4773·10 ⁻⁷	542.4	1657.043	300.62
353.150	1204.65	4.5258E-07	545.2	1635.64	310.29
373.160	1191.84	4.5488E-07	542.1	1585.01	333.98
393.150	1178.90	4.5718E-07	539.0	1532.40	361.23
413.150	1166.37	4.5948E-07	535.9	1478.08	392.44

TƏCRÜBƏ NƏTİCƏLƏRİNİN ANALİTİK YAZILMASI

Cədvəl 2

(7) tənliyində a_i əmsallarının qiymətləri.

a_0
1471.17659166083
a_1
- 0.851338950826499
a_2
0.00027483324637

Cədvəl 3

(8) tənliyində b_i əmsallarının qiymətləri.

b_0
2517.83247555891
b_1
- 2.54373174023544
b_2
0.0000889189569805993

Maddələrin istilik-fiziki xassələrinin geniş temperatur və təzyiqlərdə öyrənilməsi zamanı yalnız müəyyən edilmiş qiymətlərdə ölçmələr aparılır. Amma istənilən hal parametrlərdə bu xassələrin əldə olunması üçün təcrübədən alınmış nəticələrin tənliklər vasitəsi ilə yazılıması vacibdir. Bu səbəbdən də təqdim olunan məqalədə ionlu mayenin sıxlığının və səs sürətinin ölçülmüş qiymətlərinin temperaturdan asılılığı polinomial tənlik vasitəsilə yazılmışdır [15]

$$\rho = \sum_{i=0}^2 a_i T^i \quad (7)$$

burada a_i polinomun əmsallarıdır və Cədvəl 2-də verilmişdir.

$$u = \sum_{i=0}^2 b_i T^i, \quad (8)$$

burada b_i polinomun əmsallarıdır və Cədvəl 3-də verilmişdir.

İzobar termiki genişlənmə əmsalı α_p/K^{-1} , təcrübi işlərin keyfiyyətinin təhlilində böyük rol oynayır. O, sabit təzyiqdə həcmin dəyişməsinin temperaturun dəyişməsindən asılılığını xarakterizə edir:

$$\alpha_p = \frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p . \quad (9)$$

İzobar termiki genişlənmə əmsalının α_p/K^1 hesablanmış qiymətləri Cədvəl 1-də verilmişdir.

Maddənin sixlığı və səs sürəti məlum oludurda Laplas tənliyi vasitəsilə onun adiabatik sixilmasını κ_s/MPa^{-1} hesablamaq mümkündür

$$\kappa_s = \frac{1}{\rho \cdot u^2} . \quad (10)$$

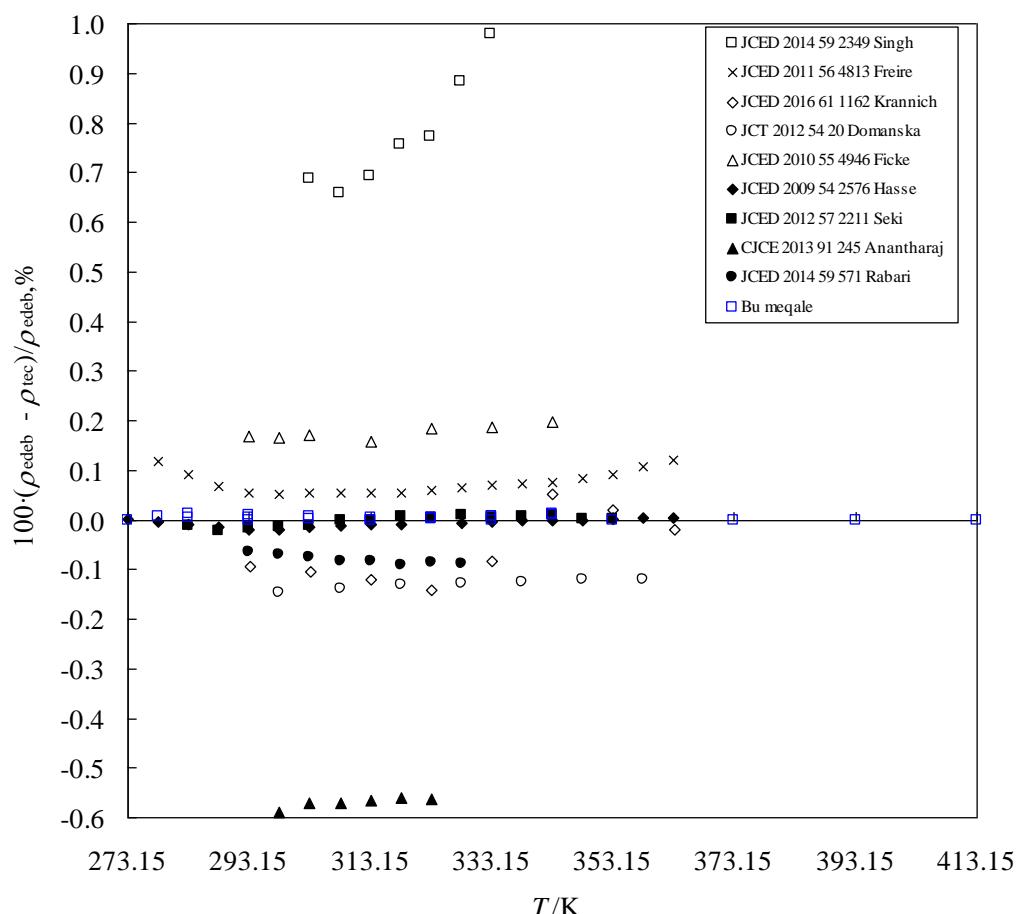
Tədqiq olunmuş ionlu mayenin adiabatik sixılma əmsalları $\kappa_s \cdot 10^6/\text{MPa}^{-1}$ Cədvəl 1-də verilmişdir.

XÜLASƏ

Alınmış nəticələr ədəbiyyatda mövcud olan nəticələr [16-23] ilə müqayisə olunmuşdur (Şəkil 3). Müqayisə əsasında qeyd etmək olar ki, ədəbiyyat qiymətləri yalnız $T=393.15\text{K}$ tem-

peratura qədər təcrübi olaraq öyrənilmişdir. Alınmış nəticələr ədəbiyyatda mövcud olan nəticələr ilə müqayisəsindən aydın görünür ki, $[\text{EMIM}][\text{MeSO}_3]$ ionlu mayesinin sixlığı bizim təcrübi nəticələr ilə çox yaxşı uyğunlaşır. Əsas müqayisə xətası 0.1% intervalında yerləşir. İki ədəbiyyat nəticələri [21,23] nisbətən böyük xəta ilə bizim alındığımız nəticələr ilə uyğunlaşır.

Bu hali ionlu maddənin təmizliyi, tərkibindəki suyun miqdarı, təcrübənin xətası və s. ilə izah etmək olar. Analiz olunmuş ionlu maddənin səs sürətinin ədəbiyyat qiymətləri yalnız Singh tərəfindən araşdırılmışdır. Bu nəticələr bizim əldə etdiyimiz səs sürəti nəticələrindən təxminən $\pm 2\%$ fərqlənir. Bu nəticələr bizim əldə etdiyimiz səs sürəti nəticələrindən təxminən $\pm 2\%$ fərqlənir. Alınmış nəticələr yüksək temperatur və təzyiqlərdə $[\text{EMIM}][\text{MeSO}_3]$ ionlu mayesinin istilik-fiziki xassələrinin araşdırılması üçün istifadə ediləcəkdir.



Şəkil 3
[EMIM][MeSO₃]-in sixlığının $\rho/\text{kq}\cdot\text{m}^{-3}$ ədəbiyyat qiymətləri ilə müqayisəsi.

1. Azərbaycan Respublikasında alternativ və bərpa olunan enerji mənbələrinən istifadə olunması üzrə Dövlət Programı, 2004-cü il.
2. J.T.Safarov, G.N.Najafov, A.N.Shahverdiyev, E.Hassel. (p,ρ,T) and (p_s,ρ_s,T_s) properties, and apparent molar volumes V_ϕ of LiNO_3 (aq) in the 298.15–398.15K temperature range and pressures to $p=60\text{ MPa}$, *Journal of Molecular Liquids*, **116** №3 (2005) 157-163.
3. A.Tekin, J.Safarov, A.N.Shahverdiyev, E.P.Hassel. (p,ρ,T) properties of 1-Butyl-3-methylimidazolium tetrafluoroborate and 1-Butyl-3-methylimidazolium hexafluorophosphate at $T=(298.15 \text{ to } 398.15)\text{K}$ and pressures up to $p=40\text{ MPa}$, *Journal of Molecular Liquids*, **136** (2007) 177-182.
4. T.Guliyev, J.Safarov, A.N.Shahverdiyev, E.Hassel. (p,ρ,T) Properties and Apparent Molar Volumes V_ϕ of $\text{ZnBr}_2+\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$, *The Journal of Chemical Thermodynamics*, **41** (2009) 1162-1169.
5. J.Safarov, R.Hamidova, S.Zepik, H.Schmidt, I.Kul, A.Shahverdiyev, E.Hassel. Thermophysical Properties of 1-hexyl-3-methylimidazolium bis(trifluoromethylsulfonyl) imide at high temperatures and pressures, *Journal of Molecular Liquids*, **187** (2013) 137-156.
6. J.E.Aker, R.G.Squires, L.F.Albright. An Evaluation of Alcohol-Salt Mixtures as Absorption Refrigeration Solutions, *ASHRAE Transactions*, **71** (1965) 14-20.
7. K.A.Antonopoulos, E.D.Rogdakis. Nomographs for the optimum solar pond driven $\text{LiBr}/\text{ZnBr}_2/\text{CH}_3\text{OH}$ Absorption-Refrigeration System, *International Journal of Energy Research*, **16** (1992) 413-429.
8. P.D.Iedema, Mixtures for the absorption heat pump, *International Journal of Refrigeration*, **5** (1982) 262-273.
9. S.B.Park, J.W.Lee, H.Lee, Y.S.Baek. Surface Tensions and Thermal Conductivities of Aqueous LiBr-Based Solutions Containing n-Octanol and 2-Ethyl-1-Hexanol: Application to an Absorption Heat Pump, *International Journal of Thermophysics*, **22** (2001) 445-458.
10. W.Chen, Sh.Liang, Y.Guo, K.Cheng, X.Guli, D.Tang. Thermodynamic Performances of [mmim]DMP/Methanol Absorption Refrigeration, *Journal of Thermal Science*, **21** (2012) 557–563.
11. Y.J.Kim, S.Kim, Y.K.Joshi, A.G.Fedorov, P.A.Kohl. Thermodynamic analysis of an absorption refrigeration system with ionic-liquid/refrigerant mixture as a working fluid, *Energy*, **44** (2012) 1005-1016.
12. Z.He, Z.Zhao, X.Zhang, H.Feng. Thermodynamic properties of new heat pump working pairs: 1,3-Dimethylimidazolium dimethylphosphate and water, ethanol and methanol, *Fluid Phase Equilibria*, **298** (2010) 83–91.
13. Kratky, O.Leopold, H.Stabinger. Dichtemessungen an Flüssigkeiten und Gasen auf 10^6 g/cm^3 bei 0.6 cm^3 Präparatvolumen, *Zeitschrift für Angewandte Physik*, **27** (1969) 273-277.
14. DSA5000M instruction manual, Firmware Version: V2.20, Anton-Paar, Austria, (2011) 163.
15. A.Əhmədov, C.Səfərov, M.Bəşirov, E.Hassel. Azərbaycanın Qax və Qəbələ rayonlarının termal sularının sıxlığının və səs sürətinin tədqiqi, Azərbaycan Texniki Universitetinin Elmi Əsərləri, **1** (2014) 110-117.
16. B.Hasse, J.Lehmann, D.Assenbaum, P.Wasserscheid, A.Leipertz, A.P.Fröba. Viscosity, Interfacial Tension, Density, and Refractive Index of Ionic Liquids [EMIM][MeSO₃], [EMIM] [MeOHPO₂], [EMIM][OcSO₄], and [BBIM][NTf₂] in Dependence on Temperature at Atmospheric Pressure, *Journal of Chemical & Engineering Data*, **54** (2009) 2576–2583.
17. L.E.Ficke, R.R.Novak, J.F.Brennecke. Thermodynamic and Thermophysical Properties of Ionic Liquid Plus Water Systems, *Journal of Chemical & Engineering Data*, **55** (2010) 4946–4950.
18. M.G.Freire, A.R.R.Teles, M.A.A.Rocha, B.Schröder, C.M.S.S.Neves, P.J.Carvalho, D.V.Evtuguin, L.M.N.B.Santos, J.A.P.Coutinho. Thermophysical Characterization of Ionic Liquids Able To Dissolve Biomass, *Journal of Chemical & Engineering Data*, **56** (2011) 4813–4822.
19. U.Domańska, M.Królikowski. Measurements of activity coefficients at infinite dilution for organic solutes and water in the ionic liquid 1-ethyl-3-methylimidazolium methanesulfonate, *The Journal of Chemical Thermodynamics*, **54** (2012) 20–27.
20. S.Seki, S.Tsuzuki, K.Hayamizu, Y.Umebayashi, N.Serizawa, K.Takei, H.Miyashiro. Comprehensive Refractive Index Property for Room-Temperature Ionic Liquids, *Journal of Chemical & Engineering Data*, **57** (2012) 2211-2216.
21. R.Anantharaj, T.Banerjee. Thermodynamic Properties of 1-Ethyl-3-Methylimidazolium Methanesulfonate with Aromatic Sulphur, Nitrogen Compounds at $T=298.15\text{--}323.15\text{K}$ and $P=1\text{Bar}$, *THE Canadian Journal of Chemical Engineering*, **91** (2013) 245-256.
22. D.Rabari, N.Patel, M.Joshipura, T.Banerjee. Densities of Six Commercial Ionic Liquids: Experiments and Prediction Using a Cohesion Based Cubic

- Equation of State, Journal of Chemical & Engineering Data, **59** (2014) 571-578.*
23. M.P.Singh, S.K.Mandal, Y.L.Verma, A.K.Gupta, R.K.Singh, S.Chandra. *Viscoelastic, Surface, and Volumetric Properties of Ionic Liquids [BMIM] [OcSO₄], [BMIM][PF₆], and [EMIM][MeSO₃]*, *Journal of Chemical Engineering, **59*** (2014) 2349-2359.
24. M.Krannich, F.Heym, A.Jess. *Characterization of Six Hygroscopic Ionic Liquids with Regard to Their Suitability for Gas Dehydration: Density, Viscosity, Thermal and Oxidative Stability, Vapor Pressure, Diffusion Coefficient, and Activity Coefficient of Water, Journal of Chemical Engineering, **61*** (2016) 1162-1176.

**INVESTIGATION OF THE DENISTY AND SPEED OF SOUND OF IONIC LIQUID
1-ETHYL-3-METHYLLIMIDAZOLIUM METHANESULFONATE**

G.HUSEYNOVA, R.HAMIDOVA, J.SAFAROV, M.BASHIROV, E.HASSEL

The density and speed of sound of 1-Ethyl-3-methylimidazolium methanesulfonate have been measured at ambient pressure and temperatures $T = (273.15 \div 413.15)$ K using of DSA 5000M vibration tune density and sound velocity meter. The uncertainties of measurements have been $\Delta\rho/\rho=1\cdot10^{-5}\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ и $\Delta u/u=0.1\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$, also vibration tune densimeter DMA HPM, respectively. The investigated ionic liquid intended for use as solute of a binary [EMIM][MeSO₃] + methanol solution in absorption refrigerating machines and heat pumps.

**ИЗМЕРЕНИЕ ПЛОТНОСТИ И СКОРОСТИ ЗВУКА ИОННОЙ ЖИДКОСТИ
1-ЭТИЛ-3-МЕТИЛИМИДАЗОЛИЙ МЕТАНСУЛЬФОНАТ**

Г. ГУСЕЙНОВА, Р.ГАМИДОВА, Д.САФАРОВ, М.БАШИРОВ, Э.ХАССЕЛЬ

Представлены результаты исследований плотности и скорости звука ионной жидкости [EMIM][MeSO₃] при атмосферном давлении и температурах $T=(273.15 \div 413.15)$ K с помощью установки денсиметра вибрационной трубки и измерителя скорости звука DSA 5000M с погрешностью $\Delta\rho/\rho=1\cdot10^{-5}\text{кг}\cdot\text{м}^{-3}$ и $\Delta u/u=0.1\text{м}\cdot\text{с}^{-1}$, а также денсиметра вибрационной трубки DMA HPM, соответственно. Исследованная ионная жидкость предназначена для использования как растворитель бинарного раствора [EMIM][MeSO₃]+метанол в абсорбционных холодильных установках и тепловых насосах.

Редактор: проф.Э.Масимов

UOT: 539.123.6; 524.1-52

İFRATGÜCLÜ MAQNİTLƏŞMİŞ ULDUZ MÜHİTİNDƏ ANTİNEYTRİNOLAR TƏRƏFİNDƏN ELEKTRON-POZİTRON CÜTLƏRİNİN YARANMASI ZAMANI ENERJİ İTKİLƏRİ: ENİNƏ POLYARLAŞMA HALI

R.E. QASIMOVA^{1,2,3}, B.T.HACİYEVA⁴, V.A.HÜSEYNOV^{2,3}

AMEA N. Tusi adına Şamaxı Astrofizika Rəsədxanası¹

AZ 5626, Şamaxı r., Y. Məmmədəliyev qəs.,

Bakı Dövlət Universiteti²

AZ1148, Bakı, Z. Xəlilov küç. 23,

Qafqaz Universiteti³

AZ 0101, Xirdalan, H. Əliyev küç. 120,

Naxçıvan Dövlət Universiteti⁴

AZ 7012, Naxçıvan, Universitet şəhərciyi

gasimovar@yahoo.co.uk

Daxil olub: 10.06.2016

Çapa verilib: 26.09.2016

Açar sözlər: antineytrino, elektron-pozitron cütləri, maqnit sahəsi, əsas Landau səviyyəsi, birinci Landau səviyyəsi, neytron ulduzu, maqnitar.

REFERAT

Bu işdə ifratgüclü maqnitləşmiş ulduz mühitində gedən $\tilde{\nu}_i \rightarrow \tilde{\nu}_i + e^- + e^+$ prosesləri hesabına baş verən enerji itkiləri və bu zaman ortaya çıxan spin asimetriyası hesablanmışdır. Müəyyən edilmişdir ki, elektronlar əsas Landau səviyyəsində, pozitronlar isə birinci Landau səviyyəsində doğulduğda $\tilde{\nu}_i \rightarrow \tilde{\nu}_i + e^- + e^+$ prosesləri hesabına adı neytron ulduzunun ($B \sim 10^{13} Q_S$) soyumasına əsas payı spinləri maqnit sahəsinin əksini istiqamətində yönəlmış pozitronlar verir.

GİRİŞ

Antineytrino tərəfindən elektron-pozitron cütünün yaranması prosesləri

$$\tilde{\nu}_i \rightarrow \tilde{\nu}_i + e^- + e^+ \quad (1)$$

reaksiyası ilə təsvir olunur. (1) reaksiyasında $\tilde{\nu}_i$ ilə antineytrinoların üç növü—elektron antineytrinosu $\tilde{\nu}_e$, müon antineytrinosu $\tilde{\nu}_\mu$ və tauon antineytrinosu $\tilde{\nu}_\tau$ işarə edilmişdir. Bu reaksiya ilə təsvir olunan proseslər xarici sahənin olmadığı sərbəst halda 4-ölçülü impulsun saxlanması qanunu ilə qadağan olunub. Lakin xarici maqnit sahəsinin olduğu halda belə proseslər baş verir və onların güclü və ifratgüclü maqnit sahələrinə ($B \geq B_0 = m_e^2/e = 4,41 \times 10^{13} Q_S$) malik astrofiziki obyektlərin soyumasında rolü istisna olunmur. Güclü və hətta, ifratgüclü xarici maqnit sahələrinə kompakt astrofiziki obyektlərdə (məsələn, maqnitarlarda və digər neytron ulduzlarında) və proseslərdə (məsələn, ifratyenilərin partlayışında) təsadüf edilir. Belə ki, $B \sim 10^{13} Q_S$ tərtibli maqnit sahələrinə pulsarların səthində [1,2], $B \sim 10^{15} Q_S$ tərtibli maqnit sahələrinə maqnitarlarda [3-7], $B \sim 10^{15} Q_S - 10^{17} Q_S$ tərtibli maqnit sahələrinə isə ulduz nüvəsinin qravitasiya kollapsının ilkin fazasında [8-13] rast gəlinir.

Xarici maqnit sahəsində gedən həm neytral, həm də yüklü cərəyanlar hesabına baş verən və $\nu_i \rightarrow \nu_i + e^- + e^+$ reaksiyası ilə təsvir olunan proseslərdən fərqli olaraq, (1) reaksiyası ilə təsvir olunan proseslər yalnız neytral cərəyanlar hesabına baş verir. Burada ν_i ilə neytrinoların üç növü—elektron neytrino-

su ν_e , müon neytrinosu ν_μ və tauon neytrinosu ν_τ işarə edilib. Ümumiyyətlə, $\nu_i \rightarrow \nu_i e^- e^+$ proseslərinin ehtimalı zəif sahə halında [14-16] işlərdə, standart model çərçivəsində güclü maqnit sahəsi halında isə [17] işdə hesablanıb. Sonuncu qeyd olunan işdə həm də baxılan proseslər zamanı itirilən enerji və impuls itkilərinin orta qiyməti tapılıb. [18, 19] işlərdə $\nu_i \rightarrow \nu_i e^- e^+$ prosesləri həm zəif sahə, həm də güclü sahə limit hallarında tədqiq olunub, proseslərin ehtimalı hesablanıb, neytrino tərəfindən itirilən enerji və impuls itkilərinin orta qiymətinə uyğun olan 4-ölçülü vektor tapılıb. [20] işdə $\nu_i \rightarrow \nu_i e^- e^+$ prosesləri güclü maqnit sahəsi və qızmar sıx plazma hali üçün tədqiq edilib və göstərilib ki, diferensial ehtimal və neytrino tərəfindən itirilən enerji-impuls itkiləri elektron-pozitron qazının kimyəvi potensialından asılı deyil. [21] işdə standart model çərçivəsində xarici elektromaqnit sahəsində hərəkət edən neytrino tərəfindən lepton cütlərinin buraxılması prosesləri tədqiq olunub və həmin proseslərin ehtimalı üçün nisbətən sadə və dəqiq ifadə alınıb.

[22] işdə $\nu_i \rightarrow \nu_i e^- e^+$ prosesləri güclü cırlaşmış sıx plazma şərti daxilində, çox da güclü olmayan maqnit sahəsində və buna uyğun olaraq, elektron və pozitronların həyəcanlaşmış Landau səviyyələrində yerləşdiyi halda tədqiq olunub və çox da güclü olmayan maqnit sahəsində kimyəvi potensialın μ çox böyük fiziki parametrə çevrilməsi göstərilib. Eyni zamanda bu işdə maqnit sahəsi induksiyasının qiymətinin də böyük parametr olması fərz olunur: $\mu^2 > eB >> T^2$, $\omega^2 >> m_e^2$ (T - plazmanın temperaturu, B - maqnit induksiyasının qiyməti, ω - neytrinonun səciyyəvi enerjisidir). Həmin işdə $\nu_i \rightarrow \nu_i e^- e^+$ proseslərinin güclü cırlaşmış plazmada statistik faktorlara görə praktik olaraq baş verməməsi göstərilib. [23] işdə $\nu_i \rightarrow \nu_i e^- e^+$, $\nu e^- e^+ \rightarrow \nu$ və $\nu e^\mp \rightarrow \nu e^\mp$ prosesləri maqnitləşmiş plazmada tədqiq olunub və göstərilib ki, baxılan neytrino-elektron qarşılıqlı təsir proseslərinin verdiyi yekun pay maqnitləşmiş elektron-pozitron plazmasının kimyəvi potensialından asılı deyil. Bundan başqa, $\nu_i \rightarrow \nu_i e^- e^+$ proseslərinin baş vermə sürəti (ehtimalı) sonlu temperaturlu sahə nəzəriyyəsi üsulu əsasında [24] işdə, güclü lazer sahəsində düşən neytrino enerjisinin müxtəlif qiymətləri üçün isə [25] işdə hesablanıb. [26] işdə $\nu_i \rightarrow \nu_i e^- e^+$ prosesləri standart model çərçivəsində güclü maqnit sahəsində tədqiq olunub və onların baş vermə sürəti Landau səviyyələrinin, ilkin neytrino enerjisinin və maqnit sahəsi induksiyasının qiymətinin müxtəlif kombinasiyaları halında hesablanıb. [27] işdə elektron və pozitronlar həyəcanlaşmış Landau səviyyələrində dogulduqda $\nu_i \rightarrow \nu_i e^- e^+$ prosesləri zamanı neytrino tərəfindən itirilən orta enerji hesablanıb və göstərilib ki, alınmış nöticələr qısamüddətli kosmoloji qamma-şüaların sıçrayışlı alışmasının ən mümkün mənbəyi hesab edilən Kerr qara desiyi akkresiya diski şərti daxilində $\nu_i \rightarrow \nu_i e^- e^+$ proseslərinin baş verməsinin səmərəliliyini hesablamaq üçün tətbiq oluna bilər.

Yuxarıda müzakirə olunan işlərin təhlili göstərir ki, nə $\nu_i \rightarrow \nu_i e^- e^+$, nə də $\tilde{\nu}_i \rightarrow \tilde{\nu}_i e^- e^+$ prosesləri üçün xas olan enerji itkiləri ifratgüclü ulduz maqnit sahələrində elektron və pozitronların spinlərinin eninə və uzununa polyarlaşmaları və mühit faktorları eyni zamanda nəzərə alınmaqla indiyə qədər tədqiq olunmayıb. Ümumiyyətlə, xarici maqnit sahəsində antineytrinoların iştirakı ilə gedən lepton proseslərinə dair elmi ədəbiyyatın təhlili göstərir ki, ifratgüclü maqnit sahəsində $\tilde{\nu}_i \rightarrow \tilde{\nu}_i e^- e^+$ proseslərinə xas olan enerji itkiləri hesablanmayıb, bu zaman ortaya çıxan spin asimetriyası müəyyənləşdirilməyib və ifratgüclü maqnit sahələrinin mövcud olduğu astrofiziki obyektlərin soyumasında bu proseslərin oynadığı rol aydınlaşdırılmayıb.

Bu işdə məqsəd xarici sabit bircins ifratgüclü maqnit sahəsində (1) proseslərinə xas olan enerji itkilərini hesablamaq, bu zaman ortaya çıxan spin asimetriyasını müəyyənləşdirmək və ifratgüclü maqnit sahələrinin mövcud olduğu astrofiziki obyektlərin soyumasında bu proseslərin rolunu aydınlaşdırmaqdır.

Biz bu işdə (1) reaksiyası üzrə gedən proseslər hesabına yaranan elektron və pozitronların spinlərinin eninə polyarlaşlığı hala baxırıq.

ELEKTRONLARIN VƏ POZİTRONLARIN SPİNLƏRİ ENİNƏ POLYARLAŞDIQDA ENERJİ İTKİLƏRİ ÜÇÜN ÜMUMİ DÜSTUR

(1) prosesləri zamanı elektron-pozitron cütlerinin yaranması hesabına antineytrinolar tərəfindən vahid zamanda mühitin vahid həcmində ötürülən enerji aşağıdakı ümumi düstur üzrə hesablanır:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{G_F^2}{(2\pi)^4} \frac{eB}{V} \int \frac{\omega'}{\omega} (\omega - \omega') R \delta(\omega' + E + E' - \omega) (1 - f_{\tilde{v}}) (1 - f_{e^-}) (1 - f_{e^+}) dp_z d\omega' d\Omega , \quad (2)$$

burada G_F - zəif qarşılıqlı təsirin Fermi sabiti, R - Vaynberq-Salam nəzəriyyəsinin aşağı energetik yaxınlaşmasında (1) proseslərinə uyğun gələn matris elementinin modulunun kvadratından alınan kəmiyyət, ω - düşən antineytrinonun enerjisi, ω' - səpilən antineytrinonun enerjisi, E - pozitronun enerjisi, E' - elektronun enerjisi, $f_{\tilde{v}}$, f_{e^-} və f_{e^+} , uyğun olaraq, son haldəki antineytrinoların, elektronların və pozitronların Fermi-Dirak paylanması funksiyaları və $d\Omega$ - səpilən antineytrino impulsu boyunca yönəlmış cism bucağı elementidir. Biz burada $\hbar = c = k_B = 1$ olan vahidlər sistemindən və $(+ - - -)$ siqnaturalı psevdoevklid metrikasından istifadə edirik. Burada k_B - Boltzman sabitidir.

Elektronun əsas Landau səviyyəsində ($n' = 0$), pozitronun isə birinci Landau səviyyəsində ($n = 1$) yarandığı hala baxaq. Fərz edək ki, düşən antineytrinolar z -oxu boyunca yönəlmış maqnit sahəsinə nəzərən perpendikulyar istiqamətdə ($\vartheta = \pi/2$), səpilən antineytrinolar sahənin əksi istiqamətində ($\vartheta' = \pi$) hərəkət edir. Qeyd etmək lazımdır ki, bu həndəsi şərtlər daxilində (1) proseslərinin baş verməsi enerjinin və impulsun z -komponentinin saxlanması qanunlarına zidd deyil. Bu halda $\tilde{v}_i \rightarrow \tilde{v}_i + e^- + e^+$ prosesləri zamanı itirilən enerji üçün, yəni vahid zamanda vahid həcmə ötürülən enerji üçün aşağıdakı düsturu almış oluruz

$$\frac{dE}{dt} = \frac{G_F^2}{(2\pi)^4} \frac{g_L^2}{V} \int \omega^2 \omega'^2 (\omega - \omega') \left(\frac{E}{\omega'} - 1 \right) (1 - \zeta \beta) \exp \left(-\frac{\omega^2}{2eB} \right) \times (1 - f_{\tilde{v}}) (1 - f_{e^-}) (1 - f_{e^+}) d\omega' d\Omega , \quad (3)$$

burada β parametri pozitronu xarakterizə edir və birinci Landau səviyyəsində doğulan pozitron üçün

$$\beta = \frac{m_e}{\sqrt{m_e^2 + 2eB}} \quad (4)$$

ifadəsi ilə müəyyən edilir; ζ - pozitronun spin kvant ədədi olub spinin maqnit sahəsi üzrə proyeksiyasını müəyyən edir: pozitronun spini maqnit sahəsinin induksiya vektoru istiqamətində yönəldikdə $\zeta = +1$, pozitronun spini maqnit sahəsinin induksiya vektorunun əksi istiqamətində yönəldikdə isə $\zeta = -1$ götürür; (1) prosesləri yalnız neytral cərəyanlar hesabına getdiyinə görə həm $\tilde{v}_e \rightarrow \tilde{v}_e e^- e^+$, həm $\tilde{v}_\mu \rightarrow \tilde{v}_\mu e^- e^+$, həm də $\tilde{v}_\tau \rightarrow \tilde{v}_\tau e^- e^+$ prosesləri üçün $g_L = -0,5 + \sin^2 \theta_W$ götürülür. Burada θ_W - Vaynberq bucağıdır.

Enerji itkiləri üçün aldığımız (3) düsturuna g_L^2 vuruğunun daxil olması və g_L parametrinin həm $\tilde{v}_e \rightarrow \tilde{v}_e e^- e^+$, həm $\tilde{v}_\mu \rightarrow \tilde{v}_\mu e^- e^+$, həm də $\tilde{v}_\tau \rightarrow \tilde{v}_\tau e^- e^+$ prosesləri üçün eyni bir qiymət alması onu göstərir ki, $\tilde{v}_i \rightarrow \tilde{v}_i + e^- + e^+$ prosesləri zamanı baş verən enerji itkiləri antineytrinonun aromatına (növünə) həssas deyil.

SPİN ASİMMETRİYASI

Enerji itkilərinin ifadəsinə $(1 - \zeta\beta)$ vuruğunun daxil olması ona dəlalət edir ki, enerji itkiləri $\tilde{v}_i \rightarrow \tilde{v}_i + e^- + e^+$ proseslərində doğulan pozitronların spinlərinin polyarlaşmasına həssasdır. Enerji itkilərinin pozitronların spinlərində asılılığı onu göstərir ki, enerji itkiləri pozitronların spinləri sahə boyunca və sahənin əksi istiqamətində yönəldikdə simmetrik və ya bərabər olmur. Bu halda enerji itkiləri zamanı spin asimetriyası ortaya çıxır. Doğulan pozitronların spinləri sahənin əksi istiqamətində ($\zeta = -1$) yönəldikdə enerji itkiləri üçün

$$\left(\frac{dE}{dt} \right)_- = \frac{dE}{dt} (\zeta = -1) = \frac{G_F^2}{(2\pi)^4} \frac{g_L^2}{V} \int \omega^2 \omega'^2 (\omega - \omega') \left(\frac{E}{\omega'} - 1 \right) (1 + \beta) \times \\ \times \exp \left(-\frac{\omega^2}{2eB} \right) (1 - f_{\tilde{v}'}) (1 - f_{e^-}) (1 - f_{e^+}) d\omega' d\Omega \quad (5)$$

ifadəsi, pozitronların spinləri sahə boyunca ($\zeta = +1$) yönəldikdə isə

$$\left(\frac{dE}{dt} \right)_+ = \frac{dE}{dt} (\zeta = +1) = \frac{G_F^2}{(2\pi)^4} \frac{g_L^2}{V} \int \omega^2 \omega'^2 (\omega - \omega') \left(\frac{E}{\omega'} - 1 \right) (1 - \beta) \times \\ \times \exp \left(-\frac{\omega^2}{2eB} \right) (1 - f_{\tilde{v}'}) (1 - f_{e^-}) (1 - f_{e^+}) d\omega' d\Omega \quad (6)$$

ifadəsi doğrudur.

$\tilde{v}_i \rightarrow \tilde{v}_i + e^- + e^+$ prosesləri hesabına doğulan pozitronların spinlərinin eninə polyarlaşmaları halında enerji itkiləri zamanı ortaya çıxan spin asimetriyasını aşağıdakı düstur üzrə təyin edirik

$$A = \frac{\left(\frac{dE}{dt} \right)_- - \left(\frac{dE}{dt} \right)_+}{\left(\frac{dE}{dt} \right)_- + \left(\frac{dE}{dt} \right)_+}. \quad (7)$$

$(dE/dt)_-$ və $(dE/dt)_+$ kəmiyyətlərinin ifadələrinə daxil olan β vuruğunun pozitronların birinci Landau səviyyəsində doğulduqları halda nə ω' , nə də Ω dəyişənlərindən asılı olmadığını nəzərə alsaq, $(1 - \beta)$ və $(1 + \beta)$ vuruqlarını müvafiq ifadələrdə integrallar işarəsi xaricinə çıxara bilərik və spin asimetriyası üçün aşağıdakı sadə ifadəni almış olarıq

$$A = \beta = \frac{m_e}{\sqrt{m_e^2 + 2eB}}. \quad (8)$$

Spin asimetriyasını ədədi qiymətləndirmək üçün güclü maqnitləşmiş ulduz mühitinə baxaq. Adı neytron ulduzları ($B \sim 10^{13} Qs$) halında asimetriya üçün $A \approx 57,7\%$ qiymət alınır. Deməli, $\tilde{v}_i \rightarrow \tilde{v}_i + e^- + e^+$ prosesləri hesabına neytron ulduzunun soyumasına əsas payı spinləri maqnit sahəsi boyunca yönəlmüş pozitronlar deyil, spinləri maqnit sahəsinin əksi istiqamətində yönəlmüş pozitronlar verir.

Lakin maqnitarlar halında asimetriya daha kiçik olur: $A \approx 7,1\%$. Kifayət qədər ifratgüclü maqnit sahələri halında spin asimetriyası nəzərə alınmayacaq dərəcədə kiçik olur.

YEKUN

Beləliklə, ifratgüclü maqnitləşmiş ulduzlarda gedən $\tilde{\nu}_i \rightarrow \tilde{\nu}_i + e^- + e^+$ proseslərində düşən antineytrinolar sahəyə perpendikulyar istiqamətdə daxil olduqda, səpilən antineytrinolar isə sahənin əksi istiqamətdə hərəkət etdikdə elektronların əsas Landau səviyyəsində, pozitronların isə birinci Landau səviyyəsində doğulması zamanı baş verən enerji itkiləri pozitronların spinlərinin polyarlaşmasına həssas olub, asimetrik baş verir. Bu zaman ortaya çıxan spin asimetriyasının qiyməti neytron ulduzları halında $A \cong 57,7\%$ təşkil edir. Bu, o deməkdir ki, düşən antineytrinolar sahəyə perpendikulyar istiqamətdə, səpilən antineytrinolar isə sahənin əksi istiqamətdə hərəkət etdikdə $\tilde{\nu}_i \rightarrow \tilde{\nu}_i + e^- + e^+$ prosesləri hesabına elektronların əsas Landau səviyyəsində, pozitronları isə birinci Landau səviyyəsində doğulması halında neytron ulduzunun soyumasına əsas payı spinləri maqnit sahəsi boyunca yönəlmış pozitronlar deyil, spinləri maqnit sahəsinin əksi istiqamətdə yönəlmış pozitronlar verir.

1. В.М.Липунов. *Астрофизика нейтронных звезд*, М.: Наука, (1987) 296.
2. P.Meszaros. *High-energy radiation from magnetized neutron stars*, Chicago:University of Chicago Press, (1992).
3. R.C.Duncan, C.Thompson. *Formation of very strongly magnetized neutron stars-implications for gamma-ray bursts*, *Astrophys. J. Lett.*, **392** (1992) L9-L13.
4. C.Thompson, R.C.Duncan. *The soft gamma repeaters as very strongly magnetized neutron stars – I. Radiative mechanism for outbursts*, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **275** (1995) 255-300.
5. C.Kouveliotou, R.C.Duncan, C.Thompson. *Magnetars*, *Scientific American*, **288** №2 (2003) 24-31.
6. J.S.Heyl, S.R.Kulkarni. *How common are magnetars? The consequences of magnetic field-decay*, *Astrophys. J.*, **506** (1998) L61-L64.
7. R.N.Manchester, G.B.Hobbs, A.Teah, M.Hobbs. *The Australia Telescope National Facility Pulsar Catalogue*, *Astron. J.*, **129** (2005) 1993-2006.
8. G.S.Bisnovatyi-Kogan, Yu.P.Popov, A.A.Samochin. *The magnetohydrodynamic rotational model of supernova explosion*, *Astrophys. and Space Sciences*, **41** (1976) 287-320.
9. G.S.Bisnovatyi-Kogan. *Supernovae neutrino emission and its anisotropy in a strong magnetic field*, *Workshop on Frontier Objects in Astrophysics and Particle Physics (Vulcano Workshop, 23-28 May 1994)*, Vulcano, Italy, (1994) 443-449.
10. S.W.Bruenn. *Stellar core collapse: Numerical model and infall epoch*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **58** (1985) 771-841.
11. J.LeBlanc, J.R.Wilson. *A numerical example of the collapse of a rotating magnetized star*, *Astrophys. J.*, **161** (1970) 541-551.
12. A.Mezzacappa, S.W.Bruenn. *A numerical method for solving the neutrino Boltzmann equation coupled to the spherically symmetric stellar core collapse*, *Astrophys. J.*, **405** (1993) 669-684.
13. M.Rampp, H.T.Janka. *Spherically symmetric simulation with Boltzmann neutrino transport of core collapse and post bounce evolution of a 15 solar mass star*, *Astrophys. J.*, **539** (2000) L33-L36.
14. E.A.Choban, A.N.Ivanov. *Production of lepton pairs by high energy neutrinos in the field of a strong electromagnetic wave*. *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **56** (1969) 194-200.
15. A.V.Borisov, V.Ch.Zhukovskii, B.A.Lysov. *Electron-positron pair generation by a neutrino in a magnetic field*, *Izv. Vuz. Fiz.*, **8** (1983) 30-34; *Sov. Phys. J.*, **26** (1983) 701-705.
16. A.V.Borisov, A.I.Ternov, V.Ch.Zhukovsky. *Electron-positron pair production by a neutrino in an external electromagnetic field*, *Phys. Lett.*, **B 318** (1993) 489-491.
17. A.A.Gvozdev, A.V.Kuznetsov, N.V.Mikheev, L.A.Vassilevskaya. *Creation of photons and electron-positron pairs by a neutrino in a strong magnetic field*. *Talk given at International School on Particles and Cosmology (Baksan 97)*, Baksan, Russia, 15-22 April 1997 [Arxiv: hep-ph/9709268].
18. A.V.Kuznetsov, N.V.Mikheev. *The neutrino energy and momentum loss through the process $\nu_i \rightarrow \nu_i e^- e^+$ in a strong magnetic field*. *Phys. Lett.*, **B 394** (1997) 123-126.

19. A.V.Kuznetsov, N.V.Mikheev. *Production of electron–positron pairs by a neutrino propagating in a magnetic field.* *Yad. Fiz.*, **60** (1997) 2038 [*Phys. At. Nucl.*, **60** (1997) 1865].
20. A.V.Kuznetsov, N.V.Mikheev. *Neutrino-electron processes in a strong magnetic field and plasma.* *Mod. Phys. Lett.*, **A 14** (1999) 2531- 2536 [Arxiv: hep-ph/9904453].
21. A.V.Kuznetsov, N.V.Mikheev, D.A.Rumyantsev. *Lepton pair production by high-energy neutrino in an external electromagnetic field.* *Mod. Phys. Lett.*, **A 15** (2000), 573-578. [Arxiv: hep-ph/9904453].
22. N.V.Mikheev, E.N.Narynskaya. *Neutrino-electron processes in a dense magnetized plasma.* *Mod. Phys. Lett.*, **A15** (2000) 1551-1556 [Arxiv: hep-ph/0009045].
23. А.В.Кузнецов, Н.В.Михеев. Взаимодействие нейтрино с сильно замагниченной электрон-позитронной плазмой. *ЖЭТФ*, **118** (2000) 863-876.
24. S.J.Hardy, M.H.Thoma. *Neutrino-electron processes in a strongly magnetized thermal plasma.* *Phys. Rev.*, **D 63** (2001) 025014. [Arxiv: astro-ph/0008473].
25. T.M.Tinsley. *Pair production with neutrinos and high-intensity laser fields.* *Phys. Rev.*, **D 71** (2005) 073010 [Arxiv: hep-ph /0412014].
26. D.A.Dicus, W.W.Repko, T.M.Tinsley. *Pair production with neutrinos in an intense background magnetic field.* *Phys. Rev.*, **D 76** (2007) 025005; *Erratum-ibid. Phys. Rev.*, **D 76** (2007) 089903 [Arxiv: hep-ph /0704.1695].
27. A.V.Kuznetsov, D.A.Rumyantsev, V.N.Savin. *Creation of electron-positron pairs at excited Landau levels by neutrino in a strong magnetic field.* *Int. J. of Mod. Phys.*, **A 29** (2014) 26, 1450136 [Arxiv: hep-ph /1406.3904].

ENERGY LOSSES IN ELECTRON-POSITRON PAIRS PRODUCTION BY ANTINEUTRINOS IN SUPERSTRONGLY MAGNETIZED STELLAR MEDIUM: TRANSVERSE POLARIZATION CASE

R. E. GASIMOVA, B. T. HAJIYEVA, V. A. HUSEYNOV

Energy losses occurring at the expense of the $\nu_i \rightarrow \nu_i + e^- + e^+$ processes proceeding in superstrongly magnetized stellar medium and the spin asymmetry arising in this case have been calculated. It has been determined that when the electrons have been produced on the ground Landau level and the positrons have been produced on the first Landau level, the main contribution to the cooling of an ordinary neutron star ($B \sim 10^{13} Q_S$) at the expense of the $\nu_i \rightarrow \nu_i + e^- + e^+$ processes has been given by the positrons having the spin oriented opposite to the magnetic field direction.

ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ ПРИ ОБРАЗОВАНИИ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ ПАР АНТИНЕЙТРИНО В СВЕРХСИЛЬНО ЗАМАГНИЧЕННОЙ ЗВЕЗДНОЙ СРЕДЕ: СЛУЧАЙ ПОПЕРЕЧНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Р. Э. ГАСЫМОВА, Б. Т. ГАДЖИЕВА, В. А. ГУСЕЙНОВ

Вычислены потери энергии за счет процессов $\nu_i \rightarrow \nu_i + e^- + e^+$, протекающих в сверхсильно замагниченной звездной среде, и спиновая асимметрия, возникающая при этом. Определено что, когда электроны рождаются на основном уровне Ландау, а позитроны на первом уровне Ландау, основной вклад в охлаждение обычной нейтронной звезды ($B \sim 10^{13} Q_S$) за счет процессов $\nu_i \rightarrow \nu_i + e^- + e^+$ дают позитроны со спинами, ориентированными против направления магнитного поля.

Редактор: чл-корр. Н.Джалилов

UDK 541(64+15):537.7

YSPE+TiO₂ KOMPOZİT NÜMUNƏLƏRİNİN ELEKTROFİZİKİ XASSƏLƏRİNİN TEMPERATUR DİSPERSİYASI

N.S.ƏLİYEV, A.M.MƏHƏRRƏMOV, M.M.QULİYEV,
R.S.İSMAYILOVA, M.N.BAYRAMOV

AMEA Radiasiya Problemləri İnstitutu
AZ 1143, Bakı, B.Vahabzadə, 9
rafiqa55@rambler.ru

Daxil olub: 20.04.2016

Çapa verilib: 26.07.2016

Açar sözlər: YSPE+ TiO₂ kompoziti, dielektrik nüfuzluğunu, dielektrik itkisi, keçiricilik..

REFERAT

Termik presləmə üsulu ilə yüksək sıxlıqlı polietilen(YSPE) və titan oksidinin (TiO₂) homogen qarışığından YSPE/TiO₂ kompozitləri alınmışdır. Dəyişən elektrik sahəsində TiO₂-nin həcmi faizindən və temperaturdan asılı olaraq keçiricilik və dielektrik xarakteristikaları öyrənilmişdir. Göstərilmişdir ki, YSPE+20% TiO₂ kompozit nümunələrində $\ln\sigma_{ac}=f(1/T)$ funksiyasının gedişində keçiriciliyin artması nümunələr qızdırıldıqda TiO₂ hissəciklərinin verdikləri yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının artması ilə, azalması isə nümunələrdə elektron keçiriciliyi və energetik tələlərdən elektronların azad olunması ilə bağlıdır.

GİRİŞ

Müasir texnologiyaların inkişafı bərk cisim elektronikasının elementlərinin işlənib hazırlanması üçün istifadə oluna biləcək yeni polimer kompozit materialların tətbiqinin zəruriliyi ilə xarakterizə olunur. Belə materialların alınması və tətbiqi elektron qurğularının ölçülərinin kiçildilməsi, elektrik yükləri və enerjinin məqsədli köçürülməsinin müərkkəb funksiyalarını həyata keçirməyə imkan verən molekulyar səviyyəli texnologiyalara keçidlər nöqtəyi nəzərindən də cəlbedicidir. Bununla əlaqədar son illərdə polimerlər əsasında xüsusi və praktiki vacib elektrofiziki xassələrə malik yeni kompozit materialların hazırlanması sahəsində metal oksidlərinin mikro- və nanohissəciklərinə malik materialların yaradılması geniş vüsət almışdır. Belə kompozitlər yeni sensorların [1,2], fotoçeviricilərin, müxtəlif tip vericilərin, pyezomaterialların və s. yaradılması zamanı tətbiqi cəhətdən bir sıra qeyri-adi və perspektivli elektrofiziki və optik xassələrə malik olmaları baza materialı kimi istifadəsi üçün onları yararlı edir [3,4]. Qeyd edil-

məlidir ki, metal oksidlərinin dispers hissəciklərinə malik polimer kompozit materialarda dielektrik nüfuzluluğu kifayət qədər yüksək qiymətə malikdir, bu da belə materialların yüksək enerji tutumlu (10^5 C/m³-dan artıq) yüksək voltaglı impuls və IYT-texnikasında istifadəsinə imkan yaradır [5,6].

Lakin, polimer kompozit materialların (PKM) praktiki istifadəsinin genişlənməsi hissəciklərlə matrisa arasında adgeziya, fazalararası qarşılıqlı təsir, yükdaşıyıcıların köçürülmə mexanizmi, fazalararası sərhəddinin elektron-ion və poliarizasiya proseslərinin onların aktiv xassələrinin formallaşmasındakı olu haqqında dəqiq informasiyanın olmaması ilə nəticələnir.

Məlumdur ki, kompozit sistemin polimer matrisa və qeyri-üzvi fazanın qarşılıqlı təsiri nəticəsində formalanış fazalararası sərhədi onların aktiv xassələrinə böyük təsus göstərir. Odur ki, polimer kompozitlərin elektrofiziki xassələrinin (ϵ , $\tg\delta$, ρ , σ) tədqiqi, onların elektronikada tətbiqi istiqamətlərinin müəyyənləşdirilməsi üçün çox aktual məsələlərdəndir. Digər tərəfdən bununla əlaqədar, yeni PKM-in işlənməsi zamanı dielektrik nüfuzluluğunun həqiqi (ϵ') və xəyalı (ϵ'') hissəsi, di-

elektrik itki bucağının ($\tan \delta$), elektrik keçiriciliyinin parametrlərinin dəyişikliyinin əsas qanuna uyğunluqlarının temperatur və tezlik dispersiyası haqqında informasiyanın olması vacibdir [5,7].

Polimer-metal oksidi sistemi elektrik keçiriciliyinin, dielektrik relaksasiyasının, dielektrik itkinin, yükün və enerjinin daşınması prosesinin təbiətinin komponentlərin qarşılıqlı təsir mexanizmına aid olan sahə olduğu üçün, yüksək sıxlıqlı polietilen matrisa üzərində TiO₂ mikrohissəciklər əsasında kompozit materialların xassələrinin idarə olunması imkanlarının axtarışı məqsədi ilə bu işdə dielektrik xassələrinin və elektrik keçiriciliyinin temperaturdan asılı olaraq özünü aparmasının eksperimental tədqiqatı aparılmışdır.

TƏCRÜBƏ BÖLMƏSİ.

Kompozit nümunələrin alınma texnologiyası aşağıdakı əməliyyatlardan istifadə edilməklə yerinə yetirilir:

—doldurucu kimi istifadə olunan materiallar əlkəndən keçirilir.

—doldurucuların faizlə həcm payı 3÷20% olmuşdur.

—YSPE tozəkilli matrisa doldurucu ilə birlikdə bir-biri ilə farfor qabda qarışdırılır.

—alınan bu homogen qarışqandan hidravlik pressdə 15MPa təzyiqdə 423K temperaturda 5 dəqiqə saxlanılmaqla qalınlığı 135÷180mkm və diametrleri 20÷40mm ölçüdə olan kompozit nümunələr alınır.

—nümunələr nazik 7mkm ölçüdə alüminium folqadan ibarət etibarlı elektrik kontaktları ilə təmin edilmişlər.

—alınan nümunələr su-buz qarışığında ani olaraq soyudulur.

273K-də, su-buz qarışığında ani olaraq soyulmuş nümunələr daha bircins struktura malik olurlar [8], yüksək mexaniki və elektrik möhkəmliyi ilə fərqlənilirlər [9].

Alınmış nümunələr 0÷3 rabitəlidir [10].

İşdə göstərilən bütün konsentrasiya miqdarı həcmidir.

Nümunələrin elektrik və dielektrik xassələri iki elektrodlu sistemdə, $10^2\div10^6$ Hz tezlik diopozonunda, 293÷423K temperatur intervalında, ölç-

mə gərginliyi U=1V amplitudada, diametri 10, 15 və 20mm ölçülü paslanmayan poladdan hazırlanmış potensial elektrodlardan ibarət olan, qızdırılan ekranlaşdırılıb yerlə birləşdirilən “sendviç” tipli ölçü qəfəsi ilə tədqiq olunmuşdur. Temperatur ölçmələri 1kHz tezlikdə aparılmışdır. Nümunələr ölçü qəfəsinə paslanmayan poladdan olan sıxılan elektrodlar arasında yerləşdirilmişdir. Ölçülən nümunələrin temperaturuna mis-konstantan termocütü ilə nəzarət edilmişdir.

Nümunələrin tutumu C, dielektrik itki bucağının tangensi $\tan \delta$ geniş zolaqlı E7-20 tipli imitans ölçənlə, xüsusi həcmi müqavimət ρ_v isə sabit cərəyanda E6-13A teraommətrə ölçülümişdir. Nümunələrin həndəsi ölçüləri, ölçülən nümunələrin parametrlərinin əsasında standart metodla kompleks kəmiyyət olan dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsi ϵ' -in qiymətləri hesablanmışdır ($\epsilon' = C \cdot d / \epsilon_0 \cdot S$, burada S-müstəvi nümunənin sahəsi, d-nümunənin qalınlığıdır). Dielektrik nüfuzluğunun xəyalı hissəsi $\epsilon'' = \epsilon' \cdot \tan \delta$ ifadəsi ilə təyin olunur.

Sabit elektrik sahəsində nümunənin müqaviməti E6-13A teraommətrinin köməyi ilə ölçülümişdir. Elektrik keçiriciliyinin qiyməti

$$\sigma = \frac{1}{R} \cdot \frac{h}{S} \quad (1)$$

ifadəsi ilə hesablanmışdır. Burada R (Om) müqaviməti, h - nümunənin qalınlığı, S - nümunənin sahəsidir. Temperaturun dəyişmə sürəti bütün nümunələrdə qızma və soyuma rejimində sabit saxlanılmaqla $3^\circ\text{C}/\text{dəq}$ təşkil edir. Ölçmədən əvvəl bütün nümunələr 60 dəqiqə müddətində intensivliyi $E=150\text{kV/m}$ olan sabit elektrik sahəsində “elektrotəmizliyə” məruz qalır. Bu müddət ərzində həcmi keçiriciliyin sabit qiyməti qərarlaşır və deməli, nümunə-elektrod sərhəddindəki hadisələrlə bağlı xətanın səbəbi aradan qaldırılır.

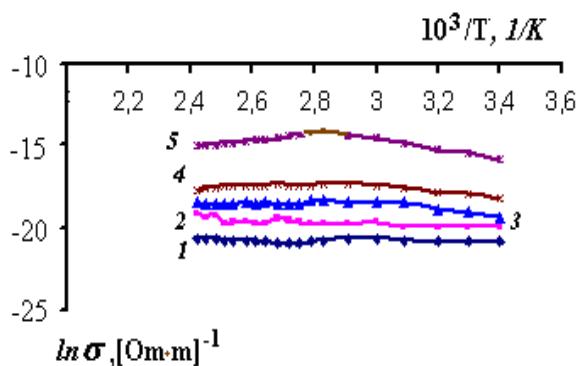
ALINAN NƏTİCƏLƏR VƏ IZAHİ

Məlumdur ki, kompozit materialların elektrofiziki parameterlərinin metastabilliyi onların is-tismar imkanlarını, o cümlədən də elektron cihazlarında ciddi məhdudlaşdırır. Empirik olaraq müəyyən edilmişdir ki, nümunələr üçün onların elektrofiziki parametrlərinə münasibətdə temperatura daha çox kritik parametrdir [11]. Bununla əlaqədar

olaraq geniş temperatur diapazonunda YSPE+ TiO_2 kompozit sistemi üçün dəyişən cərəyanda $\sigma_{ac}=f(T)$, $\epsilon'=f(T)$, $\epsilon''=f(T)$, $\text{tg}\delta=f(T)$ asılılıqları tədqiq edilmişdir.

YSPE və onun əsasında kompozit materialar üçün dəyişən cərəyanda σ_{ac} elektrik keçiriciliyinin və dielektrik parametrlərinin ϵ' , ϵ'' , $\text{tg}\delta$ temperatur dispersiyasının nəticələri Şəkil 1-4-də verilmişlər.

Təmiz YSPE üçün xüsusi həcmi σ_{ac} elektrik keçiriciliyinin qiyməti $\sim 2,85 \cdot 10^{-10} (\text{Om} \cdot \text{m})^{-1}$ -dir. TiO_2 mikrohissəciklərinin miqdardından asılılığının tədqiqatı göstərdi ki, doldurucunun konsentrasiyasının 20%-dək artması ilə $\sigma_{ac} 2,26 \cdot 10^{-7} (\text{Om} \cdot \text{m})^{-1}$ -ə qədər böyüümüşdür, yəni YSPE-nin xüsusi həcmi elektrik keçiriciliyinin təxminən üç tərtib böyüməsi müşahidə olunur. Hesab etmək olar ki, σ -nın artımı yüksəkdaşıyıcıların konsentrasiyasının artması ilə bağlıdır.



Şəkil 1

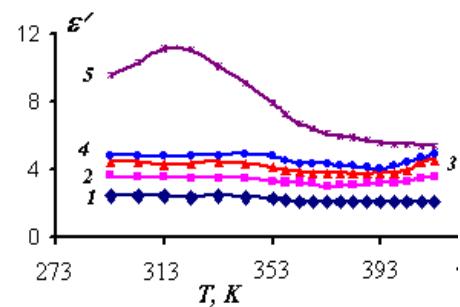
$\sigma_{ac}=f(T)$ asılılığı. 1-YSPE, 2-YSPE+3% TiO_2 , 3-YSPE+5% TiO_2 , 4-YSPE+10% TiO_2 , 5-YSPE+20% TiO_2

Şəkil 1-də YSPE və onun əsasında TiO_2 doldurucusundan ibarət kompozit nümunələrin keçiriciliyinin temperaturdan asılılığı verilmişdir. Şəkil 1-dən göründüyü kimi, verilmiş nümunələrin qızdırılması zamanı keçiriciliyin $\ln\sigma=f(10^3/T)$ koordinatlarında aşqar səviyyələrin iki oblastı müşahidə olunur: temperaturun $(333 \div 343)\text{K}$ intervalında artması zamanı YSPE-nin keçiriciliyi (1 əyrisi) praktiki olaraq sabit qalır (I oblast), sonra cüzi azalır, matrisanın kristallitlərinin ərimə temperatur intervalının $(383 \div 388)\text{K}$ başlanğıcında minimuma çatır (II oblast), sonra isə, yenə də cüzi artır (III oblast). Buna görə YSPE üçün I və III oblastlarında $\ln\sigma=f(1/T)$ funksiyasının xətti xarakteri müvafiq oblastlarda σ_{ac} -nın eksponensial asılılı-

iğinin olmasına dəlalət edir. YSPE-də 10%-ə qədər TiO_2 mikrohissəciklərinin daxil edilməsi (2-4 əyri-leri) I oblastında $\ln\sigma=f(1/T)$ funksiyasının xarakterini dəyişmir. Bu hallarda da $333 \div 343\text{K}$ -ə qədər σ_{ac} -nın qiyməti xətti artır, sonra isə təmiz YSPE-dən fərqli olaraq temperatur intervalının sonuna qədər σ_{ac} demək olar ki, sabit qalır.

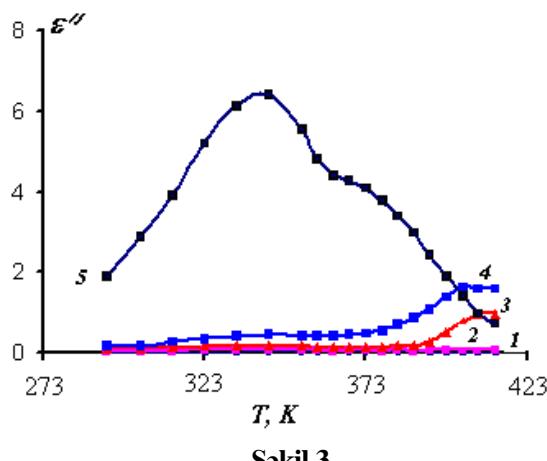
YSPE+20% TiO_2 kompoziti üçün (5 əyrisi) I oblastındaki meylik təmiz YSPE və TiO_2 -nin konsentrasiyası 10%-ə qədər olan kompozitlərdən böyükdür (I oblastında σ_{ac} artma dərəcəsi böyükdür). Sonradan temperaturun 333K -dən yuxarı qalxması ilə σ_{ac} -nın qiyməti xeyli (təxminən iki tərtib) kiçilir. $\ln\sigma_{ac}=f(10^3/T)$ funksiyasının özünü belə aparması bir daha təsdiq edir ki, I oblastında σ_{ac} -nın artması, nümunələr qızdırıldıqda TiO_2 hissəciklərinin verdikləri yükdaşıyıcılarının konsentrasiyasının artması ilə bağlıdır. Deməli, ehtimal etmək olar ki, tədqiq olunan nümunələr üçün, hər halda, keçiriciliyin iki mexanizmi mövcuddur, onları müxtəlif aktivləşmə enerjili müvafiq temperatur intervallarında aşkar etmək olar. YSPE+20% TiO_2 kompozitlərində temperaturun artması ilə keçiriciliyin azalması bu nümunələrdə elektron keçiriciliyinin olmasını sübut edir və qızdırılma prosesində energetik tələlərdən elektronların azad olunması ilə bağlıdır [12,13].

YSPE və onun TiO_2 -nin həcmi miqdarı 20%-ə qədər olan kompozitləri üçün ϵ' və ϵ'' -in 1kHs tezlikdə temperatur asılılıqlarının tədqiqinə nəticələri Şəkil 2 və 3-də göstərilmişdir. Şəkil 2-də verilən nəticələrdən görünür ki, polietilen matrisada TiO_2 -nin faizlə miqdarının 20%-ə qədər artması ilə (təmiz YSPE üçün $\epsilon'=2,3$) YSPE+20% TiO_2 kompoziti üçün ϵ' -in qiyməti 9,6-ya qədər artır.



$\epsilon'=f(T)$ asılılığı. 1-YSPE, 2-YSPE+3% TiO_2 , 3-YSPE+5% TiO_2 , 4-YSPE+10% TiO_2 , 5-YSPE+20% TiO_2 .

Təmiz YSPE üçün (1 əyr.), 3% (2 əyr.), 5% (2 əyr.) $\epsilon'(T)$ asılılığının gedişi qeyri-polyar polimerlərə xasdır; temperaturun artması ilə ϵ' ya sabit qalır, ya da ki, cüzi azalır, yumşalma temperaturu intervalında isə ϵ' -in cüzi azalması baş verir. TiO₂-in konsentrasiyası 10 və 20% olan kompozitlərdə $\epsilon'(T)$ asılılığının xarakteri dəyişir: ϵ' artaraq 323 və 353K-də müvafiq olaraq maksimuma çatır, sonra YSPE+10%TiO₂ kompoziti üçün cüzi, YSPE+20%TiO₂ üçün isə nisbətən kəskin azalır. YSPE+20%TiO₂ kompoziti üçün (5 əyr.), 10%-ə qədər olan konsentrasiyalıdan (2, 3, 4 əyr.) fərqli olaraq 393÷413K temperatur intervalında ϵ' artması oblastı yoxdur.

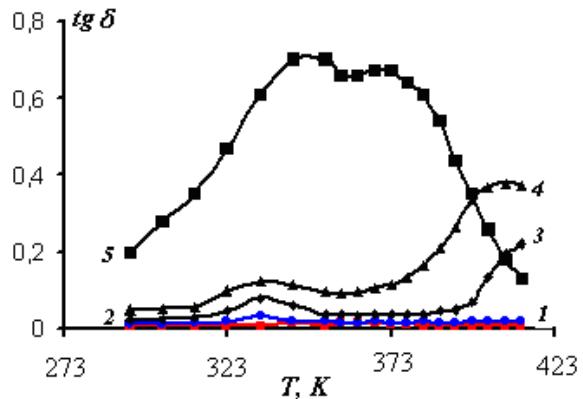


Şəkil 3

$\epsilon''=f(T)$ asılılığı. 1-YSPE, 2-YSPE+3% TiO₂, 3-YSPE+5% TiO₂, 4- YSPE+10% TiO₂, 5-YSPE+20% TiO₂.

Temperaturun artması ilə kompleks dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsinin artması ola bilin ki, elektrodyanı polyarlaşmaya səbəb olan seqmental mütəhərrikliyin artması, hansı ki, həmçinin Maksvell-Vaqner polyarlaşması ilə bağlıdır. Şəkil-dən o da görünür ki, TiO₂-in konsentrasiyasının artması ilə ϵ' -nun azalmasının başladığı temperatur aşağı temperatur oblastına doğru 30°C sürüsür. Digər tərəfdən, doldurucunun konsentrasiyasının artması hissəciklər arasında dielektrik qatların kiçilməsi ilə müşayyət olunur və elektrik tutumunun artması hesabına ϵ' -nun artmasına gətirir. Lakin material qızdırıldıqda dielektrik nüfuzluğunun artması hissəcik-matrisa sərhədindəki potensial səddi aşib keçən daşıyıcıların matrisa molekulları tərəfindən tutulması ilə izah oluna bilər [14,15,16]. Bu halda yüksəkdaşıyıcıların tutulması matrisa molekullarının həyacanlanmış halda olduqları müddətdə

mövcud olan dielektrik nüfuzluğunun metastabil halının yaranmasını təmin edir.



Şəkil 4

$\text{tg}\delta=f(T)$ asılılığı. 1-YSPE, 2-YSPE+3% TiO₂, 3-YSPE+5% TiO₂, 4- YSPE+10% TiO₂, 5-YSPE+20% TiO₂

Şəkil 3 və 4-də dielektrik itki bucağı tgδ-nin və ϵ'' -in temperatur dispersiyası verilmişdir. Şəkil 4-dən göründüyü kimi, doldurucunun həcmi payı 3%, 5%, 10% olan nümunələrdə (əyri 2,3,4) T=333K-də (yumşalma temperatur oblastı) piklər müşahidə olunmuşdur. Doldurucunun həcmi payı 5% olan nümunədə 353÷398K temperatur intervalında tgδ praktik olaraq sabit qalır və 398K-dən başlayaraq artım müşahidə olunur. Doldurucunun həcmi payı 10% olan nümunədə isə 353÷408K temperatur intervalında tgδ qeyri-monoton dəyişir. Doldurucunun 20% həcmi payında (perkolyasiya həddi yaxınlığında) tgδ böyüyürək T=343K-də (yumşalma temperatur oblastı) maksimuma çatır və dielektrik itkisinin amplitudası daha böyük olur. T=358K-də tgδ-da cüzi azalma müşahidə olunur və 358÷373K temperatur intervalında tgδ praktik olaraq sabit qalır və sonra temperatur şkalasının sonuna qədər kəskin azalır. Onu da qeyd edək ki, YSPE+TiO₂ kompozitlərində matrisanın yumşalma temperaturu intervalında temperaturun artması ilə tgδ böyüyür və maksimumdan keçir. Doldurucunun yüksək konsentrasiyalarında (20% və daha çox) kristallitlərin ərimə temperaturunda tgδ-da azalma müşahidə olunur.

YSPE+TiO₂ kompozitlərində dielektrik itki-lərinin belə gedişi dəyişən elektrik sahəsində onların elektrik keçiriciliyinin temperatur asılılıqları ilə tam uyğunluq verir, bu da [17] müəlliflərin belə bir ehtimalını təsdiq edir ki, bəzi temperatur oblast

larda elektrik keçiriciliyinin xarakteri və onunla bağlı dielektrik itki bucağının tangensinin, dielektrik relaksasiya müddətinin və polyarlaşma proseslerinin aktivləşmə enerjisinin asılılıqları eyni xarakterli ola bilərlər. Məqalədə qeyd olunur ki,

1. Л.Ю.Хныков, С.А.Завьялов, Е.И.Григорьев, А.М.Лотонов, П.С.Воронцов, С.Н.Чвалун. Влияние влажности воздуха на диэлектрический отклик нанокомпозитов полип-н-ксилилен/оксид титана, Письма в ЖТФ, **39** (2013)15-22.
2. М.М.Кулиев, Р.С.Исмайилова. Влияние неорганического наполнителя на свойства полиэтилена высокой плотности, Пластические массы, №4 (2012) 10-13.
3. D.Yang. Advances in nanocomposites-Synthesis, characterization and industrial applications. Eds. Boreddy S. R. Reddy Rijeka. Croatia: In Tech., **2**(1) (2011) 857-882.
4. X.Zang, G.Yan, H.Ding, Y.Shan. Fabrication and fotovoltaic properties of self-assembled sulfonated polyaniline/TiO₂ nanocomposite ultrathin films, Mater. Chem. and Phys., **102** (2007) 249-254.
5. О.С.Гефле, С.М.Лебедев, Ю.П.Похолков. Частотные спектры комплексной диэлектрической проницаемости композиционных диэлектриков на основе поливинилхлорида, Изв. Томского политех. Универ., **310** (2007) 87-91.
6. М.А.Кудряшов, А.И.Машин, А.А.Логунов, G.Chidichimo, G.DeFilpo. Диэлектрические свойства нанокомпозитов Ag/ПАН, ЖТФ, **84** (2014) 67-71.
7. M.M.Guliyev, N.Sh.Aliyev, A.M.Maharamov, R.S.Ismayilova, M.N.Bayramov. Frequency dipersion of electroconductivity and dielectric characteristics of composites of polyethylene/TiO₂, Journal of Radiation Research ANAS Institute of Radiation Problems, **2** (2015) 35-43.
8. В.А.Аулов, И.О.Кучкина, А.Н.Озерин. Зависимость интенсивности радиотермолюминесценции кристаллических областей полиэтилена от дозы облучения,
9. В.П.Гордиенко. Радиационное модифицирование композиционных материалов на основе полиолефинов, Киев, Науково думка, (1985) 175.
10. А.М.Магеррамов. Структурное и радиационное модифицирование электретных, пьезоэлектрических свойств полимерных композитов, Баку, Элм, (2001) 327.
11. В.А.Соцков, В.А.Борисов. Эволюция атрактора макросистемы в зависимости от концентрации проводящей фазы и температуры, ЖТФ, **77** (2007)103-108.
12. L.Boudou, J.Gustavino. Influence of temperature on low-density polyethylene films through conduction measurement. J. Phys. D: Appl.Phys., **35** (2002) 1555-1561
13. М.М.Кулиев, О.А.Самедов, Р.С.Исмайилова. Температурно-частотная дисперсия диэлектрических характеристик композитов на основе полиэтилена с включениями TiInS₂. Электронная обработка материалов, **49** (2013) 1-7.
14. А.Н.Ульзутуев, Н.М.Ушаков. Диэлектрическая проницаемость нанонаполненного полиметилметакрилата и ее изменение с ростом температуры, Письмо в ЖТФ, **38** (2012) 91-96.
15. А.Н.Ульзутуев, Н.М.Ушаков. Исследование температурных зависимостей диэлектрических свойств металлокомпозитных материалов на основе наночастиц оксида цинка, стабилизованных в матрице полиэтилена высокого давления, Письма в ЖТФ, **34** (2008)73-78.
16. Ю.К.Осина, М.Э.Борисова. Электрические и диэлектрические характеристики композиционных пленок на основе полиэтилена, Материаловедение. Научно-технические ведомости Санкт-

polimer kompozit materiallarının dielektrik xarakteristikalarının belə təbiəti onun molekulyar yürüklüyünün hər hansı “işədüşmə” mexanizminin istilik təbiətli olmasını göstərir.

Химия высоких энергий, **46** (2012) 433-436.

9. В.П.Гордиенко. Радиационное модифицирование композиционных материалов на основе полиолефинов, Киев, Науково думка, (1985) 175.
10. А.М.Магеррамов. Структурное и радиационное модифицирование электретных, пьезоэлектрических свойств полимерных композитов, Баку, Элм, (2001) 327.
11. В.А.Соцков, В.А.Борисов. Эволюция атрактора макросистемы в зависимости от концентрации проводящей фазы и температуры, ЖТФ, **77** (2007)103-108.
12. L.Boudou, J.Gustavino. Influence of temperature on low-density polyethylene films through conduction measurement. J. Phys. D: Appl.Phys., **35** (2002) 1555-1561
13. М.М.Кулиев, О.А.Самедов, Р.С.Исмайилова. Температурно-частотная дисперсия диэлектрических характеристик композитов на основе полиэтилена с включениями TiInS₂. Электронная обработка материалов, **49** (2013) 1-7.
14. А.Н.Ульзутуев, Н.М.Ушаков. Диэлектрическая проницаемость нанонаполненного полиметилметакрилата и ее изменение с ростом температуры, Письмо в ЖТФ, **38** (2012) 91-96.
15. А.Н.Ульзутуев, Н.М.Ушаков. Исследование температурных зависимостей диэлектрических свойств металлокомпозитных материалов на основе наночастиц оксида цинка, стабилизованных в матрице полиэтилена высокого давления, Письма в ЖТФ, **34** (2008)73-78.
16. Ю.К.Осина, М.Э.Борисова. Электрические и диэлектрические характеристики композиционных пленок на основе полиэтилена, Материаловедение. Научно-технические ведомости Санкт-

- Петербургского государственного политехнического университета, 207 (2014)181-187.
17. Н.М.Ушаков, А.Н.Ульзутуев, И.Д.Кособудский. Термодиэлектрические свойства полимерных композитных наноматериалов на основе медь-оксид меди в матрице полиэтилена высокого давления. ЖТФ, 78 (2008)65-69.

TEMPERATURE DİSPERSİON OF ELECTROPHYSICAL PROPERTIES OF HDPE+TiO₂ COMPOSITE SAMPLES

N.Sh.ALİYEV, A.M.MAHARRAMOV, M.M.GULİYEV, R.S.ISMAYİLOVA, M.N.BAYRAMOV

HDPE+TiO₂ composites from homogeneous mixture of high density polyethylene (HDPE) and titanium oxide (TiO₂) By thermal pressing method have been obtained. Conductivity and dielectric characteristics have been studied depending on the volumetric content of filler and temperature (293-423)K in the changing electric field.

It has been shown that an increase in the conductivity within the course of $\ln\sigma_{ac} = f(1/T)$ function in HDPE+20% TiO₂ composite samples has been associated with the increase of the concentration of the charge carriers released by TiO₂ particles when heating the samples, and a decrease in the conductivity of the samples has been associated with the electron conductivity and detachment of electrons from energy traps in the heating process.

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ДИСПЕРСИЯ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КОМПОЗИТНЫХ ОБРАЗЦОВ ПЭВП+TiO₂.

Н.Ш.АЛИЕВ, А.М.МАГЕРРАМОВ, М.М.КУЛИЕВ, Р.С.ИСМАЙЛОВА, М.Н.БАЙРАМОВ

Способом термического прессования из гомогенной смеси полиэтилена высокой плотности (ПЭВП) и оксида титана (TiO₂) получены композиты ПЭВП/TiO₂. В переменном электрическом поле в зависимости от объёмного содержания наполнителя и температуры (293-423)К изучены проводимость и диэлектрические характеристики.

Показано, что в образцах YSPE+20% TiO₂ увеличение проводимости в ходе функции $\ln\sigma_{ac}=f(1/T)$ связано с увеличением концентрации носителей зарядов, отдаваемых частицами TiO₂ при нагревании образцов, а снижение в образцах связано с электронной проводимостью и высвобождением электронов в процессе нагрева из энергетических ловушек.

Редактор: проф. М.Курбанов

UOT 524.31.01-36

Post-AGB HD 161796 (F3Ib) ULDUZU ATMOSFERİNİN TƏDQİQİ

Z.A.SƏMƏDOV^{1,2}, Ə.R.HƏSƏNOVA¹, Ü.R.QƏDİROVA¹, G.M.HACIYEVA¹, Ə.M.XƏLİLOV¹

AMEA N.Tusi adına Şamaxı Astrofizika Rəsədxanası¹

AZ5626, Şamaxı r., Y.Məmmədəliyev qəs.,

Bakı Dövlət Universiteti²

AZ 1148, Bakı şəh., Z.Xalilov küç., 23

xalilov1955@rambler.ru, zahir.01@mail.ru

Daxil olub: 20.04.2016

Çapa verilib: 26.07.2016

REFERAT

ŞAR-in 2-m teleskopunda alınmış spektrlər və Kuruçun atmosfer modelləri əsasında HD161796 (F3Ib) ulduzu tədqiq olunmuşdur. Ulduzun effektiv temperatur və səthində sərbəsdüşmə təcili üçün aşağıdakı qiymətlər alınmışdır: $T_{\text{eff}} = 6550 \pm 200 \text{ K}$, $\log g = 0.75 \pm 0.2$.

FeI, FeII, TiII VII və CrII xətlərinə əsasən mikroturbulent hərəkət sürəti tədqiq edilmişdir. FeI, VII və CrII xətlərinə əsasən mikroturbulent hərəkət sürəti 6.0 km/san, FeII və TiII xətlərinə əsasən isə uyğun olaraq 6.5 və 5.5 km/san təyin edilmişdir. Müşahidə olunan spektral xətlərə əsasən ulduzun atmosferində 25 elementin miqdarı təyin edilmişdir.

Aşkar edilmişdir ki, tədqiq olunan ulduzun atmosferində elementlərin miqdarı Günəşdə olan miqdardan azdır.

Açar sözlər: Post-AGB, fundamental parametrlər, atmosfer modelləri, kimyəvi tərkib.

GİRİŞ

Müasir təkamül nəzəriyyəsinə görə ifratnəhəng ulduzlar cavan və böyük kütləli ulduzlardır, elə həmin nəzəriyyəyə görə cavan və kütləcə böyük ulduzlar Qalaktika müstəvisinə yaxın yerləşirlər. Bidelman [1], ilk dəfə 1951-ci ildə Qalaktika müstəvisindən uzaqda 22° və yaxud daha yüksək enlikdə yerləşən A və F tipli ifratnəhəng ulduzların mövcud olduğunu müşahidə etmişdir. 50 ildən artıq vaxt keçməsinə baxmayaraq belə ulduzların təkamül mərhələləri hələ də öz aydın izahını tapmamışdır. Yüksək enlikdə yerləşən ifratnəhəng ulduzların təkamülü haqqında bir neçə fərziyyə mövcuddur. 1) Qalaktika müstəvisində yaranan cavan, kütləsi böyük ulduzlar qrupu olub, sonralar Qalaktika müstəvisini tərk edərək uzaqlaşmışlar; 2) təkamülün sonunda yüksək işıqlılığa malik olan qoca, kütləsi kiçik olan ulduzlar qrupu; 3) qoşa ulduzların təkamülü nəticəsində yaranan ulduzlar. Müşahidədən alınmış nəticələrin əksəriyyəti ikinci fərziyyənin doğruluğunu sübut edir. Qalaktika müstəvisində xeyli uzaqda, yaşlı, bəzi

kürəvi topalarında A və F tipli ifratnəhəng ulduzlarının müşahidə olunması artıq bir çox alimlərin tədqiqat obyektiinə çevrilmişdir. Qeyd edək ki, belə ifratnəhənglərə bəzən post-AGB (Nəhənglərin Asimptotik Qolunu yenicə tərk etmiş) ulduzlar da deyilir. Ona görə də yüksək enlikdə yerləşən HD161796 ulduzunun tədqiqi təkamül nəzəriyyəsinə görə mühüm əhəmiyyət kəsb edir.

HD161796=V814 Her ifratnəhəng ulduzunun spektral sinfi F3Ib, görünən ulduz ölçüsü $m_v=7^m.01$, mütləq ulduz ölçüsü isə müxtəlif müəlliflər tərəfindən $M=-6^m.3 \div -9^m$ intervalında qiymətləndirilir Bartkevicius [2]. Qalaktika müstəvisindən xeyli uzaqda, $z=3.9 \text{ kps}$ məsafədə və yüksək enlikdə yerləşən bu ulduzun qalaktik kordinatları belədir: qalaktik enlik $b=+30^\circ.66$, qalaktik uzunluq $l=77^\circ.13$. Fernie [3], dörd rəngli fotometrik sistemdə bu ulduzun fundamental parametrləri üçün $T_{\text{eff}}=6400 \pm 200 \text{ K}$, $\log g=0.1 \pm 0.5$, Giridhar [4] sintetik spektrlərin müqayisəsinə əsasən, Luck [5] isə model üsuli ilə uyğun olaraq $T_{\text{eff}}=5600 \text{ K}$, $\log g=1.5$, $\xi=4 \text{ km/s}$ və $T_{\text{eff}}=6600 \pm 200 \text{ K}$, $\log g=0.5$ və $\xi=4.0 \text{ km/s}$ qiymətlərini almışlar. Daha sonra

Kloçkova [6] və Kipper [7] yüksək dispersiyalı CCD spektrlərinə əsasən ulduzun fundamental parametrləri üçün uyğun olaraq $T_{\text{eff}}=7100 \pm 200\text{K}$, $\log g=0.5$, $\xi=6.0\text{km/s}$ və $T_{\text{eff}}=7250 \pm 200\text{K}$, $\log g=0.5 \pm 0.3$, $\xi=4.5\text{km/s}$ qiymətlərini almışlar.

Göründüyü kimi HD161796 ulduzunun effektiv temperaturu, səthində ağırlıq qüvvəsi təcili və mikroturbulent hərəkət sürəti üçün müxtəlif müəlliflərin aldığı qiymətlər fərqlidir. Ona görə də HD161796 ifratnəhəng ulduzunun fundamental parametrlərinin yenidən təyin olunması xüsusi əhəmiyyət kəsb edir.

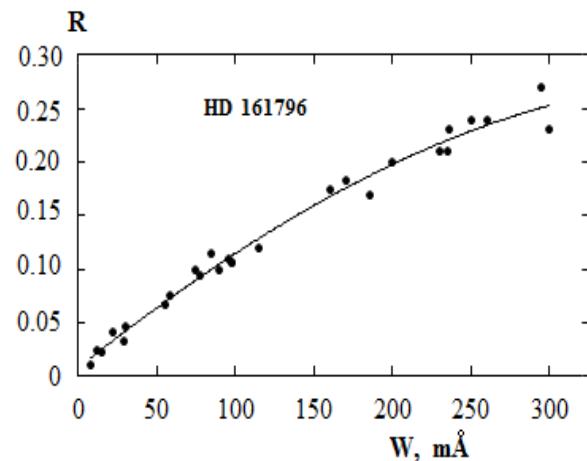
MÜŞAHİDƏ MATERİALLARININ ALINMASI VƏ İSLƏNMƏSİ

HD161796 ulduzunun spektrləri 17.08.2004 (H_γ oblastı) və 18.08.2004 (H_α -oblastı)-cü il tarixlərində N.Tusi adına Şamaxı Astrofizika Rəsədxanasının 2-metrlik teleskopunun kasseqren fokusunda, UAGS spektroqrafında quraşdırılmış 530×580 ölçülü CCD kamerası ilə alınmışdır. CCD kamerası, xarakteristikası və işləmə prinsipi haqqında geniş məlumat [8]-də verilmişdir. Müşahidə materialları $\lambda\lambda 3960-6600\text{\AA}$ spektral oblastını əhatə edir. H_α və H_γ oblastlarının hər biri üçün bir gecədə ulduzun 3 spektri alınmışdır. Təsvirin keyfiyyətindən asılı olaraq hər spektr orta hesabla 15-20 dəqiqəyə alınmışdır. Gecə ərzində ulduzun spektrində güclü dəyişkənlilik olmadığı üçün spektrlər ortalaşdırılmışdır. H_α oblastında dispersiya 10.5\AA/mm , H_γ oblastında isə 6\AA/mm -dir. Spektral ayırdetmə $R=14000$ və $S/N=150 \div 200$ -dir. Dispersiya əyrisinin qurulmasında gündüz səmاسının spektrindən istifadə edilmişdir. Spektrlərin işlənməsi [9] tərəfindən təqdim olunmuş DECH-20 və DECH-20T paket proqramları vasitəsilə aparılmışdır. Ekvivalent enin ölçülməsindəki xəta 10%-dən çox deyildir. Müşahidə olunan bütün xətlər eyniləşdirilmiş, onların ekvivalent eni (W) və xətlərin mərkəzi dərinlikləri (R) ölçülmüşdür.

Xəttin ekvivalent eni bir qayda olaraq [9] tərəfindən təqdim olunmuş proqram əsasında ölçülmişdir. Lakin profilləri qonşu xətlərlə güclü təhrif olunmuş bəzi blendalı xətlərin ekvivalent enləri isə aşağıdakı qayda ilə ölçülmüşdür: bu məqsədlə profilləri qonşu xətlərlə təhrif olunmamış blendasız xətlərin ekvivalent enlərindən istifadə edərək xəttin

ekvivalent eninin (W_λ) xəttin dərinliyindən (R_λ) asılılığı qrafiki qurulmuşdur. Belə ki, tədqiqi olunan spektrlərdə xətlər kifayət qədər genişdir və onların profilləri instrumental profillərlə deyil, ifratnəhəng ulduzların atmosferində baş verən mikroturbulent hərəkət sürəti ilə xarakterizə edilir. Belə olduqda xəttin ekvivalent eni onun dalğa uzunluğundan deyil intensivliyindən asılıdır. Ona görə də güclü olmayan xətlər üçün ($W \leq 300\text{m\AA}$) xəttin ekvivalent eni ilə dərinliyi arasında vahid asılılıq mövcud olmalıdır (Şəkil 1.).

Güclü xətlərdə ($W > 300\text{m\AA}$) isə artıq şüalanmanın sönməsi hesabına xəttin genişlənməsi müxtəlif olacaq. Burada xəttin genişlənməsi əsasən Dopler effekti hesabına baş verir və W_λ -nın qiyməti xəttin dalğa uzunluğundan, λ -dan da asılı ola-caq. Ona görə də güclü xətlərdə bu asılılıq pozulur.



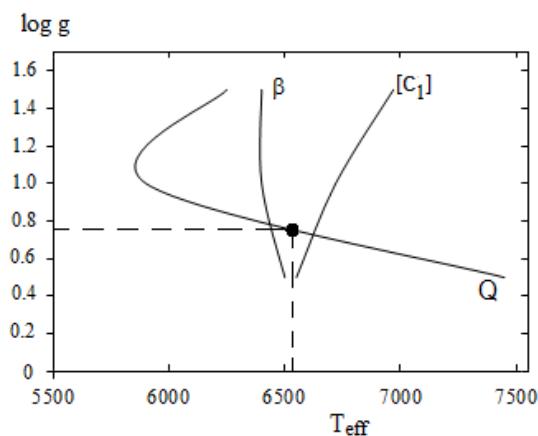
Şəkil 1.
H α oblastında spektral xətlərin dərinliklərinin ekvivalent endən asılılıq qrafiki.

EFFEKTİV TEMPERATUR VƏ AĞIRLIQ QÜVVƏSİ TƏCİLİNİN TƏYİNİ

HD 161796 (F3Ib) ulduzunun effektiv temperaturu (T_{eff}) və səthində ağırlıq qüvvəsi təcili (logg) təyin olunması ulduzun bir sıra spektral və fotometrik kəmiyyətlərinin müşahidədən ölçülülmüş və nəzəri hesablanmış qiymətlərinin müqayisəsinə, həmçinin parallaksın tətbiqi üzünləna əsaslanır. Effektiv temperatur və ağırlıq qüvvəsi təcili aşağıdakı meyarlardan istifadə edilərək təyin olunmuşdur:

1. $[c_1]$ indeksinin müşahidədən ölçülən və nəzəri hesablanmış qiymətlərinin müqayisəsi.

Dörd rəngli, dar zolaqlı $uvby$ fotometrik sistemində $[c_1]$ indeksi $[c_1]=c_1-0.2(b-y)$ düsturu ilə təyin edilir. Bu kəmiyyət ulduzlararası fəzada udulmanın təsirindən azaddır. Ona görə də model üsulu ilə ulduzun fundamental parametrlərini təyin etdikdə bu kəmiyyətdən istifadə olunması məqsədə uyğundur. $b-y$ və c_1 fotometrik kəmiyyətlərinin müşahidə qiymətləri Hauck [10] məqaləsindən götürülmüşdür: $b-y=0.304$; $c_1=1.493$. Bu qiymətlər əsasında $[c_1]=1.432$ qiyməti hesablanmışdır. $[c_1]$ indeksinin nəzəri qiymətləri Kuruçun modelləri əsasında [11] hesablanmışdır. Baxılan modellər diapazonunda nəzəri hesablanmış $[c_1]$ kəmiyyətinin qiymətlərinin effektiv temperaturdan asılılıq qrafikləri qurulur. Qrafiklərin müşahidədən təyin olunan $[c_1]$ qiymətini göstərən düz xətlə kəsişmə nöqtələri logg, T_{eff} cütürəni təyin edir. Bu cütürə logg - T_{eff} diaqramında qeyd olunur (Şəkil 2).



Şəkil 2.
log g - T_{eff} diaqramı.

2. Q indeksinin müşahidə və nəzəri hesablanmış qiymətlərinin müqayisəsi. Q indeksi UVB fotometrik sistemində təyin olunur: $Q=(U-B)-0.72(B-V)$. Q kəmiyyəti də $[c_1]$ kimi ulduzlararası fəzada udulmanın təsirindən azad olduğu üçün çox əhəmiyyətlidir. $B-V$ və $U-B$ fotometrik kəmiyyətlərinin müşahidə qiymətləri Fernie [12] məqaləsindən götürülmüşdür: $B-V=0^m.47$; $U-B=0^m.32$. Bu qiymətlər əsasında $Q=-0.0184$ qiyməti hesablanmışdır. Q indeksinin nəzəri qiymətləri Kuruçun modelləri əsasında [11] hesablanmışdır. Yuxarıda qeyd olunan əməliyyatlar bu kəmiyyət üçün də aparılır. Baxılan modellər üçün hesablanmış Q kəmiyyətinin qiymətlərinin effektiv temperaturdan

asılılıq qrafikləri qurulur. Qrafiklərin müşahidədən təyin olunan Q kəmiyyətinin qiymətini göstərən düz xətlə kəsişmə nöqtələri yeni logg, T_{eff} cütürəni təyin edir. Bu cütürə logg - T_{eff} diaqramında qeyd olunur (Şəkil 2).

3. β indeksinin müşahidə və nəzəri hesablanmış qiymətlərinin müqayisəsi. β indeksi $uvby$ fotometrik sistemində təyin olunur. Müşahidədən bu kəmiyyət üçün 2.643 qiyməti tapılmışdır Hauck [10], Olsen [13]. β indeksinin nəzəri qiymətləri Castellinin modelləri əsasında [14] hesablanmışdır. Yuxarıda qeyd olunan əməliyyatlar bu kəmiyyət üçün də aparılır və β indeksi ilə əlaqədar olaraq yeni logg, T_{eff} cütürəni təyin edilir. Bu cütürə logg - T_{eff} diaqramında qeyd olunur (Şəkil 2).

Yuxarıda qeyd olunan üsullarla təyin olunmuş logg- T_{eff} cütürə əsasında logg- T_{eff} müstəviində onların müxtəlif kombinasiyalarına uyğun qrafiklər qurulur (Şəkil 2). Qrafikdə hər bir əyri logg- T_{eff} diaqramında müqayisə olunan fiziki kəmiyyətlərin müşahidə və nəzəri qiymətlərinin üst - üstə düşdüyü nöqtələrin həndəsi yeridir. Qeyd edək ki, $T_{\text{eff}} (6000\text{K} \div 7500\text{K})$ və logg - α ($\log g=0.0 \div 1.5$) verilən qiymətlər diapazonu ulduzun spektral və işıqlıq siniflərinə uyğun gələn qiymətlərdir. Q , $[c_1]$ və β kəmiyyətlərinin müşahidə və nəzəri hesablanmış qiymətlərinin müqayisəsinə əsasən qurulan T_{eff} -logg diaqramında qeyd olunan qrafiklər kəsişir. T_{eff} -logg diaqramında kəsişmə nöqtələrinin həndəsi mərkəzinə əsasən ulduzun effektiv temperaturu və səthində ağırlıq qüvvəsinin təcili təyin edilir: $T_{\text{eff}}=6550 \pm 200\text{K}$, $\log g=0.75 \pm 0.2$

Müqayisə üçün Cədvəl 1-də bizim və digər müəlliflərin aldıqları nəticələr göstərilmişdir. Kloçkova [6] HD161796 ulduzunun temperaturu üçün alınan nəticələri araşdıraraq və Giridhar-in [4] 1981-ci ildə aldığı spektrlərə əsasən təyin etdiyi temperaturu əsas götürərək ($T_{\text{eff}}=5600\text{K}$) belə qənaətə gəlmişdir ki, HD161796 ulduzunda temperatur hər il $\Delta T_{\text{eff}}=50\text{K}/\text{il}$ artır. Qeyd edək ki, bu nəticə Kipperin [7] aldığı nəticədə də öz təsdiqini tapmışdır ($T_{\text{eff}}=6750\text{K}$). Lakin bizim temperatur üçün aldığımız qiyməti Giridhar-la [4] müqayisə etsək bir qədər aşağı qiymət alınır, $\Delta T_{\text{eff}}=41\text{K}/\text{il}$.

Cədvəl 1

HD 161796 ulduzunda müxtəlif müəlliflər tərəfindən T_{eff} və $\log g$ üçün təyin olunmuş qiymətlər.

T_{eff} , K	$\log g$	ξ_t , km s ⁻¹	Müəlliflər
6850	0.37		A.A.Ferro, 2010, [15]
7250±200K	0.5±0.3	4.5±0.5	T.Kipper, 2007, [7]
6666±500	0.6±0.3		A.J.Cenarro et al. (2007), [16]
7100	0.5	6.0	V.G.Kloçkova və başq. (2002), [6]
6600	0.5	4.0	R.E.Luck et al., (1990), [5]
5600	1.5	4.0	S.Giridhar (1988), [4]
6400±200	0.1±0.5		J.D.Fernie, 1984, [3]
6550±200K	0.75±0.2	6.0	Bizim nəticələr

MİKROTURBULENT HƏRƏKƏT SÜRƏTİNİN TƏYİNİ

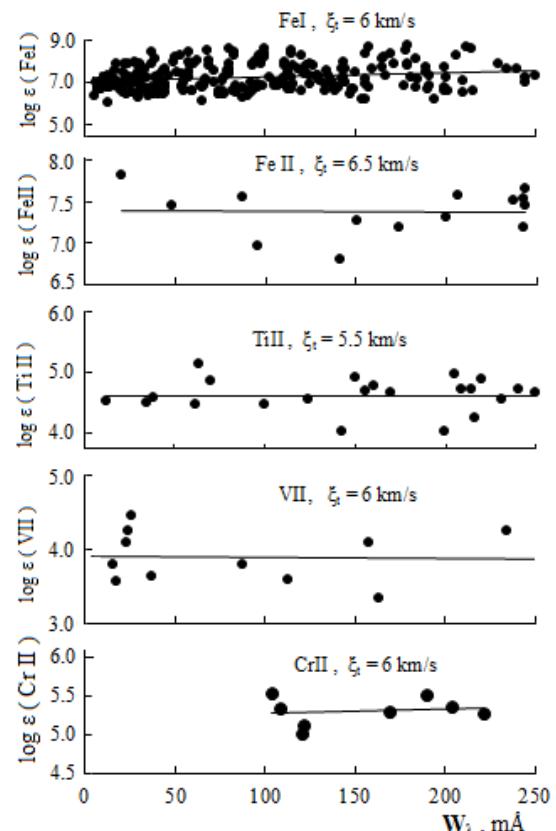
Mikroturbulent hərəkət sürətinin təyininin ən müasir və dəqiq üsulu atmosfer modelləri əsasında ludur. Bu üsul hər hansı elementin atom və ionunun geniş ekvivalent enə malik intervalı olan çoxlu sayda xətlərinin tədqiqinə əsaslanır. Mikroturbulent hərəkət sürətinə ξ_t müxtəlif qiymətlər verərək hər bir xəttin ekvivalent eninə W_λ uyğun elementin miqdarı loge hesablanır və ξ_t üçün müəyyən qiymət seçilir, belə ki, ξ_t -nin seçilmiş bu qiymətində loge-nun W_λ -nın artması ilə sistematiq dəyişməsi müşahidə olunmur. Başqa sözlə, ξ_t -nin seçilmiş qiymətində müxtəlif intensivlikli xətlərə görə təyin olunan miqdar loge eyni olur.

HD161796 ulduzunun spektrində ən çox müşahidə olunan xətlər FeI-ə məxsus xətlərdir, sonrakı çox olan xətlər FeII, TiII, VII və CrII xətləridir. Bu xətlərin osillyator gücləri daha dəqiq təyin edilmişdir.

HD 161796 ulduzu üçün $T_{\text{eff}}=6550\pm200$ K, $\log g=0.75\pm0.2$ parametrlə model seçilir və bu model əsasında mikroturbulent hərəkət sürətinin müxtəlif qiymətlərində loge(FeI), loge(FeII), loge(TiII), loge(VII) və loge(CrII) elementlərinin miqdalarları hesablanır. Müəyyən edilmişdir ki, FeI, FeII, TiII, VII və CrII xətləri üçün mikroturbulent hərəkət sürəti uyğun olaraq 6.0, 6.5, 5.5, 6.0 və 6.0 km/san olduqda loge ilə W_λ arasında korrelyasiya olmur (Şəkil 3).

Ulduz atmosferində Lokal Termodinamik Tarazlıq (LTT) şəraitində kənara çıxmalar nəzərə alınmadıqda FeI xətlərinə görə təyin olunmuş dəmirin miqdarı bir qədər aşağı alınır. FeI

xətlərindən fərqli olaraq FeII xətləri LTT-dan kənara çıxmaya həssas deyildir, odur ki, kimyəvi tərkibin təyinində ionlaşmış atomlara əsasən hesablanmış mikroturbulent hərəkət sürətinə daha çox üstünlük verilir.

**Şəkil 3.**

HD 161796 ulduzu atmosferində FeI, FeII, TiII, VII və CrII xətlərinə əsasən mikroturbulent hərəkət sürətinin təyini: $\xi_t=6$.km/san (FeII), $\xi_t=5.5$ km/san (TiII) və $\xi_t=6.0$ km/san (FeI, VII və CrII).

KİMYƏVİ TƏRKİBİN TƏYİNİ

Kimyəvi tərkibin təyininin ən dəqiq üsulu sintetik spektrlerin hesablanmasıdır. Ancaq əksər hallarda ulduzların kimyəvi tərkibi daha sadə üsul ilə - spektrdə xətlərin ekvivalent enlərini analiz edərək təyin olunur. Belə ki, $\log \epsilon$ -na müxtəlif qiymətlər verməklə baxılan xətlərin nəzəri ekvivalent enləri hesablanır və müşahidədən tapılmış ekvivalent enlə W_λ müqayisə olunur. Nəzəri hesablanmış ekvivalent en müşahidədən ölçülmüş ekvivalent enlə üst-üstə düşən hala uyğun gələn $\log \epsilon$ seçilir.

Cədvəl 2.

HD161796 və Günəşin atmosferində kimyəvi elementlərin miqdarı.

Ele- mentlər	N	$\log \epsilon^*$	$\log \epsilon_{\odot}$	$\Delta \log \epsilon$
CI	2	8,47±0,41	8,61	-0,14
NaI	3	6,14±0,12	6,28	-0,14
MgI	3	7,03±0,19	7,36	-0,33
SiI	6	7,42±0,26	7,65	-0,23
SI	4	7,36±0,19	7,24	0,12
CaI	20	5,66±0,26	6,36	-0,70
ScII	16	2,45±0,23	3,0	-0,55
TiI	7	4,75±0,16	4,86	-0,11
TiII	22	4,60±0,21	4,96	-0,36
VII	11	3,90±0,35	4,00	-0,10
CrI	5	5,08±0,50	5,61	-0,53
CrII	8	5,31±0,18	5,50	-0,19
MnI	11	4,83±0,26	5,35	-0,52
FeI	251	7,25±0,20	7,6	-0,35
FeII	14	7,23±0,18	7,6	-0,37
CoI	5	4,58±0,18	4,7	-0,12
NiI	19	5,82±0,26	6,08	-0,26
CuI	1	3,64	4,16	-0,52
ZnI	2	3,67±0,30	4,42	-0,75
YII	11	1,48±0,40	2,24	-0,76
ZrII	12	2,16±0,17	2,96	-0,80
BaII	4	1,22±0,18	2,11	-0,89
LaII	3	1,01±0,09	1,30	-0,29
CeII	7	1,16±0,31	1,59	-0,43
PrII	3	0,45±0,19	0,83	-0,38
NdII	9	1,01±0,53	1,26	-0,25
SmII	3	0,50±0,12	1,06	-0,56
EuII	1	0,21	0,7	-0,49

HD161796 ulduzunun hesablanmış atmosfer modelinə əsaslanaraq onun atmosferində ele-

mentlərin miqdarı DASA programı ilə hesablanmışdır. Mikroturbulent hərəkət sürəti üçün orta sürət $\xi=6.0\text{km/san}$ qəbul olunmuşdur. Alınmış nəticələr Cədvəl 2-də göstərilir.

Cədvəldə 1-ci sütunda miqdarı təyin olunan elementlərin adları, 2-ci sütunda istifadə olunan xətlərin sayı, 3-cü sütunda elementlərin miqdarı üçün alınmış nəticələr $\log \epsilon^*$, 4-cü sütunda Günəş atmosferinin kimyəvi tərkibi $\log \epsilon_{\odot}$, 5-ci sütunda isə alınmış nəticələrin Günəş atmosferinin kimyəvi tərkibi ilə fərqi göstərilmişdir. Elementlərin miqdardı logarifmik şkalada verilir. Həm $\log \epsilon_{\odot}$ qiymətləri, həm də osillyator gücləri [17-21] ədəbiyyatlarından götürülmüşdür. Qeyd edək ki, elementlərin miqdarı nisbətən zəif xətlərə əsasən təyin edilmişdir. Bu xətlər atmosferin nisbətən dərin qatlarında yaranır. Ona görə də LTT-dən kənara çıxmanın, mikroturbulent hərəkət sürətinin və şüalanmanın sönməsi hesabına xəttin genişlənməsinin təsiri nəticəsində yaranan xətaların təsiri belə xətlər üçün zəifdir. HD161796 ulduzunun kimyəvi tərkibinin Günəşin kimyəvi tərkibi ilə müqayisəsi Şəkil 4-də göstərilir. Cədvəl 2-dən göründüyü kimi dəmirin miqdarı mikroturbulent hərəkət sürəti $\xi=6.0\text{km/s}$ olduqda FeI üçün 251 xəttə əsasən $\log \epsilon(\text{FeI})=7.25\pm0.2$, ionlaşmış dəmir üçün isə 14 xəttə əsasən $\log \epsilon(\text{FeII})=7.23\pm0.18$ qiyməti alınmışdır. Göründüyü kimi Günəşlə müqayisədə dəmirin miqdarı orta hesabla $[\text{Fe/H}]=-0.36$ dex azlıq təşkil edir.

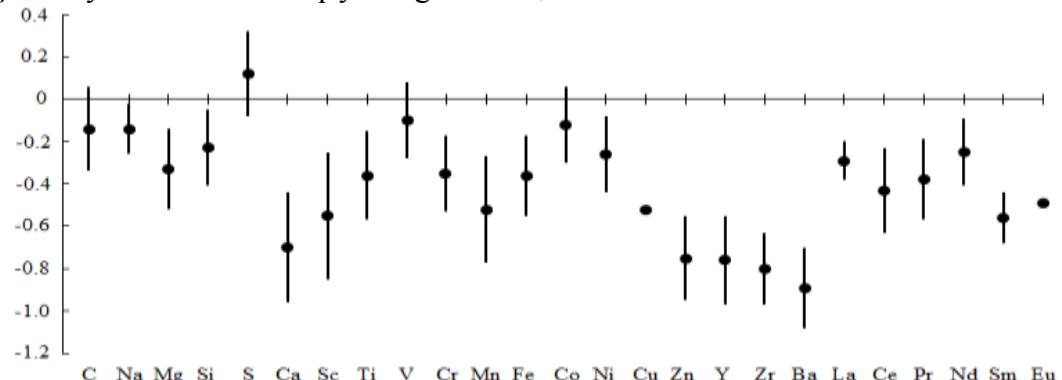
Göründüyü kimi Günəşlə müqayisədə dəmirin miqdarı orta hesabla $[\text{Fe/H}]=-0.36$ dex azlıq təşkil edir.

Post-AGB ulduzlarının statusuna uyğun olaraq dəmirin miqdarının $[\text{Fe/H}]$ Günəş və I tip məskunlaşmış normal ifratnəhəng ulduzlarla müqayisədə az olması, həmcinin karbonun və kükürdüñ dəmirə nəzərən miqdarının ($[\text{C/Fe}]=0.22$, $[\text{S/Fe}]=0.48$) I tip məskunlaşmış normal ifratnəhəng ulduzlara nəzərən yüksək olması bu ulduzun Qalaktika müstəvisində deyil, Qalaktika diskinin qalın hissəsində və yaxud qalosunda yaranmasını göstərir.

Kimyəvi tərkib üçün alınan nəticələrin Günəşlə müqayisəsi göstərir ki, post-AGB ulduzlarında olduğu kimi s-prosesində sintez olunan ağır elementlərin miqdarı azlıq təşkil edir. Alınmış

nəticələr Kipperin [7] aldığı nəticələrlə uyğunluq təşkil edir.

HD161796 ulduzunun kimyəvi tərkibinin Günəşin kimyəvi tərkibi ilə müqayisəsi göstərir ki,



ulduzun atmosferində elementlərin miqdarı Günəşin miqdardan azdır.

Şəkil 4.

HD161796 ulduzunun kimyəvi tərkibinin Günəşin kimyəvi tərkibi ilə müqayisəsi.

ƏSAS NƏTİCƏLƏR

1. HD 161796 ulduzunun effektiv temperaturu və səthində ağırlıq qüvvəsinin təcili təyin edilmişdir: $T_{\text{eff}}=6550 \pm 200 \text{K}$, $\log g=0.75 \pm 0.2$.
2. HD 161796 ulduzunun atmosferində FeI, FeII, TiIII, VII və CrII xətlərinə əsasən mikroturbulent hərəkət sürəti təyin edilmişdir: $\xi=6.0 \text{km/san}$ (FeI), $\xi=6.5 \text{km/san}$ (FeII), $\xi=5.5 \text{km/san}$ (TiIII), $\xi=6.0 \text{ km/san}$ (VII) və $\xi=6.0 \text{km/san}$ (CrII).
3. HD 161796 ulduzu atmosferində 25 elementin miqdari hesablanmışdır. Alınmış nəticələr Günəşin kimyəvi tərkibi ilə müqayisə edilmişdir. Aşkar edilmişdir ki, ulduzun atmosferində elementlərin miqdarı Günəşlə

1. W.P.Bidelman. *Spectral Classification of Stars Listed in Miss Payne's Catalogue of C Stars*, Ap. J., 113 (1951) 304-308.
2. A.Bartkevicius. *Catalogue of Population II A-F supergiants - UU Herculis and related stars*, Baltic Astronomy, 1 (1992) 194-215.
3. J.D.Fernie, R.F.Garrison. *New results for HD 161796*, Astrophysical Journal, 285 (1984) 698-701.
4. S.Giridhar, *Spectroscopic Studies of 89 HER and HD 161796, The Impact of Very High S/N Spectroscopy on Stellar Physics: Proceedings of the*

müqayisədə azdır. Ca, Sc, Mn, Zn, Y, Zr, Ba və Sm elementlərinin miqdarı Günəşdəki qiymətdən xüsusilə azdır, orta hesabla $\Delta \log \leq -0.55 \text{dex}$.

4. Post-AGB ulduzlarının statusuna uyğun olaraq dəmirin miqdarının $[\text{Fe}/\text{H}]=-0.36$ Günəş və I tip məskunlaşmış normal ifratnəhəng ulduzlarla müqayisədə az olması, həmçinin karbonun və kükürdüñ dəmirə nəzərən miqdarının ($[\text{C}/\text{Fe}]=0.22$, $[\text{S}/\text{Fe}]=0.48$) I tip məskunlaşmış normal ifratnəhəng ulduzlara nəzərən yüksək olması bu ulduzun Qalaktika müstəvisində deyil, Qalaktika diskinin qalın hissəsində və yaxud halosunda yaranmasını göstərir.

132nd Symposium of the International Astronomical Union held in Paris, France, June 29-July 3, 1987. Edited by G. Cayrel de Strobel and Monique Spite. International Astronomical Union. Symposium no. 132, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, (1988) 407, Bibliographic Code: 1988IAUS.132. 407G.

5. R.E.Luck, H.E.Bond, D.L.Lambert. *Chemical compositions of four high-latitude A-F supergiants*, Astrophysical Journal, 357 (1990) 188-203.

6. V.G.Klochkova, V.E.Panchuk, N.S.Tavolzhanskaya. *HD 331319: A Post-AGB F Supergiant with He I Lines*, *Astronomy Letters*, **28** (2002) 49-62.
7. T.Kipper. *Optical Spectrometry of the Post-AGB Star HD 161796*, *Baltic Astronomy*, **16** (2007) 191-198.
8. X.M.Микаилов, В.М.Халилов, И.А.Алекберов. Эшелле-спектрометр фокуса кассегрена 2-м телескопа ШАО НАН Азербайджана, Циркуляр Шемахин. астрофиз. Обсерватории, **109** (2005) 21-29.
9. А.Г.Галазутдинов. Система обработки Эшелле-спектров DECH20, Препринт CAO, № 92 (1992).
10. B.Hauck, M.Mermilliod. *Uvbybeta photoelectric photometric catalogue*, *Astronomy and Astrophysics Supplement*, **129** (1998) 431-433.
11. L.S.Kurucz. *CD-ROM*, №13 (2004).
12. J.D.Fernie. *New UVRI photometry for 900 supergiants*, *Astrophysical Journal Supplement Series*, **52** (1983) 7-22.
13. E.H.Olsen. *Four-colour UBVY and H-beta photometry of A5 to G0 stars brighter than 8.3 M*, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, **54** (1983) 55-134.
14. F.Castelli, R.L.Kurucz. *Computed H β indices from ATLAS9 model atmospheres*, *Astronomy and Astrophysics*, **454** (2006) 333-340.
15. A.A.Ferro. *Functional relationships for T_{eff} and log g in F-G supergiants from uvby-beta photometry*, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*, **46** (2010) 331-338.
16. A.J.Cenarro, R.F.Peleter, P.Sánchez-Blázquez, S.O.Selam et.al. *Medium-resolution Isaac Newton Telescope library of empirical spectra - II. The stellar atmospheric parameters*, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **374** (2007) 664-690.
17. A.A.Boyarchuk, M.E.Boyarchuk. *Spectrophotometric study of three F8 supergiants*, *Krymskaiia Astrofizicheskaiia Observatoriia, Izvestiia*, **63** (1981) 66-85.
18. A.A.Boyarchuk, I.S.Savanov. *Oscillator strengths for neutral iron and its abundance in the solar atmosphere*, *Krymskaiia Astrofizicheskaiia Observatoriia, Izvestiia*, **70** (1985) 57-128.
19. A.A.Boyarchuk, I.S.Savanov. *Oscillator strengths for lines of ionized iron*, *Krymskaiia Astrofizicheskaiia Observatoriia, Izvestiia*, **74** (1986) 49-69.
20. I.S.Savanov, J.Huovelin, I.Tuominen. *Catalogue of oscillator strengths for Ti II lines*, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, **86** (1990) 531-542.
21. D.A.Vakulenko, I.S.Savanov. *A catalog of oscillator strengths for neutral titanium lines*, *Krymskaiia Astrofizicheskaiia Observatoriia, Izvestiia*, **82** (1990) 87-108.

STUDY OF THE POST-AGB STAR HD161796 (F3Ib).

Z.A.SAMEDOV, A.R. HASANOVA, U.R.GADIROVA, G.M.HAJİYEVA, A.M.KHALİLOV

The basis of spectrograms obtained at the 2-meter telescope of the Shamakhy Astrophysical Observatory and Kurucz model atmospheres to study the HD161796 (F3Ib) have investigated. The effective temperature and gravity $T_{\text{eff}}=6550\pm200\text{K}$ and $\log g=0.75\pm0.2$ have been found. The microturbulence in the stars atmosphere using FeI, FeII, TiII, VII and CrII lines has been analyzed. It has been received $\xi=6.0, 6.5, 5.5, 6.0$ and 6.0km/san on lines FeI, FeII, TiII, VII and CrII. Abundances have been determined for 25 elements. The elemental abundances in the atmosphere of HD161796 have been shown deficiencies compared to the solar chemical composition.

ИССЛЕДОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ ЗВЕЗД POST-AGB HD161796 (F3Ib)

З.А.САМЕДОВ, А.Р.ГАСАНОВА, У.Р.ГАДИРОВА, Г.М.ГАДЖИЕВА, А.М.ХАЛИЛОВ

На основе спектров, полученных в 2-м телескопе Шамахинской Астрофизической Обсерватории и на основе моделей атмосфер Куруца проведено исследование звезд HD161796 (F3Ib). Получены следующие значения эффективной температуры и ускорения силы тяжести: $T_{\text{eff}}=6550\pm200\text{K}$, $\log g=0.75\pm0.2$. По линиям FeI, FeII, TiII, VII и CrII исследован параметр микротурбулентности в атмосфере звезды. Получено $\xi=6.0, 6.5, 5.5, 6.0$ и 6.0km/san по линиям FeI, FeII, TiII, VII и CrII, соответственно. Определено содержание 25 элементов. Содержания химических элементов в атмосфере HD161796 оказалось заниженным по сравнению с солнечным химическим составом.

Редактор: к. ф.-м. наук Б.Рустамов

UOT 524.31.01-36

HD 164136 (F2II) ULDUZUNUN ATMOSFERİNİN TƏDQİQİ

Z.A.SƏMƏDOV^{1,2}, Ü.R.QƏDİROVA¹

AMEA N.Tusi adına Şamaxı Astrofizika Rəsədxanası¹

AZ5626, Şamaxı r., Y.Məmmədəliyev qəs.

Bakı Dövlət Universiteti²

AZ 1148, Bakı şəh., Z.Xalilov küç., 23

zahir.01@mail.ru, ulkergadirova@gmail.com

Daxil olub: 10.06.2016

Çapa verilib: 26.09.2016

REFERAT

ŞAR-in 2-m teleskopunda alınmış spektrler və Kuruçun atmosfer modelləri əsasında HD164136 (F2II) ulduzu tədqiq olunmuşdur. Ulduzun effektiv temperaturu və səthində sərbəstdüşmə tacili üçün aşağıdakı qiymətlər alınmışdır: $T_{eff} = 6670 \pm 200\text{K}$, $lgg = 2.45 \pm 0.2$. FeI, FeII və TiII xətlərinə əsasən mikroturbulent hərəkət sürəti tədqiq edilmişdir. Mikroturbulent hərəkət sürəti üçün FeI, FeII və TiII xətlərinə əsasən uyğun olaraq 4.5 km/san, 6.5 km/san və 7.0 km/san qiymətləri hesablanmışdır. Müşahidə olunan spektral xətlərə əsasən ulduzun atmosferinin kimyəvi tərkibi təyin edilmişdir. Ulduzun kimyəvi tərkibi Günəşin kimyəvi tərkibi ilə müqayisə edilmişdir.

Açar sözlər: fundamental parametrlər, mikroturbulent hərəkət sürəti, kimyəvi tərkib.

MÜŞAHİDƏ MATERİALLARININ ALINMASI VƏ İSLƏNMƏSİ

Bu işdə model üsulu ilə vHer=HD164136=HR6707 ulduzu tədqiq edilmişdir. Ulduzun spektral sinfi F2 II, görünən ulduz ölçüsü $m_v = 4^m, 48$, mütləq ulduz ölçüsü $M_v = -0^m, 7$ -dir. Ulduzun qalaktik enliyi $b=24^\circ$, qalaktik uzunluğu $l=56^\circ$ -dir [1].

Ulduzun spektrləri 16 avqust 2004-cü ildə Şamaxı Astrofizika Rəsədxanasının 2m teleskopun kasseqren fokusunda qoyulmuş müasir YƏC qəbuledicisinin köməyi ilə alınmışdır ($R=14000$, S/N=200). Müşahidə materialları $\lambda\lambda 4500-6800$ spektral oblastını əhatə edir. Bu oblast üçün bir gecədə ulduzun 3 spektri alınmışdır. Gecə ərzində ulduzun spektrində güclü dəyişkənlilik olmadığı üçün spektrlər ortalaşdırılmışdır. Spektrdə müşahidə olunan xətlər eyniləşdirilmiş və onların ekvivalent enləri (W_λ) hesablanmışdır. Spektrlərin tədqiq olunması [2] tərəfindən təqdim olunmuş DECH-20 programı vasitəsi ilə həyata keçirilmişdir. Müşahidə materialı Cədvəl 1-də göstərilmişdir.

EFFEKTİV TEMPERATUR VƏ AĞIRLIQ QÜVVƏSİ TƏCİLİNİN TƏYİNİ

Məlumdur ki, ulduzların kimyəvi tərkibini analiz etmək üçün onların iki fundamental parametrlərini: effektiv temperaturunu (T_{eff}) və ulduz atmosferlərində ağırlıq qüvvəsinin tacilini (g)-ni bilmək lazımdır. Həmçinin T_{eff} və lgg parametrlərini bilməklə ulduzların digər fundamental parametrlərini: kütlələrini M radiuslarını R işıqlıqlarını L və yaşlarını t qiymətləndirmək olar. T_{eff} və lgg parametrləri atmosfer modellərini hesablamaq üçün zəruriyidir və bu modellərin əsasında ulduzun kimyəvi tərkibi təyin edilir.

Effektiv temperatur və ağırlıq qüvvəsi tacili aşağıdakı meyarlardan istifadə edilərək təyin olunmuşdur:

1. $[c_1]$ indeksinin müşahidədən ölçülən və nəzəri hesablanmış qiymətlərinin müqayisəsi. Dörd rəngli, dar zolaqlı uvby fotometrik sistemində $[c_1]$ indeksi $[c_1] = c_1 - 0.2(b-y)$ düsturu ilə təyin edilir.

Cədvəl 1

HD164136 ulduzunun müşahidə materialı

$\lambda, \text{\AA}$	W, mÅ	$\lambda, \text{\AA}$	W, mÅ	$\lambda, \text{\AA}$	W, mÅ	$\lambda, \text{\AA}$	W, mÅ	$\lambda, \text{\AA}$	W, mÅ	$\lambda, \text{\AA}$	W, mÅ
CI		4174,07	122	CrI	5429,70	220	FeII		YII		
4700,00	30	4184,31	154	5345,81	110	5434,53	170	4122,66	238	5473,40	30
4775,87	20	4316,80	69	5348,32	50	5445,04	110	4124,78	59	5509,91	197
4817,33	28	4330,24	98	5409,79	100	5501,47	90	4128,74	110	5546,02	40
4932,00	47	4344,29	280	CrII		5506,78	100	4173,47	280	ZrII	
5052,12	105	4350,84	140	5237,34	120	5543,18	60	4178,86	234	3991,14	134
5380,24	47	4386,85	106	5305,85	60	5543,93	30	4258,16	250	4029,68	134
6587,75	30	4394,06	178	5308,44	30	5563,60	60	4296,58	192	4090,52	46
NaI		4409,52	90	5310,70	30	5569,62	50	4303,05	248	4149,22	144
4668,56	42	4411,93	77	5313,59	70	5572,85	180	4369,40	110	4208,99	142
5682,63	101	4418,34	286	5334,88	60	5576,10	170	4416,82	178	5112,98	4
5688,20	120	4464,45	176	5502,06	40	5586,76	90	4472,93	123	5350,09	20
5889,95	544	4468,50	288	MnI		5615,65	180	4489,18	152	BaII	
6154,22	30	4469,16	204	6013,50	60	5624,55	120	4491,40	182	4934,09	267
6160,75	59	4470,85	188	6016,64	50	5633,97	40	4508,29	218	5853,68	124
MgII		4563,76	251	6021,80	40	5638,27	60	4515,34	197	6141,72	199
4481,33	280	4568,33	36	FeI		5679,02	10	4520,23	198	6496,90	315
SiI		4589,95	167	4930,33	20	5731,77	20	4541,52	231	LaII	
5708,44	60	4708,67	30	4966,10	110	5862,36	110	4555,89	292	4031,68	154
5772,25	60	4719,51	21	4973,11	60	5905,67	40	4576,34	130	4123,23	120
5797,91	30	4764,53	58	4994,13	180	5930,17	50	4582,83	129	4921,80	40
SiIII		4805,10	142	5012,07	140	5934,66	40	4583,84	293	PrII	
6347,09	170	4874,01	92	5049,82	70	5984,80	10	4620,52	91	4062,82	140
SI		4911,20	110	5051,64	80	5987,06	10	4635,31	48	4189,52	46
6046,04	40	5129,16	123	5068,77	90	6003,03	30	4648,93	91	NdII	
6052,66	80	5185,91	106	5074,76	70	6020,17	50	4656,98	162	4061,08	49
CaI		5188,70	270	5083,34	100	6024,07	70	4663,71	58	5092,80	6
5512,98	20	5336,81	120	5090,79	100	6027,16	40	4666,75	141	5293,17	20
5588,76	90	5381,02	40	5110,41	120	6065,49	120	4670,17	108	5311,46	8
5857,45	160	6491,57	80	5133,69	130	6137,70	110	4731,47	149	EuII	
6122,22	160	VI		5151,92	40	6157,73	80	4993,35	80	6049,51	3
6166,43	20	5737,04	6	5162,29	90	6165,36	20	5018,45	260		
6436,08	150	6039,74	4	5194,94	190	6213,44	40	5132,67	30		
6449,81	70	6216,36	14	5202,34	110	6230,73	130	5197,57	190		
6462,57	130	6251,82	8	5216,28	130	6252,56	80	5325,56	70		
6471,66	40	6285,16	6	5217,40	40	6265,14	60	5362,86	140		
6493,79	130	VII		5229,86	100	6318,02	80	5534,86	170		
6499,64	40	4002,94	56	5253,48	20	6322,69	20	5991,38	90		
ScII		4023,39	98	5266,56	30	6335,33	70	6113,33	40		
5031,02	100	4035,63	126	5339,94	120	6336,83	80	6149,24	100		
5239,82	50	4234,25	18	5341,03	90	6355,03	50	6239,95	50		
TiII		4564,59	30	5373,70	30	6358,69	50	6316,61	290		
4025,13	250	4600,19	70	5379,58	100	6380,75	30	6432,65	100		
4028,34	173	5047,31	4	5393,17	50	6393,60	90	6456,39	120		
4053,83	182	5384,89	9	5404,14	120	6419,95	60	NiI			
4056,19	92	5439,30	6	5410,91	70	6421,36	70	5115,40	30		
4163,65	211	5928,86	30	5415,20	80	6494,98	130	5155,76	70		
								5176,56	30		

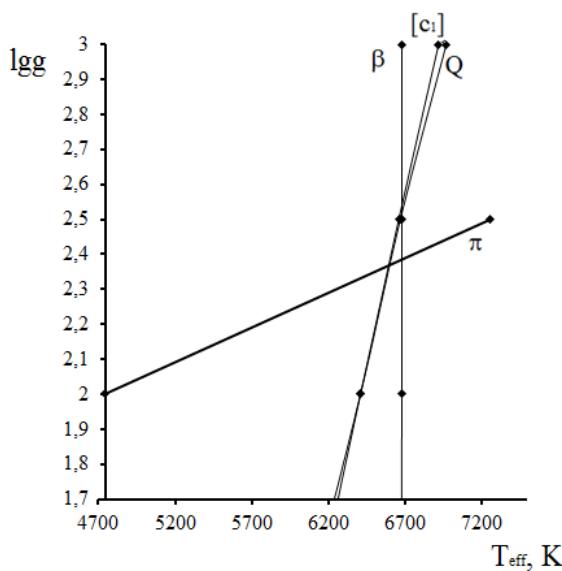
Bu kəmiyyət ulduzlararası fəzada udulmanın təsirindən azaddır. Ona görə də model üsulu ilə ulduzun fundamental parametrlərini təyin etdikdə bu kəmiyyətdən istifadə olunması məqsədə uyğundur. Müşahidədən HD164136 ulduzu üçün $b - y = 0,267$, $[c_1] = 0,913$ qiymətləri ölçülmüşdür

[3] və $[c_1] = 0,86$ hesablanmışdır. $[c_1]$ -nin nəzəri qiymətləri Kuruçun modellərində [4] hesablanmışdır
2. Q indeksinin müşahidə və nəzəri hesablanmış qiymətlərinin müqayisəsi. Q indeksi UBV fotometrik sistemində təyin olunur $Q = (U - B) - 0,72(B - V)$.

Q kəmiyyəti də $[c_1]$ kimi ulduzlararası fəzada udulmanın təsirindən azad olduğu üçün çox əhəmiyyətlidir. Müşahidədən HD164136 ulduzu üçün $B - V = 0^m, 38$, $U - B = 0^m, 18$ qiymətləri ölçülmüş [5] və $Q = -0.094$ hesablanmışdır. Q-nün nəzəri qiymətləri Kuruçun modellərində [4] hesablanmışdır

3. β indeksinin müşahidədən ölçülən və nəzəri hesablanmış qiymətlərinin müqayisəsi. β indeksi hidrogenin Balmer seriyasının H_β xəttinin intensivliyini təyin edir. β indeksinin müşahidə qiyməti $\beta = 2,67$ [3], nəzəri qiymətləri isə Kuruçun modellərində hesablanmışdır [4].

4. Parallaksın tətbiqi üsulu. Bu üsul ulduz atmosferi modelləri ilə bağlı olmayan və ulduzların fundamental parametrlərinin ($\log g$, T_{eff}) təyinində yeni hesab olunan üsuldur. HD164136 ulduzunun illik parallaksının müşahidə qiyməti $\pi'' = 0'', 00379$ [6]. Parallaksın tətbiqi üsulu [7]-də şərh olunur. Yuxarıda qeyd olunan üsullarla təyin olunmuş $\log g$ - T_{eff} diaqramı qurulur (Şəkil 1).



Şəkil 1
 $\log g$ - T_{eff} diaqramı

T_{eff} - $\log g$ diaqramında qrafiqlərin kəsişmə nöqtələrinin həndəsi mərkəzinə əsasən ulduzun effektiv temperaturu və səthində ağırlıq qüvvəsinin təcili təyin edilir

$$T_{\text{eff}} = 6670 \pm 200 \text{ K}, \log g = 2,45 \pm 0,2.$$

Müqayisə etmək üçün Cədvəl 2-də digər müəlliflərin aldıqları nəticələr göstərilmişdir: Cədvəldən göründüyü kimi effektiv temperatur üçün bizim aldığımız nəticə xəta daxilində digər müəlliflərin nəticələri ilə uyğundur, yalnız [8]-də alınan nəticə bizim nəticədən fərqlənir. $\log g$ üçün isə bizim nəticə [11], [13], [15] nəticələrə uyğundur, digər müəlliflərin nəticələrindən isə fərqlənir.

Cədvəl 2
 T_{eff} və $\log g$ üçün təyin olunmuş qiymətlər

T_{eff}	$\log g$	Müəlliflər
7140	3,87	Prugniel P. [8]
6575	2,00	Luck R.E. [9]
6803	3,33	Luck R.E. [10]
6799	2,63	Cenarro A.J. [11]
6811	3,40	Kipper T. [12]
6500	2,20	Adelman S.J. [13]
6483		Kovtyukh V.V. [14]
6700	2,50	Alfaro [15]
6465	2,00	Hauck [16]
6670	2,45	Bizim nəticələr

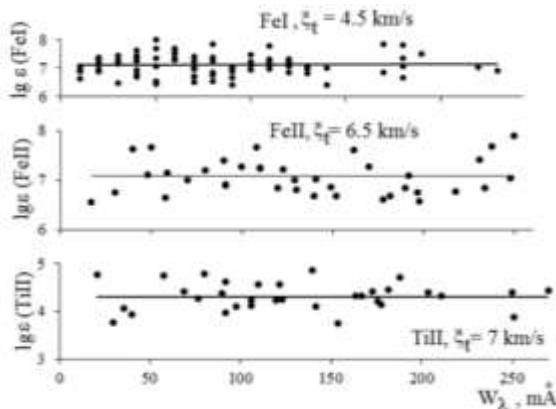
MİKROTURBULENT HƏRƏKƏT SÜRƏTİNİN TƏYİNİ

Mikroturbulent hərəkət sürətinin təyininin ən müasir və dəqiq üsulu atmosfer modelləri üsludur. Bu üsul hər hansı elementin atom və ionunun geniş ekvivalent enlikli diapozona malik çoxlu sayda xətlərinin tədqiqinə əsaslanır. Mikroturbulent hərəkət sürətinə ξ_t müxtəlif qiymətlər verərək hər bir xətt üçün onun ölçülmüş ekvivalent enli W_λ görə uyğun elementin miqdari loge hesablanır və ξ_t üçün müəyyən qiymət seçilir, belə ki, ξ_t -nin seçilmiş bu qiymətdə $lg\epsilon$ -nın W_λ -nın artması ilə sistematiq dəyişməsi müşahidə olunmur. Başqa sözlə, ξ_t -nin seçilmiş qiymətində müxtəlif intensivlikli xətlərə görə təyin olunan miqdardan loge eyni olur.

HD164136 ulduzunun spektrində ən çox müşahidə olunan xətlər FeI, FeII, TiII-ə məxsus xətlərdir, həmçinin bu xətlərin osillyator gücləri daha dəqiq təyin edilmişdir.

HD164136 ulduzu üçün $T_{\text{eff}} = 6670 \text{ K}$, $\log g = 2,45$ parametrlə model seçilir və bu model əsasında mikroturbulent hərəkət sürətinin müxtəlif qiymətlərində $lg\epsilon(\text{FeI})$, $lg\epsilon(\text{FeII})$, $lg\epsilon(\text{TiII})$ miqdaları hesablanır. Müəyyən edilmişdir ki, FeI

ürün $\xi_t = 4,5 \text{ km/s}$, FeII üçün $\xi_t = 6,5 \text{ km/s}$, TiII üçün $\xi_t = 7,0 \text{ km/s}$ olduqda $lg\epsilon$ ilə W_λ arasında korelyasiya olmur (Şəkil 2.).



Şəkil 2

HD 164136 ulduzu atmosferində FeI, FeII və TiII xətlərinə əsasən mikroturbulent hərəkət sürətinin təyini: $\xi_t = 4,5 \text{ km/san}$ (FeI), $\xi_t = 6,5 \text{ km/san}$ (FeII) və $\xi_t = 7 \text{ km/san}$ (TiII).

KİMYƏVİ TƏRKİBİN TƏYİNİ

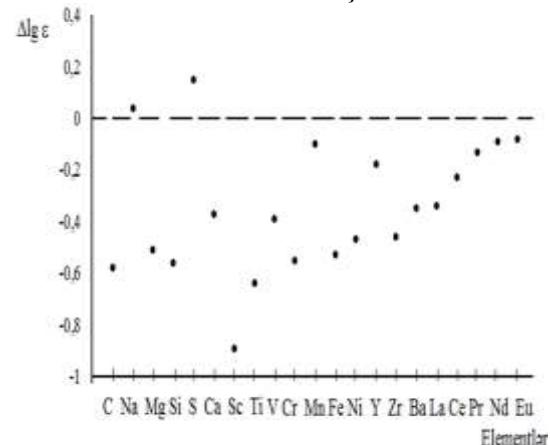
Ulduz atmosferlərinin kimyəvü tərkibi deyidikdə onun atom tərkibi, daha dəqiq desək müxtəlif elementlərin atomlarının tam konsentrasiyasının hidrogen atomlarının konsentrasiyasına nisbətinin təyini nəzərdə tutulur. Elementlərin miqdarı ə bir qayda olaraq logarifmik şkalada ifadə olunur:

$$lg\epsilon(el) = lg \frac{N(el)}{N(H)} + 12.$$

burada N(el) verilən elementin vahid həcmində atomlarının bütün ionlaşma dərəcələri nəzərə alıñaraq tam sayıdır, soyuq ulduzlar halında isə həmçinin molekullara daxil olan atomların sayı da nəzərə alınır. Qeyd edək ki, eksər ulduzların atmosferlərində ən çox miqdarı olan element hidrogendir, odur ki, digər elementlərin miqdarı bir qayda olaraq hidrogenə nisbətən ifadə olunur. Model üsulu ilə ulduz atmosferlərini tədqiq etdikdə fundamental parametrlərin T_{eff} və $lg g$ -nin təyinindən sonra uyğun model qurulur, mikroturbulent hərəkət sürəti ξ_t təyin olunur və növbəti mərhələdə kimyəvü tərkib təyin olunur. Belə ki, bir sıra xətlərə görə $lg\epsilon$ hesablamaları mikroturbulentliyin tədqiqi zamanı əvvəlki mərhələlərdə aparılır.

Kimyəvi tərkibin təyininin ən dəqiq üsulu sintetik spektrlerin hesablanmasına əsaslanır. Ancaq eksər hallarda ulduzların kimyəvi tərkibi daha sadə üsul ilə - spektrdə xətlərin ekvivalent enliklərini analiz edərək təyin olunur. Belə ki, $lg\epsilon$ -na müxtəlif qiymətlər verməklə baxılan xəttin nəzəri ekvivalent enlikləri hesablanır və müşahidə ekvivalent enliklə W_λ müqayisə olunur. Nəzəri hesablanmış ekvivalent en müşahidədən ölçülmüş ekvivalent enliklə üst-üstə düşən hala uyğun $lg\epsilon$ təyin olunur. Bu məqsədlə bir çox rəsədxanalarda xüsusi kompüter proqramları mövcuddur. Məsələn ən geniş istifadə olunan proqramlardan biri Kuruç tərəfindən yaradılan WIDTH proqramıdır. Krim astrofizika rəsədxanasında onun analogu DASA proqramıdır.

HD164136 ulduzunun hesablanmış atmosfer modelinə əsaslanaraq onun atmosferində elementlərin miqdarı DASA proqramı ilə hesablanmışdır. Mikroturbulent hərəkət sürəti üçün $\xi_t = 6,75 \text{ km/s}$ qəbul olunmuşdur. Qeyd edək ki, mikroturbulent hərəkət sürətinin seçilməsində üstünlük ionlaşmış atomlara verilir. Alınmış nəticələr Cədvəl 3-də göstərilir. Elementlərin miqdarı logarifmik şkalada verilir. Cədvəl 3-də həmçinin Günəş atmosferinin kimyəvi tərkibi $lg\epsilon$ verilmişdir. Həm $lg\epsilon$ qiymətləri, həm də osillyator gücləri [17-21]-dən götürülmüşdür. Qeyd edək ki, əvvəlki işlərimizdə olduğu kimi elementlərin miqdarı nisbətən zəif xətlərə əsasən təyin edilmişdir. Bu xətlər atmosferin nisbətən dərin qatlarında yaranır, LTT-dan kənara çıxmanın, mikroturbulentliyin və sönmənin xətlərinin təsiri bu xətlər üçün zəifdir.



Şəkil 3
HD164136 ulduzunun kimyəvi tərkibinin Günəşin kimyəvi tərkibi ilə müqayisəsi

HD164136 ulduzunun kimyəvi tərkibinin Günəşin kimyəvi tərkibi ilə müqayisəsi Şəkil 3-də göstərilir.

HD164136 ulduzunun kimyəvi tərkibinin Günəşin kimyəvi tərkibi ilə müqayisəsi göstərir ki, Na, S, Mn, Y, Ce, Pr, Nd, Eu elementlərinin miqdarı Günəşdə olan miqdara yaxındır, digər elementlərin miqdarı isə Günəşlə müqayisədə azdır.

Cədvəl 3

HD 164136 ulduzunun və Günəşin kimyəvi tərkibinin müqayisəsi

Element-lər	N	$lg \varepsilon_*$	$lg \varepsilon_{\odot}$	$\Delta lg \varepsilon$
CI	9	8.03±0.16	8,61	-0,58
NaI	5	6.32±0.19	6,28	0,04
MgI	2	6.94±0.66	7,36	-0,42
MgII	1	7,09	7,6	-0,51
SiI	3	7.57±0.25	7,65	-0,08
SiII	1	6,99	7,55	-0,56
SI	2	7.39±0.18	7,24	0,15
CaI	7	5.99±0.11	6,36	-0,37
ScII	3	2.11±0.15	3	-0,89
TiII	33	4.32±0.29	4,96	-0,64
VI	6	3.85±0.42	4,06	-0,21
VII	8	3.82±0.31	4,21	-0,39
CrI	3	5.14±0.12	5,5	-0,36
CrII	8	4.95±0.27	5,5	-0,55
MnI	2	5.25±0.16	5,35	-0,1
FeI	83	6.97±0.56	7,6	-0,63
FeII	39	7.07±0.39	7,6	-0,53
NiI	6	5.74±0.32	6,21	-0,47
YII	9	2.06±0.43	2,24	-0,18
ZrII	5	2.50±0.07	2,96	-0,46
BaII	3	1.76±0.41	2,11	-0,35
LaII	7	0.96±0.26	1,3	-0,34
CeII	14	1.36±0.39	1,59	-0,23
PrII	1	0,7	0,83	-0,13
NdII	5	1.17±0.17	1,26	-0,09
EuII	1	0,62	0,7	-0,08

NƏTİCƏLƏR

1. HD164136 ulduzunun fundamental parametrləri təyin edilmişdir:

$$T_{eff} = 6670K, \lg g = 2.45$$

2. FeI, FeII, TiII xətlərinə əsasən mikroturbulent hərəkət sürəti təyin edilmişdir: FeI üçün $\xi_t = 4,5 \text{ km/s}$, FeII üçün $\xi_t = 6,5 \text{ km/s}$, TiII üçün $\xi_t = 7,0 \text{ km/s}$ qiymətləri alınmışdır.
3. Ulduzun atmosferində elementlərin miqdarı hesablanmışdır və Günəşdə olan miqdarla müqayisə edilmişdir. HD164136 ulduzunun kimyəvi tərkibinin Günəşin kimyəvi tərkibi ilə müqayisəsi göstərir ki, Na, S, Mn, Y, Ce, Pr, Nd, Eu elementlərinin miqdarı Günəşdə olan miqdara yaxındır, digər təyin olunmuş elementlərin miqdarı isə Günəşlə müqayisədə azdır.
1. F.Rufener. *Second catalogue of stars measured in the Geneva observatory Photometric system, Astron. Astrophys. Suppl.*, **26** (1976) 275-351.
2. А.Г.Галазутдинов. *Система обработки Эшелле-спектров DECH20*, Препринт CAO, № 92 (1992).
3. B.Hauck, M.Mermilliod. *UVbyβ photometric catalogue, Astron. Astrophys., Suppl. Ser.*, **129** (1998) 431-433.
4. L.S.Kurucz. *CD-ROM*, № 13 (2004).
5. J.D.Fernie. *UBVRI photometry for 900 supergiants, Astrophys. J., Suppl. Ser.*, **52** (1983) 7-22.
6. V.F.Leeuwen, *Validation of the new Hipparcos reduction, Astron. Astrophys.*, **474** (2007) 653-664.
7. Z.A.Samedov, U.R.Gadirova, N.H.Samedova. *Investigating the atmosphere of the star HD203574 (G5III) - I. Determination of fundamental parameters of the star HD203574 (G5III), Journal of Qafqaz University-Physics*, **3** (2016) 138-143.
8. P.Prunier, I.Vauglin, M. Koleva. *The atmospheric parameters and spectral interpolator for the MILES stars*, *Astronomy and Astrophysics*, **531A** (2011) 165.
9. R.E.Luck, G.G.Wepper, *Chemical abundances for F and G luminosity class II stars, Astron. J.*, **110** (1995) 2425-2456.
10. R.E.Luck. *Parameters and abundances in luminous stars, Astron. J.*, **147** (2014) 137.
11. A.J.Cenarro, R.F.Peletier, P.Sánchez-Blazquez, S.O.Selam, E.Toloba, N.Cardiell., J.Falcon-Barroso, J.Gorgas, J.Jimenez-Vicente, A.Vazdekis. *Medium-resolution Isaac Newton*

- Telescope library of empirical spectra -II. The stellar atmospheric parameters*, **374** (2007) 664-690.
12. T.Kipper. *Relative abundance of elements in the atmospheres of 41 Cyg, ups Her and rho Boo, Tart Astrof.Obs.Teated*, **21** (1969) 65-78.
 13. S.J.Adelman, I.H.Cay, H.G.Tektunali, A.F.Gulliver, A.Teker. *Elemental abundance analyses with DAO spectrograms: XXXI. The early F supergiants v Her (F2II) and 41 Cyg (F5 IbII)*, *Astron. Nachr.*, **1** (2008) 4-9.
 14. V.V.Kovtyukh. *High-precision effective temperatures of 161 FGK supergiants from line-depth ratios*, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **378** (2007) 617-624
 15. B.H.Alfaro, A.A.Ferro, W.J.Schuster. *Temperatures for A0-K0 Supergiants from 13 Color Photometry*, *Publication of the Astronomical Society of the Pacific*, **109** (1997) 958-968.
 16. B.Hauck, M.Mermilliod. *Uvby beta photoelectric photometric catalogue*, *Astronomy and Astrophysics Supplement*, **129** (1998) 431-433.
 17. A.A.Boyarchuk, M.E.Boyarchuk. *Spectrophotometric study of three F8 supergiants*, *Krymskaia Astrofizicheskaiia Observatoriia, Izvestiia*, **63** (1981) 66-85.
 18. A.A.Boyarchuk, I.S.Savanov. *Oscillator strengths for neutral iron and its abundance in the solar atmosphere*, *Krymskaia Astrofizicheskaiia Observatoriia, Izvestiia*, **70** (1985) 57-128.
 19. A.A.Boyarchuk, I.S.Savanov. *Oscillator strengths for lines of ionized iron*, *Krymskaia Astrofizicheskaiia Observatoriia, Izvestiia*, **74** (1986) 49-69.
 20. I.S.Savanov, J.Huovelin, I.Tuominen. *Catalogue of oscillator strengths for TI II lines*, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, **86** (1990) 531-542.
 21. D.A.Vakulenko, I.S.Savanov. *A catalog of oscillator strengths for neutral titanium lines*, *Krymskaia Astrofizicheskaiia Observatoriia, Izvestiia*, **82** (1990) 87-108.

ИССЛЕДОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ ЗВЕЗД HD164136 (F2II)

Z.A.САМЕДОВ, У.Р.ГАДИРОВА

На основе спектров, полученных на 2-вом телескопе Шамахинской Астрофизической Обсерватории и на основе модели атмосферы Куруца проведено исследование звезды HD164136 (F2II). Получены следующие значения эффективной температуры $T_{\text{eff}} = 6670 \pm 200\text{K}$ и ускорения силы тяжести $l_{\text{gg}} = 2.45 \pm 0.2$. Для линии FeI, FeII и TiII, исследованы параметры микротурбулентности $\xi_t = 4.5, 6.5$ и 7.0 км/сан в атмосфере звезды. Приведены сравнительные данные химических элементов звезды HD164136 и Солнца.

DETERMINATION OF THE ELEMENT ABUNDANCE OF THE STAR HD164136 (F2II).

Z.A.SAMEDOV, U.R.GADIROVA

By using spectrograms obtained at the 2-meter telescope of the Shamakhy Astrophysical Observatory and Kurucz model the star HD164136 (F2II) has been investigated. The effective temperature $T_{\text{eff}} = 6670 \pm 200\text{K}$ and gravity $l_{\text{gg}} = 2.45 \pm 0.2$ have been found. The microturbulence in the stars atmosphere using FeI, FeII and TiII lines has been analyzed: $\xi_t = 4.5, 6.5$ and 7.0 km/san. Have been determined abundances in the atmosphere of the star and abundances of the star compared with the Sun.

Редактор: д. н. по физике Дж.Алиев

UOT 53(091)

AZƏRBAYCANDA İLK FİZİKA TƏDQİQATLARI

A.Ə.CİLOVDARLI (ABBASOV)¹, H.Ə.HACİEV²

Azərbaycan MEA-nin Fizika İnstitutu¹

AZ-1143, Bakı, H. Cavid pr.131

Azərbaycan Milli Aviasiya Akademiyası²

AZ 1045, Bakı, Binə, 25-km

cilovdarli@bk.ru

Daxil olub: 10.06.2016

Çapa verilib: 26.09.2016

Açar sözlər: neft sənayesi, fiziki tədqiqat, kömür-civə, müqavimət, maqnit sahəsi, kontakt, elm

REFERAT

Azərbaycanda yeni elmi inkişaf dövrü 1919-cu ildən universitet, politeknik institut və başqa müxtəlif elm mərkəzlərinin yaradılması ilə başlamışdır. İlk elmi fiziki tədqiqat işi 1923-cü ildə prof. S.N.Usatıyın rəhbərliyi ilə aparılmışdır.

Azərbaycanda elmi inkişaf dövrünün başlangıcı olaraq bir şox ali və orta təhsil müəssisələrinin, elmi cəmiyyətlərin və elmi tədqiqat mərkəzlərinin yaradılmasının başlangıcı olan 1919-cu ili qəbul etmək olar. Həmin il milli inkişafın əsas göctəricilərindən olan Bakı Dövlət Universiteti (BDU), iki il keçmiş Azərbaycan Politexnik institutu (Az. Pİ) və Azərbaycan Dövlət Pedaqoji İstututu (ADPI) təsis edildi. 1920-ci ildə respublikanın bütün geoloqlarını özündə birləşdirən Geologiya Bürosu yaradıldı. Qısa bir müddətdən sonra o tərkibində Mərkəzi kimya laboratoriyası fəaliyyət göstərən "Azneft" cəmiyyətinə, sonradan isə ölkənin neft sənayesini özündə birləşdirmiş nüfuzlu bir dövlət təşkilatına çevrildi.

Bu dövrdə Azərbaycan rəhbərliyi elmi tədqiqat mərkəzlərinin yaradılmasına və inkişafına xüsusi qayğı göstərirdi. 1921-ci ildə BDU-nun tərkibində Azərbaycanda ilk elmi cəmiyyət olan "Təbiətşünaslar və Həkimlər"- cəmiyyəti yaradıldı. 1923-cü ildə respublikada "Azərbaycanı Tədqiq Edən və Öyrənən" cəmiyyəti fəaliyyətə başladı. Bu cəmiyyətlər respublikanın tarixinin, mədəniyyətinin, arxiologiyasının və təbii sərvətlərinin öyrənilməsində əvəzsiz xidmətlər göstərmişdir. 1924-cü ildə bu cəmiyyətin təşəbbüsü ilə Bakıda I Ümumazərbaycan ölkəşünaslıq qurultayı keçirilmişdi.

Beləliklə, qısa müddətdə elmimizin və təhsilimizin inkişafi üçün mühüm dayaqlar yaradılmış oldu. Lakin, ali təhsil müəssisələrində elmi iş yerinə yetirib yüksək səviyyədə dərs deyə bilən elmi dərəcəli kadrlar ölkədə yox dərəcəsində idi. Ona görə də bu işə əsasən ali təhsili olan azərbaycanlılar cəlb olunurdu. Məsələn, azərbaycan dilində fizika fənnini tədris etmək üçün iki nəfər universitet təhsilli, orta məktəbdə fizika müəllimi işləyən B.R.Mirzəyev və R.B.Məlikov ali məktəbə dəvət olunmuş və orada işlə təmin olunmuşlar [1].

Elmi və pedaqoji kadr problemini həll etmək üçün Azərbaycan höküməti Rusiya alimlərini kömək məqsədi ilə ölkəyə dəvət etdi. Tezliklə bütün elm sahələri üzrə yuzlərlə qabaqcıl rus ziyalısı-alımlar, pedaqoqlar və təhsil mütəxəssisləri kömək üçün axışib Azərbaycana gəldilər. Onların gərgin əməyi və düzgün rəhbərliyi sayəsində ölkədə təhsilin və elmi tədqiqat işlərinin yeni və sürətli inkişaf dövrü başlanmışdı.

Fizika elmi sahəsində Azərbaycanda ilk elmi müvəffəqiyyət rusiyalı alımlərdən S.N.Usatıy, E.B.Lopuxin, A.Q.Alfimov, və s. iştirakı və rəhbərliyi altında qazanılmışdır. İlk elmi tədqiqat işinə 1923-cü ildə, BDU-da və Az. Pİ-də eyni zamanda başlamış və professor S.N.Usatıy rəhbərlik etmişdir. Peterburq Politexnik institutun professoru olan S.N.Usatıy 1920-ci ildə Krıma gəlib bir müddət Simferopol politexnik institutun-

da və eyni zamanda Tavriya universitetində professor vəzifəsində çalışır. 1923-cü ildə o, hökumətin çağrımasına cavab olaraq Azərbaycana birinci ayaq basmış alımlerdən olub, gələn kimi də elmi və pedagoji işlərin təşkilində fəal şəkildə çalışmışdır. O, işlədiyi bir il müddətində hər iki ali təhsil ocağında fizika kafedrası və Elektrofizika laboratoriyası yaratmış və onların işinə rəhbərlik etmişdir. Laboratoriyalar ali təhsil müəssisələrinin xüsusi əmlakı kimi qeydiyyatdan keçirilmişdir. Burada uzun müddət professorun elmi istiqamətinə daxil olan kristalların elektrik keçiriciliyi, bərk cisimlərdə elektroliz və polyarizasiya hadisələrinin tədqiqi kimi məsələlər üzrə tədqiqatlar aparılmışdır [2].

1924-cu ildə professor S.N. Usatiyin dəvəti ilə onun simferapollu rələbələrindən bir neçəsi o cümlədən İ.B.Kyrçatov Bakıya gəlib Az. Pİ-nin və BDU-nun fizika kafedrasında laborant, preparator və assistant vəzifələrində çalışmışlar. Professorun assistenti, rus atom bombasının “atası” olacaq İgor Vasilyeviç professordan anodu alüminium olan dövrədə elektroliz hadisəsini tədqiq etmək təklifi alır. İsdə əsas məqsəd olaraq alüminium anodlu dövrədə elektroliz hadisəsini araşdırmaq və anodun üzərində əmələ gələcək dielektrik təbəqəsinin elektrolitdən kəndarda fiziki xassələrini tədqiq etmək olmuşdur.

İ.V.Kurçatov 1923-cü ilin sentyabr ayında S.N.Usatiyin Az. Pİ-dəki Elektrofizika laboratoriyasında, kafedranın əməkdaşı Z.U. Lobanova Ilə birlikdə Bakıda fizikadan ilk elmi-tədqiqat təcrübəsinin icrasına başlayır [3]. Təcrübədə anod olaraq kimyəvi təmiz alüminium, katod isə qurğunun lövhə seçilir. Elektrolit kimi Na_2SO_4 , NaHCO_3 , KMnO_4 duzlارının müxtəlif konsentrasiyalı məhlullarından istifadə edilmişdir. Elektroliz prosesini gərginliyin kritik qiymətindən böyük və kiçik olduğu hallarda yaxşı izləmək üçün gərginlik 10 voltdan başlayaraq yavaş-yavaş artırılmışdır. Müşahidə edilmişdir ki, hər dəfə dövrə qapanan kimi cərəyan sürətlə azalsa də sıfıra düşmədən qərarlaşmış hal almış və zaman oxuna paralel qalmışdır.

Bu hadisəyə belə izah verilmişdir ki, elektroliz zamanı məhluldən ayrılan qaz qabarcıqları anoda yapışaraq onu əhatə edir və elektroliz prosesini zəiflədir. Lakin, elektrodun səthində cüzi də olsa qabarcıqla örtülməmiş açıq sahələr qalır ki, onların sayısında zəif də olsa elektroliz prosesi davam

edir, döbrədə cərəyan sıfıra düşmür. Filtr kaözünün köməyi ilə qabarcıqların bir neçəsinin partlamasına nail olsaq dövrədə cərəyanın artması müşahidə olunar ki, bu da tədqiqatçıların izahının doğruluğunu təsdiq edir. Zaman keçdikcə elektroliz prosesinin zəifləməsində alüminium anodun səthində yaranan dielektrik təbəqəsinin də təsiri olduğu müşahidə edilmişdir. Lakin, çox nazik və kövrək olan bu təbəqəni elektroddan ayırib kəndarda tədqiq etmək mümkün olmamışdır. Deməli İ.V.Kurçatov və Z.U.Lobanova təcrübəsində gözlənilən nəticə alınmamış, yalnız, aşağıdakı iki mühüm nəticə qeyd edilmişdir:

1. Alüminium anod lövhəsi üzərində arabir defekti olan qaz təbəqəsindən ibarət müdafiə təbəqəsi yaranır.

2. Yaranan oksid təbəqəsi o qədər nazik olur ki, elektrolitdən kəndarda ona toxunduqda o dərhal parçalanır.

İ.V.Kurçatovun Bakıda apardığı ejmi tədqiqat təcrübələrinə cörə professor S.N.Usatıy ona rəy verib Leninqrad Fizika-Texnika institutuna göndərmiş və akadtmik A.F.İoffenin laboratoriyasına qəbul edilmişdir. Bakı tədqiqatları Kurçatovun rus atom bombasının “atası” kimi şərəflə səviyyəyə qədər yüksəlməsinə səbəb olmuşdur.

1923-cü ildə Az.Pİ ilə eyni vaxtda BDU-nun Elektrofizika laboratoriyasında prof. S.N.Usatiyın rəhbərliyi ilə daha bir ilk fiziki tədqiqat təcrübəsinə başlanılmışdır. Universitetin fizika kafedrasının əməklaşları K.D.Sinelnikov və N.S.Usatıy poladın maqnit xassələrinin onun səth təbəqəsindən asılılığını tədqiq etmək təklifi almışlar [4].

Tədqiqat zamanı təbəqəli maqnitlənmə müşahidə edilmişdir ki, bu nəticə Jamen nəzəriyyəsini bir daha təsdiq etmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, poladın səthi sulfat turşusunun təsirinə məruz qaldıqda və o tablaşdırma əməlyatından keçdikdə qalıq maqnetizmi artır. Təcrübədən alınan nəticələr aşağıdakı kimi ümumiləşdirilmişdir:

1. Zəif maqnit sahəsi üçün nəzərdə tutulmuş maqnitometrik üsyl işlənmiş və onun nəzəriyyəsi verilmişdir.
2. Maqnit nüfuzluluğunun səth təbəqəsində asılılığını əks etdirən yeni fiziki hadisə kəşf edilmişdir.

3. Maqnitlənmənin təbəqəli olduğu aşkar edilmişdir. Bu nəticə Jamen nəzəriyyəsini təsdiq edən ən yaxşı təcrübə dəllillərindən biridir.
4. Müəyyən edilmişdir ki, səthi sulfat turşusunun təsirinə məruz qalmış və tablaşdırma əməlyatından keçmiş poladda qalıq maqnetizmi artır.

Tədqiqatın nəticələrinə həsr edilmiş məqalənin sonunda müəlliflər prof. S.N.Usatiya göstərdiyi köməyə və rəhbərliyinə görə minnətdarlıq bildirir və 22. V. 24 tarixdə təcrübə nəticələri haqqında Təbiətşünaslar və Həkimlər cəmiyyəti qarşısında məruzə edildiyi bildirilmişlər.

Apərbaycan Covet Respublikasının çağırışını qəbul edib özünü Bakıya birinci yetirən rusiyali alimlərdən biri də A.Q.Alfimov olmuşdur BDU-nun fizika kafedrasında dosent vəzifəsində işə başlayan Alfimova prof. S.N.Usatiyin təklifi ilə metal-kömür kontaktının müqavimətini tədqiq etmişdir [5].

Alfimov təklifə uyğun təcrübə qurğusu yiğaraq sınaqdan keçirmişdir. O, etibarlı kontakt alınması üçün metal olaraq civəni seçmiş və kömür-civə kontaktını tədqiq etmişdir. Elektrik dövrəsində cərəyan şiddəti 0,002 amper dəqiqlikə ölçülmişdir. İlk ölçmələr göstərdi ki, dövrə unipolyar keçiriciliyə malikdir. Belə ki, cərəyanın istiqaməti civadən kömürə tərəf olduqda müqavimət, əks istiqamətdə olduğundan təxminən 0,0830 Om qədər böyük alınmışdır. Kontakt qızdırınlarkən müqavimət yavaş-yavaş aşağı düşmüş və onun temperaturadən xətti asılı olduğu müşahidə edilmişdir.

Elmi və pedaqoji inkişafın yeni başladığı dövrdə Rusiyadan Azərbaycana köməyə gəlmiş alimlərdən biri də Az.Pİ-nin professoru V.İ.Tixomirov olmuşdur. O, institutun tədris işlərində fəal iştirak etməklə yanaşı eyni zamanda elmi tədqiqat işlərinə də kömək göstərmişdir. V.İ.Tixomirov Bertelo bombası ilə tezalişan mayelərin yanma prosesini tədqiq etmişdir [6]. Bu tədqiqatda onun əsas məqsədi Bertelo bombası üsulunu təkmilləşdirmək və bu üsulla mayelərin termodinamik parametrlərini təyin etmək olmuşdur.

Azərbaycanda elm və təhsil sahəsində inkişafın başladığı 1919-cu ildən 1927-ci ilədək fizika elmi üzrə ilk elmi tədqiqat işləri əsasən Universitet və Politexnik institutda yerinə yetirilmiş və cəmi 5

işdən ibarət olmuşdur [7]. 20-ci illərin sonunda Sovet Hökumətinin Azərbaycan neftinə artan mərağı sayəsində təcrübə fizikası daha əlverişli yeni inkişaf mərhələsinə daxil oldu. Belə ki, Azneft xətti ilə ali təhsil müəssisələrinin fizika laboratoriyalarının yeni cihaz və avadanlıqlarla təhciz olunma imkanları yarandı. Bu imkanlar BDU və Az. Pİ-nin fizika kafedraları ilə Azneft arasında bilavasitə neft sənayesi ilə bağlı olan bir sıra elmi-tədqiqat işlərinin yerinə yetirilməsi haqqında müqavilə bağlanması ilə əlaqədar idi.

Azərbaycanda elm və təhsil sahəsində yeni inkişaf dövrünün başlangıç mərhələsində 30-a qədər yeni elmi tədqiqat mərkəzləri yaradılmış olsa da fizika elminə aid olan tədqiqatlar başqa elm sahələri ilə müqayisədə çox az idi. Məsələn, Azərbaycanı tədqiq edən və öyrənən cəmiyyət fəaliyyətdə olduğu müddətdə Azərbaycanın tarixinə, iqtisadiyyatına və mədəniyyətinə həsr edilmiş 50-dən artıq kitab və kitabça nəşr edilmişdir. 1929-cu ildən "Azərbaycanı Tədqiq Edən və Öyrənən" cəmiyyət Azərbaycan Dövlət Elmi Tədqiqat İnstitutu (Azərbaycan DETİ) kimi fəaliyyət göstərirdi. Institutun tərkibində yüksək səviyyədə təhciz olunmuş fizika-rentgen və fiziki-kimya laboratoriyaları yaradılmışdı. Laboratoriyalara prof. E.V.Lopuxin və prof. B.N.Nakaşidze rəhbərlik edirdilər.

1930-cu ildə Bakıda yeni Neft təhlükəsizliyi elmi-tədqiqat institutu yaradıldı. Fizika üzrə dosent A.Q.Alfimov instituta direktor təyin edildi. İnstitutun qarşısında neft istehsalının bütün sahələrində, o cümlədən neft mədənlərində, zavodlarda və laboratoriyalarda insan sağlamlığı üçün zərərli olan maddələri və halları fiziki tədqiqatların köməyi ilə aşkar edib aradan qaldırmaq üçün elmi əsaslar hazırlanıqdan ibarət olmuşdur. Bu illərdə V.İ.Lenin adına ADPİ-də də A.A.Abaszadənin rəhbərliyi altında İstilik fizikası labjratoryası yaradılmış və tədqiqatlara başlanılmışdır.

Keçən əsrin 1927-1932 illəri əhatə edən dövründə ali məktəblərin və elmi tədqiqat institutlarının fizika laboratoriyalarında yerinə yetirilmiş elmi işlərin nəticələrinə həsr olunmuş 32 elmi iş respublikanın müxtəlif elmi jurnalında dərc olunmuşdur. Burada iki maraqlı cəhət özünü göstərirdi. Birincisi elmi işlərin 90%-i ancaq neft sənayesinin inkişafı ilə bağlı məsələlərə həsr olunmuşdur.

Yalnız bir iş metallarda deformasiya tədqiqinə bir iş də dərtılma zamanı poladda baş verən maqnit hadisələrinə həsr edilmişdir. İkinci isə elmi işləri yerinə yetirmiş 40 nəfərə qədər elmi işçinin içə-

risində bir nəfər də olsa azərbaycanlı tədqiqatçı olmamasıdır. Bu nəticəyə görə 1932-ci ili Azərbaycanın yeni elmi inkişaf dövrünün birinci mərhələsinin sonu kimi qəbul etmək olar.

1. A.Ə.Cilovdarlı. *İlk azərbaycanlı fizik-professorlar R.M.Rüstəmov və B.P.Məlikov, Transactions of Azerbaijan National Academy of Sciences, series of Physical-technical and Mathematical sciences, Physics and Astronomy*, **XXXIII** №5 (2013) 144-155.
2. Г.Б.Абдулаев, Р.М.Сеидов. *Развитие физики в Советском Азербайджане, Изв. АН Аз. ССР. Сер. Физ.-тех. и мат. Наук*, №3 (1973) 3-14.
3. З.Е.Лобановой и И.В.Курчатов. *Об электролизе при алюминиевом аноде, Изв. АГУ им. В.И.Ленина, сер. Естеств. и Мед.*, **4** (1926) 121-134.
4. К.Д.Синельников и Н.С.Усатая. *Влияние поверхностного слоя на магнитные свойства стали, Изв. АГУ им. В.И. Ленина, сер. Естеств. и Мед.*, **4** (1926) 177-187.
5. А.Г.Алфимов. *Явления при прохождении тока через контакт ртуть-уголь*, *Научн. Изв. Аз. ПИ, Баку.*, Вып. **1** (1925) 39-42.
6. В.И.Тихомиров. *К методике сжигания в бомбе Бертело легколетучих жидкостей, АНХ. Баку*, №3 (1925) 12-15.
7. Х.И.Амирханов, А.А.Абасзаде, и др. *Развитие физики в Азербайджане за годы Советской Власти, Изв. АН Аз. ССР*, № 10 (1947) 31-40.

FIRST PHYSICAL EXPERIMENTS IN AZERBAIJAN

E.DJİLOVDARLI (ABBASOV), H.A.HADJIYEV

The start of a new era in the development of physics in Azerbaijan has begun since 1919. In short time many scientific institutions have been established, experimental and theoretical investigations in the field of physics have been conducted.

ПЕРВЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ В АЗЕРБАЙДЖАНЕ

А.Э.ДЖИЛОВДАРЛЫ (АББАСОВ), Г.А.ГАДЖИЕВ

Новая эра развития физических наук в Азербайджане началась с 1919 года. В короткий срок были созданы учебные и научные институты и организовано исследование по экспериментальной и теоретической физике.

Редактор: проф. С.Мехтиева

MÜNDƏRİCAT

Professor Səlimə xanım Mehdiyeva - 75	3
PEQ5 polietilenglikol oligomerlərinin NaCl ion cütlüyü ilə kompleksinin fəza və elektron quruluşunun nəzəri hesablanması	
S.D.Demuxamedova, Z.İ.Hacıev.....	5
Güclü elektrik və magnit sahəsində aşagı yarımkeçiricilərdə cərəyan rəğsləri nəzəriyyəsi	
E.R.Həsənov, H.Ş.Həsənov, N.H.Əliyeva, A.V.İslamzadə.....	16
Alfa zərrəciklərinin BCF-12 fiber ssintilyatoru və selvari fotodiodlar vasitəsi ilə qeyd edilməsi	
F.İ.Əhmədov, S.S.Süleymanov, R.S.Mədətov, Q.S.Əhmədov, A.Z.Sadiqov, N.N.Heydərov, M.S.Nəzərov, R.V.Vəliyev, R.Ə.Əkbərov, M.M.Cahangirov.....	25
140 keV enerji ilə hidrogen ion implantasiyası zamanı GaS laylı kristallarında qəfəs dinamikasının xüsusiyyətləri	
R.S.Mədətov, A.İ.Nəcəfov, N.İ.Hüseynov, M.A.Məmmədov, M.M.Cahangirov.....	29
Mükəmməl quruluşlu $Pb_{1-x}Mn_xTe$, $PbTe_{1-x}Se_x$ epitaksial təbəqələri və onlar əsasında fotohəssas heterokecidlər	
H.R.Nuriyev, M.Ə.Mehrabova, A.M.Nəzərov, R.M.Sadiqov, S.S.Fərzəliyev.....	34
Maqnetron tozlandırma yolu ilə alınan nazik İTO təbəqələrinin quruluş, elektrik və optik xassələri	
Ş.O.Eminov, X.D.Cəlilova, A.Ş.Əliyev, D.B.Tağıev, N.Ş.Soltanova, İ.S.Həsənov, N.C.İsmayılov,C.A.Quliev, Ş.S.Aslanov, Ə.Ə.Rəcəbli, G.H.Məmmədova, İ.İ.Qurbanov.....	39
Dənəciklərin ölçülərinin $Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$ bərk məhlulunun ekstruziya olunmuş nümunələrinin termoelektrik xassələrinə təsiri	
B.Ş.Barxalov, M.M.Tağıyev, G.Z.Bağışeva, R.Yu.Əliyev,G.C.Abdinova, T.C.Əliyeva, N.M.Axundova.....	45
GaSe<Dy> nazik təbəqələrin və nanozərrəciklərinin alınması və optik xassələri	
Ə.H.Hüseynov, A.H.Kazımkadə, V.M.Salmanov, R.M.Məmmədov, A.Ə.Salmanova, İ.M.Əliyev, A.X.Dinçer.....	49
(CaGa ₂ S ₄) _x (BaGa ₂ S ₄) _{1-x} və (CaGa ₂ S ₄) _x (CaAl ₂ S ₄) _{1-x} bərk məhlullarının sintezi və termodinamik stabilliyi	
T.Q.Nağıyev, O.B.Tağıyev, A.N.Məmmədov, E.Q.Əsədov.....	56
GaSb-CrSb evtpektik kompozitin strukturu və raman səpilməsi	
R.N.Rəhimov, İ.X.Məmmədov, S.S.Babayev, D.H.Arası, A.A.Xəlilova, M.V.Kazımov, R.R.Qəribov.....	64
Ərinti zolaq üsulu ilə alınan InSb-AlSb bərk məhlullarında komponentlərin konsentrasiyon profilinə zolaq uzunluqunun təsirinin modelləşdirilməsi	
Z.M.Zəhrəbəyova, V.K.Kazimova, V.V.Mir-Bağirov, H.X.Əjdərov.....	70
Tellurun TlGaTe ₂ , TlInTe ₂ kristallarında həllolması və bərk məhlulların xüsusiyyətləri	
A.İ.Nəcəfov, N.Ə.Əliyeva, G.Z.Cəfərova, K.H.Xəlilova, E.S.Tapdıqov.....	74
Ssintilyatorlu radiasiya detektor modulları üçün yeni gücləndiricilərin işlənməsi	
S.S.Süleymanov, F.İ.Əhmədov, R.S.Mədətov, N.N.Heydərov, M.M.Nəzərov, R.Ə.Əkbərov, A.Z.Sadiqov, Q.S.Əhmədov, R.V.Vəliyev, M.M.Cahangirov.....	81
Modifikasiyalanmış ərinti zolaq üsulu ilə alınan Ge-Si bərk məhlul monokristallarında komponentlərin konsentrasiya profillərinin modelləşdirilməsi	
Z.Ə.Ağamalıyev, M.Ə.Ramazanov, H.X.Əjdərov	86
Cu _{1.95} Ni _{0.05} S kristalin faza keçidlərində termodinamik parametrlərin dəyişməsi	
F.F.Əliyev, A.H.Rzayeva, M.N.Mirzəyev, Q.M.Dəmirov.....	91
Sürətli elektronlarla şüalandırılmış GaP monokristallarının fiziki xassələri	
M.İ.Əliyev, Ş.Ş.Rəşidova, S.M.Rzayeva, İ.M.Əliyev, M.A.Hüseynli.....	101
AgSbSe ₂ -də yüksəkşiyicilərin aktivasiya enerjisi	
S.S.Rəhimov, A.A.Səddinova, R.İ.Səlim-zadə.....	105
Bəzi neft məhsullarının fiziki və optik xassələrinin tədqiqi	
Ə.Ə.Əliyev, C.İ.İsmayılov, A.N.Cəfərova.....	108
FeIn ₂ Se ₄ monokristallının dielektrik itgisinin tezlik və temperaturdan asılılığı	
N.N.Niftiyev, O.B.Tağıyev.....	112
CdInAlS ₄ -ün iki paketli heksaqaonal politipi	
M.H.Kazımov, L.V.Rüstəmova.....	116

MÜNDƏRİCAT

Bor-karbid birləşməsinin mikrostrukturu və termik analizi R.Q.Qəribov, M.N.Mirzəyev.....	119
Mayelərdə lazer şüalarının qeyri xətti udulmasının optoakustik təzyiqin paylanmasına təsiri Q.T.Həsənov, M.A.Musayev, A.N.Cəfərova, N.N.Haşimova.....	123
1-etil-3-metilimidazolium methansulfonat ionlu mayesinin sixığının və səs sürətinin ölçülməsi G.Hüseynova, R.Həmidova, C.Səfərov, M.Bəşirov, E.Hassel.....	128
İfratgüclü maqnitləşmiş ulduz mühitində antineytrinolar tərəfindən elektron-pozitron cütlərinin yaranması zamanı enerji itkiləri: eninə polyarlaşma hali R.E.Qasımov, B.T.Hacıyeva, V.A.Hüseynov.....	136
YSPE+TiO ₂ kompozit nümunələrinin elektrofiziki xassələrinin temperatur dispersiyası N.Ş.Əliyev, A.M.Məhərrəmov, M.M.Quliyev, R.S.İsmayılova, M.N.Bayramov.....	142
Post-AGB HD 161796 (F3Ib) ulduzu atmosferinin tədqiqi Z.A.Səmədov, Ə.R.Həsənova, Ü.R.Qədirova, G.M.Hacıyeva, Ə.M.Xəlilov.....	148
HD 164136 (F2II) ulduzunun atmosferinin tədqiqi Z.A.Səmədov, Ü.R.Qədirova.....	155
Azərbaycanda ilk fizika tədqiqatları A.Ə.Cilovdarlı (Abbasov), H.Ə.Haciev.....	161

CONTENT

Professor Salima hanun Mehtiyeva -75.....	3
PEQ5 polietilenglikol oligomerlərinin nacl ion cütlüyü ilə kompleksinin fəza və elektron quruluşunun nəzəri hesablanması S.D.Demuxamedova, Z.İ.Haciev.....	5
Theory of current oscillations in doped semiconductors in strong electric and magnetic fields E.R.Hasanov, H.S.Hasanov, N.H.Aliyeva, A.V.Islamzade.....	16
The registration of alpha particle by BCF-12 scintillating fiber and avalanche photodiodes F.I.Ahmədov, S.Ssuleymanov, R.S.Madatov, G.S.Ahmədov, A.Z.Sadigov, N.N.Heydarov, M.S.Nazarov, R.V.Valiyev, R.A.Akberov, M.M.Jahangirov.....	25
Features of lattice dynamics in layered crystals GaS at ion implantation of hydrogen with energy of 140 keV R.S.Madatov, A.I.Najafov, N.I.Huseynov, M.A.Mammadov, M.M.Jahangirov.....	29
Structurally PERFECT Pb _{1-x} Mn _x Te, PbTe _{1-x} Se _x epitaxial films and photosensitive heterojunctions on their base I.R.Nuriyev, M.A.Mehrəbəva, A.M.Nazarov, R.M.Sadigov, S.S.Farzaliyev.....	34
Structural, electrical and optical properties of ITO thin films prepared by magnetron sputtering Sh.O.Eminov, Kh.D.Jalilova, A.Sh.Aliev, D.B.Tagiev, N.Sh.Soltanova, I.S.Hasanov, N.D.Ismayılov, J.A.Guliev, Sh.S.Aslanov, A.A.Rajablı, G.Kh.Mamedova, I.I.Gurbanov.....	39
Effect of the grain size on the thermoelectric properties of the extruded samples of Bi _{0.5} Sb _{1.5} Te ₃ solutions B.Sh.Barkhalov, M.M.Tağıyev, G.Z.Bagiyeva, R.Yu.Aliyev, G.D.Abdinova, T.D.Aliyeva, N.M.Akhundova.....	45
Receiving and optical properties of thin films and nanoparticles GaSe<Dy> A.G.Guseinov, A.G.Kyazym-Zade, V.M.Salmanov, R.M.Mamedov, A.A.Salmanova, I.M.Aliyev, A.X.Dincher... Synthesis and thermodynamic stability of (CaGa ₂ S ₄) _x (BaGa ₂ S ₄) _{1-x} and (CaGa ₂ S ₄) _x (CaAl ₂ S ₄) _{1-x} solid solutions T.G.Naqhiyev, O.B.Tagiev, A.N.Mamedov, E.G.Asadov.....	49
Microstructure and raman spectra of GaSb-CrSb eutectic composite R.N.Rahimov, I.Kh.Mammadov, S.S.Babayev, D.H.Arásly, A.A.Khalilova, M.V.Kazimov, R.R.Garıbov.....	56
Modeling of a molten zone length influence on the concentration profile in InSb-AlSb solid solutions grown by the zone levelling method Z.M.Zakhrabekova, V.K.Kyazimova, V.V.Mir-Bagirov, G.Kh.Azhdarov.....	64
Solubility of tellurium in TlGaTe ₂ , TlInTe ₂ crystals and features of solid solutions A.I.Najafov, N.A.Alieva, G.Z.Jafarova, K.Kh.Khalilova, E.S.Tapdıqov.....	70
The development of new amplifiers for scintillation radiation detector modules S.S.Suleymanov, F.İ.Ahmədov, R.S.Madatov, N.N.Heydarov, M.S.Nazarov, R.A.Akberov, A.Z.Sadigov, G.S.Ahmədov, R.V.Valiyev, M.M.Jahangirov.....	74
Modeling of components concentration profiles in Ge-Si solid solution crystals grown by modified zone melting method Z.A.Agamaliyev, M.A.Ramazanov, G.Kh.Azhdarov.....	81
Change thermodynamic parameters in Cu _{1.95} Ni _{0.05} S at phase transitions F.F.Aliev, A.G.Rzaeva, M.N.Mirzoev, G.M.Damirov.....	86
Physical properties of GaP single crystals irradiated by fast electrons M.I.Aliev, Sh.Sh.Rashidova, S.M.Rzaeva, I.M.Aliev, M.A.Guseynli.....	91
The activation energy of charge carriers of AgSbSe ₂ S.S.Ragimov, A.A.Saddinova, R.I.Selim-Zade.....	101
Study of physical and optical properties of some oil products A.A.Aliyev, J.I.Ismailov, A.N.Jafarova.....	105
Dependence of the dielectric loss of frequency and temperature in single crystals FeIn ₂ Se ₄ N.N.Niftiyev, O.B.Taqhiyev.....	108
Two-package hexagonal polytype (2H) CdInAlS ₄ M.G.Kyazumov, L.V.Rustamova.....	112
	116

CONTENT

Microstructure of bor-carbide and thermal analysis R.Q.Qaribov, M.N.Mirzayev.....	119
Influence of nonlinear absorption of laser beams on the distribution of pressure in the fluid G.T.Hasanov, M.A.Musayev, A.N.Jafarova, N.N.Hashimova.....	123
Investigation of the denisty and speed of sound of ionic liquid 1-ethyl-3-methylimidazolium methanesulfonate G.Huseynova, R.Hamidova, J.Safarov, M.Bashirov, E.Hassel.....	128
Energy losses in electron-positron pairs production by antineutrinos in superstrongly magnetized stellar medium: transverse polarization case R.E.Gasimova, B.T.Hajiyeva, V.A.Huseynov.....	136
Temperature dispersion of electrophysical properties of HDPE+TiO ₂ composite samples N.Sh.Aliyev, A.M.Maharramov, M.M.Guliyev, R.S.Ismayilova, M.N.Bayramov.....	142
Study of the Post-AGB STAR HD161796 (F3Ib). Z.A.Samedov, A.R.Hasanova, U.R.Gadirova, G.M.Hajiyeva, A.M.Khalilov.....	148
Determination of the element abundance of the star HD164136 (F2II). Z.A.Samedov, U.R.Gadirova.....	155
First physical experiments in Azerbaijan E.Djilovdarlı (Abbasov), H.A.Hadjiyev.....	161

СОДЕРЖАНИЕ

Профессор Салима ханум Мехтиева -75.....	3
Теоретический расчет пространственной и электронной структуры комплекса олигомера полиэтиленгликоля PEG 5 с ионной парой NaCl	
С.Д.Демухамедова, З.И.Гаджиев.....	5
Теория колебания тока в легированных полупроводниках в сильных электрических и магнитных полях	
Э.Р.Гасанов, Г.Ш.Гасанов, Н.Г.Алиева, А.В.Исламзаде.....	16
Регистрация альфа частиц фибер-сцинтиллятором BCF-12 и лавинными фотодиодами	
Ф.И.Ахмадов, С.С.Сулейманов, Р.С.Мадатов, Г.С.Ахмадов, А.З.Садыгов,	
Н.Н.Гейдаров, М.С.Назаров, Р.В.Валиев, Р.А.Акберов, М.М.Джахангиров.....	25
Особенности динамики решетки в слоистых кристаллах GaS при имплантации ионами водорода с энергией 140 кэВ	
Р.С.Мадатов, А.И.Наджафов, Н.И.Гусейнов, М.А.Мамедов, М.М.Джахангиров.....	29
Структурно совершенные эпитаксиальные пленки $Pb_{1-x}Mn_xTe$, $PbTe_{1-x}Se_x$ и фоточувствительные гетеропереходы на их основе	
И.Р.Нуриев, М.А.Мехрабова, А.М.Назаров, Р.М.Садыгов, С.С.Фарзалиев.....	34
Структурные, электрические и оптические свойства тонких пленок ITO, полученных магнетронным напылением	
Ш.О.Эминов, Х.Д.Джалилова, А.Ш.Алиев, Д.Б.Тагиев, Н.Ш.Солтанова, И.С.Гасанов,	
Н.Д.Исмайлова, Д.А.Гулиев, Ш.С.Асланов, А.А.Раджабли, Г.Х.Мамедова, И.И.Гурбанов.....	39
Влияние размеров зерен на термоэлектрические свойства экструдированных образцов твердого раствора $Bi_{0,5}Sb_{1,5}Te_3$	
Б.Ш.Бархалов, М.М.Тагиев, Г.З.Багиева, Р.Ю.Алиев, Г.Д.Абдинова, Т.Д.Алиева, Н.М.Ахундова.....	45
Получение и оптические свойства тонких пленок и наночастиц $GaSe_{Dy}$	
А.Г.Гусейнов, А.Г.Кязым-Заде, В.М.Салманов, Р.М.Мамедов, А.А.Салманова, И.М.Алиев, А.Х.Динчэр.....	49
Синтез и термодинамическая стабильность твердых растворов $(CaGa_2S_4)_x(BaGa_2S_4)_{1-x}$ и $(CaGa_2S_4)_x(CaAl_2S_4)_{1-x}$	
Т.Г.Нагиев, О.Б.Тагиев, А.Н.Мамедов, Е.Г.Асадов.....	56
Структура и рамановский спектр эвтектического композита GaSb-CrSb	
Р.Н.Рагимов, И.Х.Мамедов, С.С.Бабаев, Д.Г.Араслы, А.А.Халилова, М.В.Казымов, Р.Р.Гарифов.....	64
Моделирование влияния длины зоны расплава на концентрационный профиль компонентов в твёрдых растворах InSb-AlSb при зонной перекристаллизации	
З.М.Захрабекова, В.К.Кязимова, В.В.Мир-Багиров, Г.Х.Аждаров.....	70
Растворимость теллура в кристаллах $TlGaTe_2$, $TlInTe_2$ и свойства твердых растворов	
А.И.Наджафов, Н.А.Алиева, Г.З.Джафарова, К.Г.Халилова, Э.С.Тапдыгов.....	74
Разработка новых усилителей для модулей сцинтилляционных детекторов радиации	
С.С.Сулейманов, Ф.И.Ахмедов, Р.С.Мадатов, Н.Н.Гейдаров, М.С.Назаров,	
Р.А.Акберов, А.З.Садыгов, Г.С.Ахмедов, Р.В.Валиев, М.М.Джахангиров.....	81
Моделирование концентрационных профилей компонентов в монокристаллах твёрдых растворов Ge-Si, выращенных модифицированным методом зонной плавки	
З.А.Агамалиев, М.А.Рамазанов, Г.Х.Аждаров.....	86
Изменение термодинамических параметров $Cu_{1.95}Ni_{0.05}S$ при фазовых переходах	
Ф.Ф.Алиев, А.Г.Рзаева, М.Н.Мирзоев, Г.М.Дамиров.....	91
Физические свойства монокристаллов GaP, облученных быстрыми электронами	
М.И.Алиев, Ш.Ш.Рашидова, С.М.Рзаева, И.М.Алиев, М.А.Гусейнли.....	101
Энергия активации носителей заряда в $AgSbSe_2$	
С.С.Рагимов, А.А.Саддинова, Р.И.Селим-заде.....	105
Исследование физических и оптических свойств некоторых нефтепродуктов	
А.А.Алиев, Дж. И.Исмаилов, А.Н.Джафарова.....	108

СОДЕРЖАНИЕ

Зависимость диэлектрических потерь от частоты и температуры в монокристаллах FeIn ₂ Se ₄	
Н.Н.Нифтиев, О.Б.Тагиев.....	112
Двухпакетный гексагональный политип (2H) CdInAlS ₄	
М.Г.Кязумов, Л.В.Рустамова.....	116
Структура соединения бор-карбид и термический анализ	
Р.Г.Гаривов, М.Н.Мирзаев.....	119
Влияние нелинейного поглощения лазерных лучей на распределение оптоакустического давления в жидкостях	
Г.Т.Гасанов, М.А.Мусаев, А.Н.Джафарова, Н.Н.Гашимова.....	123
Измерение плотности и скорости звука ионной жидкости	
1-этил-3-метилимидазолий метансульфонат	
Г. Гусейнова, Р.Гамирова, Д.Сафаров, М.Баширов, Э.Хассель.....	128
Потери энергии при образовании электрон-позитронных пар антинейтрино в сверхсильно замагниченной звездной среде: случай поперечной поляризации	
Р.Э.Гасымова, Б.Т.Гаджиева, В.А.Гусейнов.....	136
Температурная дисперсия электрофизических свойств композитных образцов ПЭВП+TiO ₂	
Н.Ш.Алиев, А.М.Магеррамов,М.М.Кулиев, Р.С.Исмайилова, М.Н.Байрамов.....	142
Исследование атмосферы звезд Post-AGB HD161796 (F3Ib)	
З.А.Самедов, А.Р.Гасанова, У.Р.Гадирова, Г.М.Гаджиева, А.М.Халилов.....	148
Исследование атмосферы звезд HD164136 (F2II)	
З.А.Самедов, У.Р.Гадирова.....	155
Первые физические эксперименты в Азербайджане	
А.Э.Джиловдарлы (Аббасов), Г.А.Гаджиев.....	161

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, 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 same 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, 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