

AZƏRBAYCAN MİLLİ ELMLƏR AKADEMİYASININ

XƏBƏRLƏRİ

FİZİKA VƏ ASTRONOMİYA

TRANSACTIONS OF AZERBAIJAN NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES

PHYSICS AND ASTRONOMY

CİLD

XXXV

VOLUME

№ 5

<<ELM>> NƏŞRİYYATI

<<ELM>> PUBLISHERS

BAKİ – 2015 – BAKU

REDAKSIYA HEYƏTİ

A.C.Hacıyev - 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.Hacıyev, M.F.Mehdiyev, B.H.Tağıev, A.M.Həşimov, 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 Word™ (şrift – Times New Roman) formatında yazılaraq 210x297mm ölçülü ağ kağızın bir üzündə, 1 intervalla, lazımı sahə saxlanmaqla (yuxarıdan – 30mm, soldan – 22,5mm, aşağıdan – 30mm, sağdan – 22,5mm), məqalənin adı qalın -12, müəlliflər – qalın -12, müəssisə, poçt ünvanları, telefon, e-mail, faks – normal 12, iki interval buraxmaqla mətn - normal, düzünə 12, çap edilir. Məqalələr 2 nüsxədə və CD kompakt diskdə işin yerinə yetirildiyi təşkilatın məktubu ilə redaksiyaya təqdim olunur. Çapa qəbul olunmayan məqalələr geri qaytarılır.

1. TİTUL VƏRƏQİ

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

2. ƏDƏBİYYAT

Ədəbiyyat siyahısı məqalədə qeyd olunan ardıcılıqla və aşağıdakı qaydada yazılır:

- jurnal məqaləsi üçün: müəlliflərin adı, atasının adı və soyadı (nümunə: Ə.Ə.Əliyev), məqalənin adı, jurnalın adı, cild (seriya), nömrə, nəşr ili, səhifə (başlanğıc və son);
- kitab və tezislər üçün: müəlliflərin adı, atasının adı və soyadı, kitabın, tezisə 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 göstərməlidir. Qrafikdə bir neçə əyri verildikdə onları nömrələməli və nömrələrin izahı şəkilaltı yazılarda verilməlidir. Şəkillərin sayı 5-dən çox olmamalıdır.

5. CƏDVƏLLƏR

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

6. ÜNVAN

Azərbaycan, AZ 1143, Bakı, Hüseyn Cavid prospekti, 131, AMEA Fizika İnstitutu.

Tel: (99412) 539-33-15, E-mail: jtransactions@physics.ab.az; www.physics.gov.az

TƏSİSÇİ

Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyası

УДК 538.97; 539.23

УРОВЕНЬ ФЕРМИ ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА В СВЕРХРЕШЕТКАХ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ С УЧЕТОМ СПИНОВОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ

С.Р.ФИГАРОВА, М.М.МАХМУДОВ

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

Поступила: 20.02.2015

Принята к печати: 23.06.2015

РЕФЕРАТ

В данной работе теоретически исследуется плотность состояний и уровень Ферми двумерного электронного газа с косинусоидальным законом дисперсии в поперечном сильном магнитном поле с учетом спинового расщепления. Изучено поведение плотности состояний и уровня Ферми в зависимости от величины магнитного поля и g^* -фактора спинового расщепления. Показано, что плотность состояний и уровень Ферми осциллирует в магнитном поле, причем период осцилляций зависит от спинового расщепления и формы поверхности Ферми.

Ключевые слова: сверхрешетка, плотность состояний, уровень Ферми, магнитное поле, спиновое расщепление.

При наличии внешнего сильного магнитного поля у слоистых соединений, например, полупроводников типа A^3B^5 и искусственных сверхрешеток происходит квантование энергетического спектра носителей тока, в результате чего в низкоразмерных электронных системах появляется ряд новых явлений - осцилляции кинетических коэффициентов, отрицательное магнитосопротивление, эффект Капицы - линейный рост магнитосопротивления в магнитном поле [1-6]. Следует ожидать, что на эти явления существенно будет влиять спиновое расщепление [7]. Поведение этих явлений в низкоразмерных электронных системах в магнитном поле тесно связано с поведением плотности состояний и уровня Ферми. Поэтому в данной работе исследуется плотность состояний и уровень Ферми электронного газа с косинусоидальным законом дисперсии в поперечном сильном магнитном поле с учетом спинового расщепления. Найдена зависимость функции плотности состояний и уровня Ферми от величины

магнитного поля и g^* - фактора спинового расщепления. Показано, что поведение плотности состояний и уровня Ферми существенно зависит от соотношения между уровнем Ферми, уровнем Ландау и шириной мини-зоны. Рассмотрены два случая: когда энергия Ферми ζ_F больше ширины мини-зоны ε_0 ($\zeta_F > 2\varepsilon_0$ - поверхность Ферми открытая и имеет вид гофрированного цилиндра), и когда энергия Ферми ζ_F меньше ширины мини-зоны ε_0 ($\zeta_F < 2\varepsilon_0$ - поверхность Ферми закрытая). В этих конкретных случаях выявлено пикообразное поведение плотности состояний и уровня Ферми в магнитном поле, на которое существенно влияет спиновое расщепление и положение уровня Ферми относительно ширины мини-зоны. На основе известных данных для сверхрешетки GaAs /AlGaAs проведен численный расчет уровня Ферми в зависимости от величины магнитного поля.

Как известно, учет спина электрона приводит к дополнительному члену $\mu_z B$ в

гамильтониане, где $\mu_z = \mu_B(\sigma_z/\sigma)$ - проекция собственного магнитного момента на направление поля, связанная со спином электрона, σ_z - оператор спина с собственным значением $\pm 1/2$, $\mu_B = e\hbar/2m_0$ - магнетон Бора. Поскольку оператор спина коммутирует с гамильтонианом, то его z -я компонента сохраняется, и в уравнении Шредингера спиновые и координатные переменные разделяются. Поэтому полные собственные функции электрона с учетом спина получаются умножением волновых функций без спина на спиновые волновые функции, соответствующие определенным значениям проекции спина $\sigma = \pm 1/2$. При этом, к собственным значениям энергии прибавляется дополнительный член, соответствующий энергии собственного момента в магнитном поле. Тогда в сильном магнитном поле параллельном оси z , направленном перпендикулярно слоям, поле квантует движение электрона в плоскости слоя и снимает спиновое вырождение, приводя к энергетическому спектру в виде [5, 8]:

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

где N - номер уровня Ландау, k_z - составляющая волнового вектора вдоль оси z , B - индукция магнитного поля,

$\mu = (m_0/m_\perp)\mu_B$, $\mu_B = e\hbar/2m_0$ - магнетон Бора, m_0 - масса свободного электрона, $m_\perp$ - масса электрона в плоскости слоя, ε_0 - полуширина одномерной зоны проводимости в направлении k_z , a - постоянная решетки вдоль оси z , $\sigma = \pm 1/2$ спиновое квантовое число электрона, g^* - фактор спинового расщепления энергии электрона. Видно, что каждый уровень Ландау расщепляется на два спиновых подуровня, причем величина расщепления N -го уровня равна $\Delta\varepsilon = g^* \mu_B B$.

Следует отметить, что энергетический спектр (1) хорошо описывает электронный газ в слоистых кристаллах дихалькогенидов

переходных металлов, в полупроводниковых соединениях со сверхрешеткой и полупроводниковых гетероструктурах с глубокими ямами между большими барьерами.

Теперь определим плотность квантовых состояний электронов в магнитном поле. Одно квантовое состояние в магнитном поле определяется двумя квазинепрерывными (k_y, k_z) и двумя дискретными квантовыми числами N и σ . Поэтому полное число квантовых состояний единицы объема в магнитном поле равно [8]:

$$Z = \frac{L_y L_z}{V(2\pi)^2} \sum_{N\sigma} \int dk_y dk_z, \quad (2)$$

здесь L_y, L_z - соответствующие размеры объема, где находится электронный газ. Как известно, интеграл по dk_y в (2) имеет вид [8]:

$$\int dk_y = \frac{1}{R^2} \int_{-L_x/2}^{L_x/2} dx_0 = \frac{L_x}{R^2},$$

где $x_0 = -R^2 k_y$, $R = (\hbar/eB)^{1/2}$ - магнитная длина. Используя это выражение, после перехода к интегралу по энергии, имеем:

$$Z = \frac{2}{(2\pi R)^2} \sum_{N\sigma} \int \frac{dk_z(\varepsilon, N, \sigma)}{d\varepsilon} d\varepsilon = \int g_B(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (3)$$

где

$$g_B(\varepsilon) = \frac{2}{(2\pi R)^2} \sum_{N\sigma} \frac{dk_z(\varepsilon, N, \sigma)}{d\varepsilon} \quad (4)$$

плотность квантовых состояний в магнитном поле, множитель 2 учитывает тот факт, что энергия является четной функцией k_z . Для того чтобы найти явный вид плотности состояний надо исходить из конкретного закона дисперсии $k_z(\varepsilon, N, \sigma)$. В нашем случае он определяется формулой (1) и плотность состояний принимает вид:

$$g_B(\varepsilon) = \frac{1}{2(\pi R)^2 a} \sum_{N\sigma} (2\varepsilon_0 \varepsilon_z - \varepsilon_z^2)^{-1/2} =, \quad (5)$$

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

здесь введено обозначение:

$$\varepsilon_z = \varepsilon(N, k_z, \sigma) - (2N + 1)\mu B - g^* \sigma \mu_B B.$$

Выражение (5) находится в хорошем согласии с формулой, приведенной в работе [6]. Следует отметить, что плотность состояний имеет особенность каждый раз, когда $\varepsilon_z = 2\varepsilon_0$.

При $\varepsilon_z > 2\varepsilon_0$ плотность состояний не зависит от энергии и линейно зависит от магнитного поля.

Численный расчет, проведенный на основе формулы (5), показывает, что в случае вырожденного электронного газа поведение плотности состояний существенно зависит от соотношения между уровнем Ферми и шириной одномерной зоны проводимости в направлении k_z . Учет спинового расщепления существенно влияет на поведение плотности состояния и при больших значениях g^* -фактора имеет место линейная зависимость плотности состояния от магнитного поля. Это следует и из формулы (5), так как при $\mu B > \varepsilon_0$ и $\mu_B B > \varepsilon_0 - ak_z = 2n\pi^2 R^2$.

Используя полученное выражение для плотности состояний, найдем зависимость уровня Ферми от магнитного поля. Для этого будем исходить из большого термодинамического потенциала квазидвумерного электронного газа в квантующем магнитном поле Ω [9]:

$$\Omega = -\frac{k_0 TV}{2(\pi R)^2} \sum_{N, \sigma, \varepsilon_1} \int \frac{dk_z(\varepsilon, N, \sigma)}{d\varepsilon} \ln \left[1 + \exp \left(\frac{\zeta - \varepsilon}{k_0 T} \right) \right] d\varepsilon, \quad (6)$$

где нижняя граница интегрирования $\varepsilon_1(N, \sigma)$ является корнем уравнения $k_z(\varepsilon_1, N, \sigma) = 0$. Проинтегрировав (6) один раз по частям, получим:

$$\Omega = -\frac{V}{2(\pi R)^2} \sum_{N, \sigma, \varepsilon_1} \int k_z(\varepsilon, N, \sigma) f_0(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (7)$$

Учитывая, что

$$n = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial \Omega}{\partial \zeta} \right)_{T, V, B}, \quad (8)$$

для концентрации электронного газа, так как $(\partial f_0 / \partial \zeta) = (-\partial f_0 / \partial \varepsilon_0)$, из (7) и (8) имеем:

$$n = \frac{1}{2(\pi R)^2} \sum_{N, \sigma, \varepsilon_1} \int \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) k_z(\varepsilon, N, \sigma) d\varepsilon. \quad (9)$$

Из формулы (9) для вырожденного электронного газа с заданной концентрацией n имеем:

$$n = \frac{1}{2a(\pi R)^2} [\pi \theta(\zeta - 2\varepsilon_0) + z_0 \theta(2\varepsilon_0 - \zeta)], \quad (10)$$

где $\theta(x)$ - ступенчатая функция Хевисайда:

$$\theta(x) = \begin{cases} 0, & x < 0 \\ \frac{1}{2}, & x = 0, \\ 1, & x > 0 \end{cases}$$

а z_0 определяется как:

$$z_0 = \begin{cases} \pi, & \zeta_F > \varepsilon_0 \\ \arccos \left(1 + \frac{\mu B - \zeta_F}{\varepsilon_0} \right), & \zeta_F < \varepsilon_0 \end{cases}.$$

В квантовом пределе ($N = 0$), проводя суммирование по σ , из (10) для уровня Ферми получим:

$$\zeta_F - \mu B = \varepsilon_0 \left[1 - \cos(na\pi^2 R^2) \sqrt{1 - \left(\frac{g^* \mu_B B}{2\varepsilon_0} \right)^2 \frac{1}{\sin^2(na\pi^2 R^2)}} \right]. \quad (11)$$

На основе формулы (11) была построена зависимость уровня Ферми от магнитного поля и показано, что при определенных значениях напряженности магнитного поля поведение уровня Ферми становится немонотонным и определяется величиной спино-

вого расщепления, шириной мини-зоны и концентрацией носителей тока (см. рис.4 для следующих параметров $\varepsilon_0 = 1 \text{ мЭВ}$,

$a = 10 \text{ нм}$, $n = 10^{23} \text{ м}^{-3}$ [10], $m_{\perp} = 0.2m_0$, $g^* = 0; 2; 5; 10$).

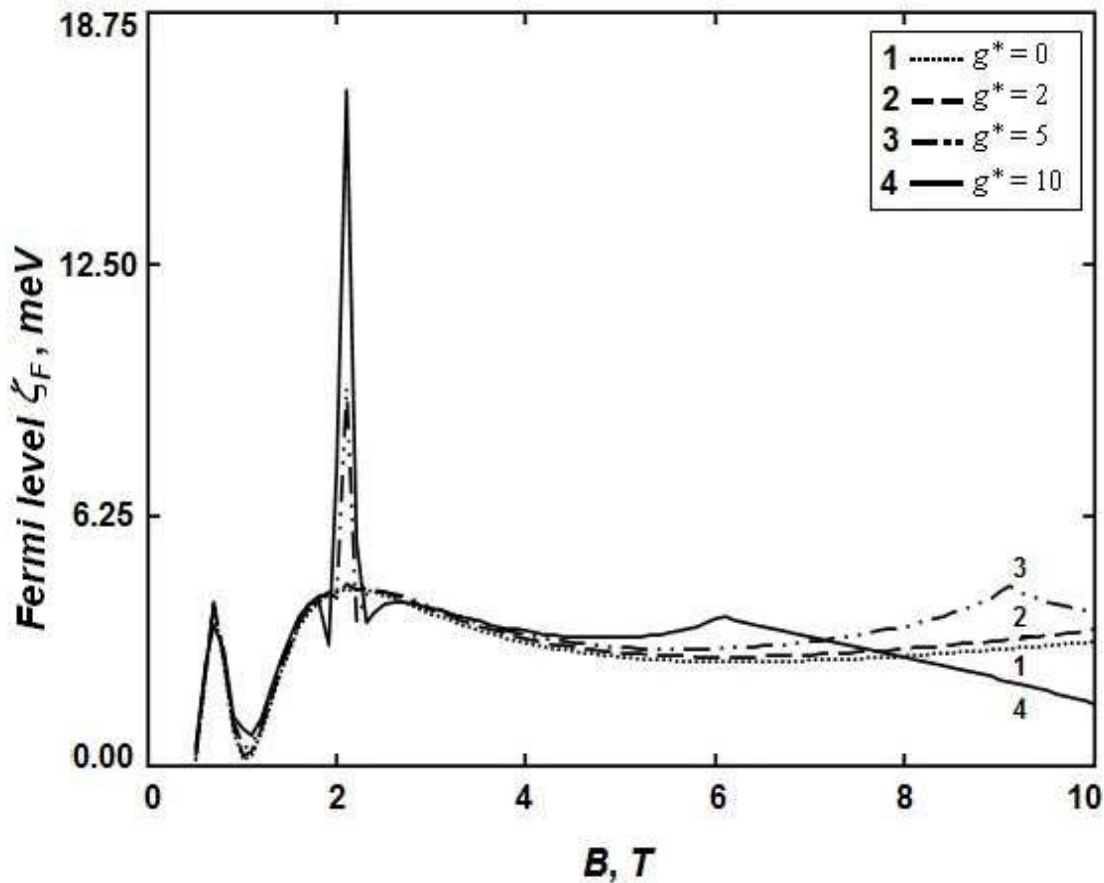


Рис.1.

Зависимость уровня Ферми от магнитного поля при учете спинового расщепления для различных значений g^* -фактора: 1 - $g^* = 0$; 2 - $g^* = 2$; 3 - $g^* = 5$; 4 - $g^* = 10$.

Из рис.1 видно, что в зависимости от магнитного поля уровень Ферми меняется немонотонно, имеет экстремумы, на величину и положение, которых существенно влияет спинное расщепление. Такое неординарное поведение уровня Ферми от магнитного поля при различных значениях спинового расщепления будет определять поведение кинетических коэффициентов. Следует, отметить, что, используя численный расчет и приведенные формулы, можно определить такие физические характери-

ки, как g^* -фактор спинового расщепления, зонные параметры сверхрешетки и области магнитного поля, где имеют место скачки плотности состояний и уровня Ферми. Так, при сравнении теоретических результатов с экспериментальными данными по положению и величине пиков осцилляций химического потенциала можно вычислить g^* -фактор и ширину минизоны сверхрешетки ε_0 .

1. П.Л.Капица. *Сильные магнитные поля*, М.: Наука, (1988) 254.
2. С.И.Борисенко. *Физика полупроводниковых наноструктур*, Изд-во Томского Политехнического Института, (2010) 114.
3. W.Zawadzki. *Magnetic and thermal properties of a two-dimensional electron gas*, *Physica B+C*, **127** (1984) 388-392.
4. B.M.Askerov, S.R.Figarova, M.M.Mahmudov. *Longitudinal magnetoresistance of layered crystals in a quantizing magnetic field taking into account the spin splitting*, *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, **33** (2006) 303-307.
5. V.T.Dolgoplov, A.Gold. *Magnetoresistance of a two-dimensional electron gas in parallel magnetic field*, *Письма в ЖЭТФ*, **71** (2000) 42-46.
6. В.Н.Луцкий, М.И.Каганов, А.Я.Шик. *О некоторых особенностях проводимости сверхрешеток в квантующем магнитном поле*, *ЖЭТФ*, **92** (1987) 721-729.
7. М.В.Якунин, Г.А.Альшанский, Ю.Г.Арапов, В.Н.Неверов, Г.И.Харус, Н.Г.Шелушина, Б.Н.Звонков, Е.А.Ускова, А. де Виссер, Л.Пономаренко, *Спиновые эффекты в индуцированном параллельным магнитным полем магнитосопротивлении двойной квантовой ямы $n\text{-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} / \text{GaAs}$* . *ФТП*, **39** (2005) 118-123.
8. B.M.Askerov. *Electron transport phenomena in semiconductors*, *World Scientific, Singapore*, (1994) 394.
9. B.M.Askerov, S.R.Figarova. *Thermodynamics, Gibbs Method and Statistical Physics of Electron Gases*, *Springer-Verlag, Berlin*, (2010) 374.
10. Yu.A.Pusep, G.M.Gusev, A.J.Chiquito, S.S.Sokolov, A.K.Bakarov, A.I.Toropov, J.R.Leite. *Vertical longitudinal magnetoresistance of semiconductor superlattices*, *Physical Review B*, **63** (2001) 165307-165312.

GÜCLÜ MAQNİT SAHƏSİNDƏ İFRATQƏFƏSLƏRDƏ SPİN PARÇALANMASI NƏZƏRƏ ALINMAQLA FERMİ SƏVİYYƏSİ

S.R.FİQAROVA, M.M.MAHMUDOV

İşdə spin parçalanması nəzərə alınmaqla eninə güclü maqnit sahəsində kosinusoidal dispersiya qanunlu elektron qazının hal sıxlığı nəzəri tədqiq olunmuşdur. Kvant halları sıxlığı funksiyası və Fermi səviyyəsinin maqnit sahəsinin qiymətindən və spin parçalanmasının g^* - faktorundan asılılıqları öyrənilmişdir. Göstərilmişdir ki, hal sıxlığı funksiyası və Fermi səviyyəsi maqnit sahəsində ossilyasiya edir. Bu ossilyasiyaların periodu isə spin parçalanması və Fermi səthinin formasından asılıdır.

FERMI LEVEL IN SUPERLATTICES IN STRONG MAGNETIC FIELD TAKING INTO ACCOUNT SPIN SPLITTING

S.R.FİQAROVA, M.M.MAHMUDOV

The density of states and the Fermi level of the two-dimensional electron gas with a cosine dispersion law in strong magnetic field with the spin splitting has been theoretically investigated. The behavior of the density of states and the Fermi level as a function of magnetic field and g^* - spin splitting factor have been studied. It has been shown that the density of states and the Fermi level has oscillated in a magnetic field and the period of oscillation has depended on the spin splitting and shape of the Fermi surface.

Редактор: акад. Ф.Гашимзаде

UOT 530.145.1

AdS/KXD–NİN YUMŞAQ DİVAR MODELİNDƏ ρ -MEZON-NUKLON-DELTA BARİON QARŞILIQLI TƏSİR SABİTİ

İ.İ.ATAYEV¹, N.C.HÜSEYNOVA^{2,3}, Ş.Ə.MƏMMƏDOV³

Azərbaycan MEA Fizika İnstitutu¹

AZ 1143, Bakı, H.Cavid, 131

Nəzəri fizika kafedrası, Bakı Dövlət Universiteti²

AZ 1148, Bakı, akad. Z. Xəlilov küçəsi, 23

BDU Fizika Problemləri ETİ³

AZ 1148, Bakı, akad. Z. Xəlilov küçəsi, 23

atayevibrahim@gmail.com, nerminh236@gmail.com, sh.mamedov62@gmail.com

Daxil olub: 18.05.2015
Çapa verilib: 22.06.2015

REFERAT

AdS/KXD-nin yumşaq divar modelində ro-mezon ilə nuklonların və delta barionların qarşılıqlı təsir məsələsinə baxılmışdır. AdS fəzasının daxilində kalibrləşmə sahələri vasitəsilə vektor sahə təyin olunmuşdur. Bunlardan əlavə kiral simmetriyanı pozmaq üçün psevdoskalyar sahə daxil edilmişdir. Bu sahələr üçün AdS fəzasının daxilində Laqranjyan yazılmış, hərəkət tənlikləri alınmış və bu tənliklərin həlli olan profil funksiyaları tapılmışdır. AdS/KSN uyğunluğuna əsaslanaraq $g_{\rho\Delta\Delta}$ qarşılıqlı təsir sabiti üçün əlavə ölçü üzrə integral ifadə alınmışdır.

Açar sözlər: Anti de Sitter fəzası, ro-mezon, nuklon, delta barion, profil funksiya, qarşılıqlı təsir sabiti.

GİRİŞ

AdS/KXD Anti-De-Sitter fəzası gravitasiya nəzəriyyəsi və Konformal sahə nəzəriyyəsi uyğunluğu əsasında qurulmuş modeldir. Enerjinin kiçik qiymətlərində həyəcənlaşma nəzəriyyəsinin tətbiqi mümkün olmadığından, Kvant Xromodinamikası üçün bu uyğunluğun böyük əhəmiyyəti vardır. Bu uyğunluğa görə 5 ölçülü Anti-de-Sitter fəzasının daxilində təyin olunmuş ixtiyari sahəyə, bu fəzanın ultrabənövşəyi sərhəddində operator qarşı qoyulur. Sərhəddə təyin olunmuş Kvant Xromodinamikasındakı konfaynment xassəsi daxiləki AdS fəzası ilə 2 üsulla verilir ki, bunlar da AdS/KXD nəzəriyyəsinin modelləri adlanır [1,2]:

1) Sərt divar modelində fəzanın üzərinə kəskin (infraqırmızı) sərhəd şərti qoyulmaqla, nəzəriyyə məhdud oblastda qurulur. Sərt divar modeli mezonlar üçün xətti asılı olaraq artan kütlə spektri verir.

2) Yumşaq divar modelində 5 ölçülü integralın qiymətini sonlu etmək üçün təsirin ifadəsinə eksponensial vuruq şəklində Dilaton sahəsi daxil edilir. Yumşaq divar modeli mezonların kütləsinin kvadratı üçün xətti asılı olaraq artan spektr verir.

Hər iki modeldə güclü qarşılıqlı təsir zərrəcikləri üçün müxtəlif qarşılıqlı təsir sabitlərini, eləcə də onların form-faktorlarını hesablamaq mümkündür. AdS/KXD–nin hər iki modelində bu qarşılıqlı təsir sabitləri mezon və barionların həm əsas və həm də həyəcənlaşma halları üçün hesablanır. Qeyd edilən fiziki effektlər yumşaq və sərt divar modellərində vakuum halına əlavə olaraq, sonlu temperaturda və nüvə mühitində tədqiq edilir.

Zərrəciklər fizikasında ən yüngül vektor mezon ρ mezon olduğundan, AdS/QCD modellərində mezonların tədqiqinə bu mezondan başlanır. Bugünə qədər müxtəlif alimlər tərəfindən vakuumda ro-mezonun nuklonlarla və eləcə də spini 3/2 olan delta barionlarla qarşılıqlı təsir sabiti [5] sərt divar modelində hesablanmışdır. Biz əvvəlki işlərimizdə yumşaq divar modelində anoloji olaraq vakuumda ro-mezonun

nuklonlarla [8] və elcədə spini 3/2 olan delta barionlarla [9] qarşılıqlı təsirini araşdırmış və uyğun qarşılıqlı təsir sabitlərinin ədədi qiymətini hesablamışdır.

Təqdim olunan işdə ro mezon ilə nuklonların və delta barionların qarşılıqlı təsir məsələsi AdS/KXD-nin yumşaq divar modelində tədqiq edilmişdir. Qeyd edək ki, bu üçlü qarşılıqlı təsir sərt divar modelində araşdırılmışdır [5]. Vektor mezon-nuklon-delta barion qarşılıqlı təsir sabitinin təcrübi qiyməti məlum olmadığından biz bu güclü qarşılıqlı təsir sabiti üçün yalnız beşinci ölçü üzrə integral ifadə almaqla kifayətlənmişik. Sonra isə aldığımız ifadəni sərt divar modelində alınan integral ifadə ilə müqayisə etmişik.

Məqalədə yumşaq divar modeli çərçivəsində spini 3/2 olan delta barionlar üçün AdS fəzasının daxilində Lagranjian yazılmış, hərəkət tənlikləri alınmış və bu tənliklərin həlli olan profil funksiyaları tapılmışdır.

Anti-de-Sitter Konformal Sahə Nəzəriyyəsi uyğunluğuna əsaslanaraq daxili fəzada yazılmış qarşılıqlı təsir Lagranjianlarından istifadə edərək AdS fəzasının daxilində ro mezon-nuklon-delta barion qarşılıqlı təsir sabiti üçün əlavə ölçü üzrə integral ifadə alınmış və baxdığımız nəzəriyyənin sərt divar modeli adlanan AdS/KXD –nin digər modelindən alınan əlavə ölçü üzrə integral ifadə ilə müqayisə etmişik.

YUMŞAQ DİVAR MODELİ

Bu modeldə 5 ölçülü integralın qiymətini sonlu etmək üçün təsirin ifadəsinə eksponensial vuruc şəklində Dilaton sahəsi daxil edilir və təsir (1) dusturu ilə təyin olunur:

$$I = \int d^5x \sqrt{g} e^{-\Phi} \mathcal{L}, \quad (1)$$

burada $g = |\det g_{MN}|$ (M,N=0,1,2,3,5) və AdS fəzasının metrikası aşağıdakı şəkildə təyin olunur:

$$\begin{aligned} ds^2 &= \frac{1}{z^2} (-dz^2 + \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu), \quad \mu, \nu = 0, 1, 2, 3, \\ g_{MN} dx^M dx^N &= e^{2A(z)} (dz^2 + \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu) \end{aligned} \quad (2)$$

burada $\Phi = \Phi(z)$ Dilaton sahəsi və $\eta_{\mu\nu}$ isə Minkovski metrikasıdır:

$$\eta_{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -1, -1). \quad (3)$$

Dilaton sahəsi elə seçilir ki, infraqırmızı sərhəddə 5-ölçülü integral sonlu ($z \rightarrow \infty$) olsun. Belə sahənin ən sadə halı aşağıdakı şəkildədir

$$\Phi - A = k^2 z^2 + \log z. \quad (4)$$

YUMŞAQ DİVAR MODELİNDƏ RO-MEZON

AdS fəzasının daxilində 2 ədəd A_L^M və A_R^M kalibrəşmə sahələri vardır ki, bunlar da $SU(2)_L \times SU(2)_R$ kiral simmetriya qrupuna tabe olaraq sol və sağ kiral sahələr kimi çevrilir. İç fəzada kalibrəşmə sahələrindən başqa bir skalyar X sahəsi də var ki, bu sahənin A_L^M və A_R^M kalibrəşmə sahələri ilə qarşılıqlı təsiri nəticəsində kiral simmetriya pozulur. Skalyar X sahəsi $SU(2)_L \times SU(2)_R$ qrupunun bifundamental təsviri kimi çevrilir. Vektor sahələr üçün Anti De Sitter Konformal Sahə Nəzəriyyəsi prinsipinə görə vektor sahənin Kaluza-Kleyn modalarının ultrabənövşəyi sərhəddəki qiyməti vektor mezonların hallarına uyğun gəlir. Zərrəciklər fizikasında ən yüngül mezon ρ mezon olduğundan, Kaluza-Kleyn modasının birinci həyəcanlaşma səviyyəsinə ρ mezon uyğun gəlir [3,4]. Bütün bu sahələr üçün yekun təsir belə olur:

$$I = \int d^5x e^{-\Phi(z)} \sqrt{g} \left\{ -|DX|^2 + 3|X|^2 - \frac{1}{4g_s^2} (F_L^2 + F_R^2) \right\}, \quad (5)$$

burada 5-ölçülü qarşılıqlı təsir sabiti rəng yükündən asılıdır:

$$g_s^2 = \frac{12\pi^2}{N_c} = 2\pi.$$

Bu iki kalibrləşmə sahələrini toplayaraq yekun vektor sahə alırıq: $V = \frac{1}{\sqrt{2}} (A_L + A_R)$. Sadəlik üçün biz $V_5 = 0$ kalibrovkasında işləyəcəyik. Təsirin (5) ifadəsindən təyin olunan vektor sahə üçün hərəkət tənliyi aşağıdakı şəkildədir

$$\partial_z (e^{-B} \partial_z v_n) + m_n^2 e^{-B} v_n = 0, \quad (6)$$

burada $B = \Phi - A$. Aşağıdakı əvəzlənməni apardıqdan sonra,

$$v_n = e^{B/2} \psi_n \quad (7)$$

(6) tənliyi Şredinger tənliyinə bənzər tənliyə gətirilir

$$-\psi_n'' + \left(z^2 + \frac{3}{4z^2} \right) \psi_n = m_n^2 \psi_n. \quad (7'')$$

(7) bu tənliyin həlli aşağıdakı şəkildə olur

$$\psi_n(z) = e^{-k^2 z^2 / 2} (kz)^{m+1/2} \sqrt{\frac{2n!}{(m+n)!}} L_n^m(k^2 z^2), \quad (8)$$

burada $L_n^m(k^2 z^2)$ Lager polinomudur.

ρ -mezon üçün $m = 1$ və (8) həlli (9) şəklində olur

$$V_n(z) = k^2 z^2 \sqrt{\frac{2}{(1+n)!}} L_n^1(k^2 z^2). \quad (9)$$

Həyəcənlanmış hallar üçün kütlə spektri n -dən xətti asılı olur

$$m_n^2 = 4k^2(n + \alpha). \quad (10)$$

YUMŞAQ DIVAR MODELİNDƏ NUKLONLAR

İşdə əsas məqsədimiz sərhəddəki vektor spinorlarını təsvir etmək üçün 5 ölçülü daxili fəzada 1cüt spinor daxil etməkdir. Sərhəddəki $\mathcal{O}_L$ və $\mathcal{O}_R$ nuklonlar $SU(2)_L \times SU(2)_R$ qrupunun təsiri altında müxtəlif cür çevrildiyindən 5 ölçülü fəzada $\mathcal{O}_L$ və $\mathcal{O}_R$ -ə uyğun olaraq 2 ədəd 5 ölçülü vektor spinorlar daxil edilir. Bu zaman təsir aşağıdakı şəkildə yazılır

$$S_F = \int d^4x dz \sqrt{g} e^{-\Phi(z)} \left(\frac{i}{2} \bar{\Psi}_1 e_A^N \Gamma^A D_N \Psi_1 - \frac{i}{2} (D_N \Psi_1)^+ \Gamma^0 e_A^N \Gamma^A \Psi_1 - (M + \Phi(z)) \bar{\Psi}_1 \Psi_1 \right) \quad (11)$$

burada $e_A^N = z \delta_A^N$ əyrizətli fəzadan düzxətli fəzaya keçid veylbeyni adlanır və $g^{MN} = e_A^M e_B^N \eta^{AB}$. $D_N = \partial_N + \frac{1}{8} \omega_{NAB} [\Gamma^A, \Gamma^B]$ isə kovariant törəmədir. Spin rabitənin sıfırdan fərqli komponentləri aşağıdakılardır

$$\omega_{\mu z \nu} = -\omega_{\mu \nu z} = \frac{1}{z} \eta_{\mu \nu}.$$

$$\{\Gamma^A, \Gamma^B\} = 2\eta^{AB} \quad \Gamma^A = (\gamma^\mu, -i\gamma^5) \text{ isə 5-ölçülü qamma matrisləridir.}$$

Təsirin (11) ifadəsindən hərəkət tənliyi aşağıdakı şəkildə tapılır

$$[i e_A^N \Gamma^A D_N - \frac{i}{2} (\partial_N \Phi) e_A^N \Gamma^A - (M + \Phi(z))] \Psi_1 = 0. \quad (12)$$

(12) ifadəsindən profil funksiyalar üçün aşağıdakı tənliklər sistemi alınır:

$$\begin{aligned} \left[\partial_z^2 - \frac{2(M+k^2 z^2)}{z} \partial_z + \frac{2(M-k^2 z^2)}{z^2} + p^2 \right] f_{1R} &= 0, \\ \left[\partial_z^2 - \frac{2(M+k^2 z^2)}{z} \partial_z + p^2 \right] f_{1L} &= 0. \end{aligned}$$

Bu tənliklər sisteminin həlli Lager polinomu ilə aşağıdakı şəkildə tapılır

$$\begin{aligned} f_{1L}^{(n)}(z) &= n_{1L} \xi^\alpha L_n^{(\alpha)}(\xi), \\ f_{1R}^{(n)}(z) &= n_{1R} \xi^{\alpha-\frac{1}{2}} L_n^{(\alpha-1)}(\xi). \end{aligned} \quad (13)$$

(13) ifadələrindəki normallaşma sabitləri üçün normallaşma şərtindən qamma funksiyalar vasitəsilə aşağıdakı ifadələr tapılmışdır

$$\begin{aligned} n_{1L} &= \frac{1}{k^{\alpha-1}} \sqrt{\frac{2\Gamma(n+1)}{\Gamma(\alpha+n+1)}}, \\ n_{1R} &= n_{1L} \sqrt{\alpha+n} \end{aligned}$$

α parametrinin ədədi qiyməti 5-ölçülü kütlə $M = \frac{3}{2}$ ilə $\alpha = M + \frac{1}{2}$ ifadəsindən $\alpha=2$ tapılır.

YUMŞAQ DİVAR MODELİNDƏ DELTA BARİONLAR

İndi AdS fəzasının sərhəddində delta barion sahələrini təsvir etmək üçün spini 3/2 olan Rarita-Şvinger sahəsi daxil edək. İşdə əsas məqsədimiz sərhəddəki vektor spinorları təsvir etmək üçün 5 ölçülü iç fəzada 2 ədəd vektor spinor daxil etməkdir.

Sərhəddəki $\mathcal{O}_L$ və $\mathcal{O}_R$ Spini 3/2 olan kiral barion operatorları $SU(2)_L \times SU(2)_R$ qrupunun təsiri altında müxtəlif cür çevrildiyindən 5 ölçülü fəzada 2 ədəd 5 ölçülü vektor spinorlar daxil edilir[5,6].

Spin 3/2 barionların KXD-nin sərhəddindəki təsviri AdS fəzasında Ψ_M Rarita-Şvinger sahəsi ilə verilir. AdS fəzasında Rarita -Şvinger sahəsi üçün təsir aşağıdakı ifadə ilə təyin olunur

$$S_F = \int d^5x \sqrt{g} e^{-\Phi(z)} \left(i \bar{\Psi}_A \Gamma^{ABC} D_B \Psi_C - (m_1 + \frac{\Phi}{2}) \bar{\Psi}_A \Psi^A - (m_2 - \frac{\Phi}{2}) \bar{\Psi}_A \Gamma^{AB} \Psi_B \right) \quad (14)$$

$\Psi_A = e_A^N \Psi_N, e_A^N = z \delta_A^N$ ayrışdırıcı fəzadan düzxətli fəzaya keçid veylbeyni adlanır və $g^{MN} = e_A^M e_B^N \eta^{AB}$ münasibətini ödəyir. $D_N = \partial_N + \frac{1}{8} \omega_{NAB} [\Gamma^A, \Gamma^B] - iV_N$ isə kovariant törəmədir.

Təsinin (14) ifadəsindən hərəkət tənliyi aşağıdakı şəkildə tapılır

$$i \Gamma^A (D_A \Psi_B - D_B \Psi_A) - (m_- + \Phi) \Psi_B + \frac{m_+}{3} \Gamma_B \Gamma^A \Psi_A = 0. \quad (15)$$

Məlum olduğu kimi Rarita-Şvinger sahəsinin spini 3/2 komponentləri spini 1/2 olan sahənin də hallarını özündə saxlayır. 4 ölçülü fəzada bu sahənin üzərinə Lorens şərti qoymaqla spini 1/2 olan komponentlər aradan qaldırılır

$$\gamma^\mu \Psi_\mu = 0.$$

5-ölçülü fəzada da Rarita-Şvinger sahəsinin üzərinə Lorens şərti qoymaqla spini 1/2 olan komponentlər Rarita-Şvinger sahəsində aradan qaldırılır

$$e_A^M \Gamma^A \Psi_\mu = 0, \quad (16)$$

bu da sərbəst zərrəcik üçün aşağıdakı tənliyə gətirir.

$$\partial^M \Psi_M = 0. \quad (17)$$

Beləliklə Rarita-Şvinger sahəsi üçün Dirak tənliyinə bənzər aşağıdakı tənlik alınır [5]

$$(iz\Gamma^A \partial_A + 2i\Gamma^5 - (m_- + \Phi))\Psi_\mu = 0, \quad (\mu = 0, 1, 2, 3). \quad (18)$$

(18) tənliyindən istifadə etməklə profil funksiyalar üçün ikinci tərtib tənliklər alınmışdır

$$\begin{aligned} \left[\partial_z^2 - \frac{2(m_- + k^2 z^2)}{z} \partial_z + \frac{2(m_- - k^2 z^2)}{z^2} + p^2 \right] f_R &= 0, \\ \left[\partial_z^2 - \frac{2(m_- + k^2 z^2)}{z} \partial_z + p^2 \right] f_L &= 0. \end{aligned}$$

Bu tənliklər sisteminin həlli Lager polinomu ilə aşağıdakı şəkildə tapılır [7,8]

$$\begin{aligned} F_{1L}^{(n)}(z) &= n_{1L} \xi^\alpha L_n^{(\alpha)}(\xi), \\ F_{1R}^{(n)}(z) &= n_{1R} \xi^{\alpha - \frac{1}{2}} L_n^{(\alpha-1)}(\xi), \end{aligned} \quad (19)$$

burada α parametri 5 ölçülü kütlə ilə $\alpha = m_- + \frac{1}{2}$ şəklində təyin olunur.

(19) ifadələrindəki normallaşma sabitləri

$$\int_0^\infty \frac{dz}{z^{2m_-}} e^{-k^2 z^2} F_{1L}^{(n)}(z) F_{1L}^{(m)}(z) = \delta_{nm}$$

normallaşma şərtindən aşağıdakı şəkildə təyin olunur [9,10]

$$\begin{aligned} n_L &= \frac{1}{k^{\alpha-1}} \sqrt{\frac{2\Gamma(n+1)}{\Gamma(\alpha+n+1)}}, \\ n_R &= n_L \sqrt{\alpha + n} \end{aligned} \quad (20)$$

burada $|m_-| = \frac{5}{2}$ və beləliklə də $\alpha = 3$ təyin edirik. Normallaşma sabitlərinin əsas hal üçün qiymətləri isə $|n_L| = 4.4$, $|n_R| = 7.67$ tapılmışdır.

YUMŞAQ DIVAR MODELİNDƏ RO-MEZON-NUKLON-DELTA BARION QARŞILIQLI TƏSİR SABITI

İç fəzada delta barionların və nuklonların vektor sahə ilə qarşılıqlı təsiri I təsirlə ifadə olunur:

$$I = \int d^5x \ e^{-\Phi(z)} \sqrt{g} \ \mathcal{L}_{\rho N \Delta}. \quad (21)$$

Lagranjian vektor sahənin nuklon cərəyanı ilə barion cərəyanının qarşılıqlı təsiri həddindən ibarətdir.

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\rho N \Delta} &= \alpha_1 (\bar{\Psi}_1^M \Gamma^N (F_L)_{MN} N_1 - \bar{\Psi}_2^M \Gamma^N (F_R)_{MN} N_2) + \\ &+ i\alpha_2 ((\partial^M \bar{\Psi}_1^N) (F_L)_{MN} N_1 + (\partial^M \bar{\Psi}_2^N) (F_R)_{MN} N_2) + \\ &+ i\alpha_3 (\bar{\Psi}_1^M (\partial^N (F_L)_{MN}) N_1 + \bar{\Psi}_2^M (\partial^N (F_R)_{MN}) N_2) + \\ &+ \beta_1 (\bar{\Psi}_1^M \Gamma^{NP} (\tilde{F}_L)_{MNP} N_1 - \bar{\Psi}_2^M \Gamma^{NP} (\tilde{F}_R)_{MNP} N_2) + \\ &+ i\beta_2 ((\partial^M \bar{\Psi}_1^N) \Gamma^P (\tilde{F}_L)_{MNP} N_1 + (\partial^M \bar{\Psi}_2^N) \Gamma^P (\tilde{F}_R)_{MNP} N_2) + \\ &+ \tilde{\alpha}_1 (\bar{\Psi}_1^M \Gamma^N (F_L)_{MN} X N_2 + \bar{\Psi}_2^M \Gamma^N (F_R)_{MN} X N_1) + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & +i\tilde{\alpha}_2((\partial^M\bar{\Psi}_1^N)(F_L)_{MN}XN_2 - (\partial^M\bar{\Psi}_2^N)(F_R)_{MN}XN_1) + \\
 & +i\tilde{\alpha}_3(\bar{\Psi}_1^M(\partial^N(F_L)_{MN})XN_2 - \bar{\Psi}_2^M(\partial^N(F_R)_{MN})XN_1) + \\
 & +\tilde{\beta}_1(\bar{\Psi}_1^M\Gamma^{NP}(\tilde{F}_L)_{MNP}XN_2 + \bar{\Psi}_2^M\Gamma^{NP}(\tilde{F}_R)_{MNP}XN_1) + \\
 & +i\tilde{\beta}_2((\partial^M\bar{\Psi}_1^N)\Gamma^P(\tilde{F}_L)_{MNP}XN_2 - (\partial^M\bar{\Psi}_2^N)\Gamma^P(\tilde{F}_R)_{MNP}XN_1).
 \end{aligned} \tag{22}$$

(22) Lagranjianı bu qarşılıqlı təsir üçün aşağıdakı integral ifadəni verir

$$\begin{aligned}
 g_{\rho N \Delta}^{nm} = & \int_0^\infty dz e^{-\Phi(z)} \left[\frac{V_0(z)}{z^2} \left(k_1(F_{1L}^{(n)*}(z)f_{1R}^{(m)}(z) - F_{2L}^{(n)*}(z)f_{2R}^{(m)}(z)) + \right. \right. \\
 & + \tilde{k}_1 v(z)(F_{1L}^{(n)*}(z)f_{2R}^{(m)}(z) + F_{2L}^{(n)*}(z)f_{1R}^{(m)}(z)) + \frac{V_0(z)}{z} \left(\alpha_2((\partial_z F_{1L}^{(n)*}(z))f_{1R}^{(m)}(z) + \right. \\
 & + (\partial_z F_{2L}^{(n)*}(z))f_{2R}^{(m)}(z)) + \tilde{\alpha}_2 v(z)((\partial_z F_{1L}^{(n)*}(z))f_{2R}^{(m)}(z) - (\partial_z F_{2L}^{(n)*}(z))f_{1R}^{(m)}(z))) - \\
 & - \frac{V_0(z)}{z} \left(\alpha_3(F_{1L}^{(n)*}(z)f_{1R}^{(m)}(z) + F_{2L}^{(n)*}(z)f_{2R}^{(m)}(z)) + \tilde{\alpha}_3 v(z)(F_{1L}^{(n)*}(z)f_{2R}^{(m)}(z) - \right. \\
 & - F_{2L}^{(n)*}(z)f_{1R}^{(m)}(z))) - 2m_\Delta \frac{V_0(z)}{z} \left(\beta_2(F_{1L}^{(n)*}(z)f_{1L}^{(m)}(z) + F_{2L}^{(n)*}(z)f_{2L}^{(m)}(z)) + \right. \\
 & + \tilde{\beta}_2 v(z)(F_{1L}^{(n)*}(z)f_{2L}^{(m)}(z) - F_{2L}^{(n)*}(z)f_{1L}^{(m)}(z))) \Big]
 \end{aligned} \tag{23}$$

burada $V_0(z) = (kz)^2 \sqrt{2} L_0^{(1)}(k^2 z^2)$ əsas hal üçün ro-mezonun profil funksiyası, $F_{iL,R}$ delta barionlar üçün, $f_{iL,R}$ isə nuklonlar üçün profil funksiyalardır, $v(z) = \frac{1}{2} m_Q z + \frac{1}{2} \sigma z^3$, $k_1 = \alpha_1 - 4\beta_1$ və $\tilde{k}_1 = \tilde{\alpha}_1 - 4\tilde{\beta}_1$ sabit əmsallardır.

n, m indeksləri barionların və nuklonların həyəcanlaşma halını göstərir. k sərbəst parametrinin qiyməti yumşaq divar modelində nuklonların əsas hal üçün kütlə spektrinin qiymətindən təyin olunaraq $k=0.389$ GeV fiksə edilmişdir.

(23) ifadəsi AdS/KXD–nin yumşaq divar modelində Ro-mezon-nuklon-delta barion qarşılıqlı təsir sabiti üçün integral ifadədir.

NƏTİCƏ

Təqdim olunan işdə ro mezon ilə nuklonların və delta barionların qarşılıqlı təsir məsələsi AdS/KXD–nin yumşaq divar modelində tədqiq edilmişdir.

Məqalədə yumşaq divar modeli çərçivəsində spini 3/2 olan delta barionlar üçün AdS fəzasının daxilində Laqranjian yazılmış, hərəkət tənlikləri alınmış və bu tənliklərin həlli olan profil funksiyaları tapılmışdır. Məlum olmuşdur ki, spini 3/2 olan delta barionlar üçün AdS/KXD–nin yumşaq divar modelində tapılan profil funksiyalar nuklonlar üçün olan profil funksiyalarla eynidir, bu funksiyalar bir-birindən yalnız α parametrinin ədədi qiyməti ilə fərqlənir. Bu parametr beş ölçülü kütlə ilə təyin olduğundan onun ədədi qiyməti nuklonlar üçün $\alpha=2$, spini 3/2 olan delta barionlar üçün isə $\alpha=3$ olmuşdur.

Vektor mezon-nuklon-delta barion qarşılıqlı təsir sabitinin təcrübi qiyməti məlum olmadığından biz bu güclü qarşılıqlı təsir sabiti üçün yalnız beşinci ölçü üzrə integral ifadə almaqla kifayətlənmişik. Sonra isə aldığımız ifadəni sərt divar modelində alınan integral ifadə ilə müqayisə etmişik. Nəticələr göstərir ki, baxdığımız yumşaq divar modelində alınan integralaltı ifadə, sərt divar modelindən yalnız Dilaton vuruğu ilə fərqlənir. Bu da aldığımız nəticənin digər modeldən alınan nəticə ilə eyni olduğunu göstərir.

1. J.Erlich, E.Katz, D.T.Son, M.A.Stephanov. *QCD and a Holographic Model of Hadrons*, Physics Review Letters, **95** (2005) 261602.
2. A.Karch, E.Katz, D.T.Son, M.A.Stephanov. *Linear confinement and AdS/QCD*, Physics Review D, **74** (2006) 015005.
3. Z.Abidin, C.Carlson. *Nucleon electromagnetic and gravitational form factors from holography*, Physics Review D, **79** (2009) 115003.
4. H.R.Grigoryan, A.V.Radyushkin. *Structure of Vector Mesons in Holographic Model with Linear Confinement*, Physics Review D, **76** (2007) 095007.
5. H.C.Ahn, D.K.Hong, C.Park, S.Siwach. *Spin 3/2 Baryons and Form Factors in AdS/QCD*, Physics Review D, **80** (2009) 054001.
6. D.K.Hong, T.Inami, H.U.Yee. *Baryons in AdS/QCD*, Physics Letters B, **646** (2007) 165-171.
7. T.Gherghetta, J.I.Kapusta, T.M.Kelley. *Chiral symmetry breaking in soft-wall AdS/QCD*, Phys. Rev. D, **79** (2009) 076003.
8. N.Huseynova, Sh.Mamedov. *Rho meson-nucleon coupling constant from the soft-wall AdS/QCD model*, [arxiv: 1408. 5496] International Journal of Theoretical Physics (online first) 2015, DOI: 10.1007/s10773-015-2617-z (2015)
9. İ.İAtayev, N.C.Hüseynova, Ş.Ə.Məmmədov. *AdS/KXD–nin yumşaq divar modelində ro-mezon-delta barion qarşılıqlı təsir sabiti*, Journal of Qafqaz University, **3** №1 (2015) 80-85.

**ρ-MESON- NUCLEON-DELTA BARYON COUPLING CONSTANT
FOR THE SOFT-WALL AdS/QCD MODEL**

İ.İ.ATAYEV, N.J. HUSEYNOVA, Sh.A.MAMEDOV

The rho-meson-nucleon Δ -baryon interaction in the soft-wall model of AdS/QCD has been considered. The vector field has been determined by the gauge fields in the bulk of Anti-de Sitter (AdS) space. In addition, the bulk was included the pseudoscalar field for breaking of chiral symmetry. The Lagrangian and equations of motion has been written in the bulk of AdS space for these fields and the profile function has been found from the solution of equations. According AdS/CFT an integral over an extra dimension for the $g_{\rho N \Delta}$ coupling constant has been derived.

**КОНСТАНТА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ρ-МЕЗОНА С НУКЛОНОМ И ДЕЛЬТА БАРИОНОМ
В МОДЕЛИ МЯГКОЙ СТЕНЫ АдС/ КХД**

И.И.АТАЕВ, Н.Дж.ГУСЕЙНОВА, Ш.А.МАМЕДОВ

Рассмотрено взаимодействие ро-мезона с нуклоном и дельта барионами в модели мягкой стены АдС/КХД. С помощью калибровочных полей внутри пространства Анти-де-Ситтера (АдС) определены векторные поля. Дополнительно, внутри пространства АдС введено псевдоскалярное поле для нарушения хиральной симметрии. Внутри пространства АдС записан Лагранжиан для этих полей и найдены профильные функции, которые являются решениями уравнения движения. Согласно АдС/КТП мы получили константу взаимодействия $g_{\rho N \Delta}$ в качестве интеграла по дополнительному измерению.

Редактор: проф. Ш.Нагиев

UOT: 544.174.2, 544.225.23

TIInS₂ KRİSTALININ TƏMƏL PRİNSİPLƏRDƏN ELEKTRON SPEKTRİNİN VƏ HAL SİXLİYİNİN HESABLANMASI

N.A.İSMAYILOVA¹, H.S.ÖRUCOV^{1,2}

Azərbaycan MEA-nın Fizika İnstitutu¹

AZ 1143, Bakı, H.Cavid 131

Azərbaycan Texniki Universiteti²

AZ 1073, Bakı, H. Cavid 25

ismayilova_narmin_84@mail.ru

Daxil olub: 18.05.2015
Çapa verilib: 22.06.2015

Açar sözlər: TIInS₂, Sıxlıq Funksionalı Nəzəriyyəsi, Lokal Sıxlıq Yaxınlaşması, elektron spektri, spin-orbital parçalanma, hal sıxlığı, qəfəs sabitləri, psevdopotensial, Quantum Wise, Quantum Espresso.

REFERAT

Məqalədə ilk dəfə olaraq təməl prinsiplərdən TIInS₂ kristalının elektron zona quruluşu və hallar sıxlığı hesablanmış, zonaların atom mənşəyi araşdırılmışdır. Müəyyən olunmuşdur ki, valent zonasının tavanı və keçiricilik zonasının dibi Brillüen zonasının mərkəzində yerləşir. İşdə həmçinin spin-orbital qarşılıqlı təsiri nəzərə alınması ilə zona quruluşunda baş verən dəyişikliklər araşdırılmışdır. Müəyyən edilmişdir ki, spin-orbital parçalanmalar əsasən T-Z simmetriya xətti üzrə baş verib valent zonalarının quruluşunda nəzərə çarpan dəyişikliklərə gətirmir və ümumiyyətlə qadağan zolaq ətrafındakı hallara ciddi təsir göstərmir. Maksimal parçalanma ~0.3eV olub keçirici zonanın aşağı hissələrində müşahidə olunur. Γ , T, Y və Z simmetriya nöqtələrində parçalanmalar yoxdur.

GİRİŞ

TIInS₂ $A^{III}B^{III}C_2^{VI}$ qrupundan olub otaq temperaturunda monoklin qəfəsdə kristallaşan və C2/c fəza simmetriyasına malik yarımkeçirici birləşmədir [1]. Bu sinif kristalların başlıca xüsusiyyəti, mərkəzində Tl^{+1} kationu yerləşmiş MeCh₄ tetrahedronlardan ibarət laylı struktura malik olmasıdır (burada Me metal Ch halkogen atomlardır). TIInS₂ birləşməsində aşağı temperaturlarda 198K və 216K fəza keçidlərinin olması hesabına onun elektron spektrində fundamental udma kənarı yaxınlığında temperaturdan asılı anomaliyalar müşahidə olunur [2]. Bu və başqa xüsusiyyətlərin olması birləşməyə olan marağı artırmış və bir sıra işlərdə onun müxtəlif xassələri araşdırılmışdır [3].

HESABLAMA METODU VƏ ÖZƏLLİKLƏRİ

Təqdim olunan məqalədə birləşmənin elektron zona quruluşu və hallar sıxlığı hesab-

lamaları Sıxlıq Funksionalı Nəzəriyyəsi (DFT-Density Functional Theory) [4] çərçivəsində yerinə yetirilmişdir. Nəzəriyyənin Lokal Sıxlıq Yaxınlaşması (LDA—Local Density Approximation) [5] Quantum Wise – Atomistix Tool Kit [6], Spin Ümumiləşdirilmiş Qradient yaxınlaşması (SGGA –Spin Generalized Density Approximation) isə [7] Quantum-Espresso proqram təminatları [8] vasitəsilə həyata keçirilmişdir. Elektron-ion qarşılıqlı təsirinin nəzərə alınması LDA yaxınlaşmasında norma qoruyan HGH (Hartwigsen-Goedecker-Hutter), SGGA yaxınlaşmasında isə ultrayumuşaq relativistik psevdopotensialları ilə yerinə yetirilmişdir. Qeyd etmək lazımdır ki, kristalın zona quruluşuna spin-orbital qarşılıqlı təsirinin nəzərə alınmasında Tl üçün istifadə olunmuş tam relyativistik psevdopotensial mövcud elmi ədəbiyyatda rast gəlinmir və ilk dəfə olaraq tərəfimizdən Quantum-Espresso proqramlar paketinə daxil olan *ldl.x* proqram modulu ilə hesablanıb sınaqdan keçilmişdir. TIInS₂

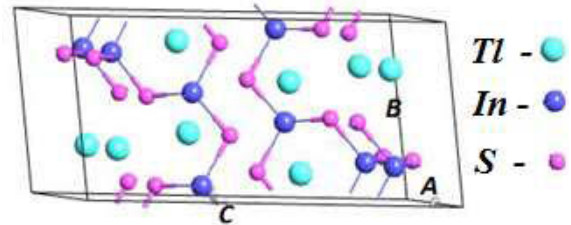
kristal bazaya mərkəzləşmiş monoklin qəfəsə malik olub primitiv özəyi 32 atomdan ibarətdir (Şəkil 1). Kristal təşkil edən atomların elektron konfigurasiyaları (özək+valent elektronları) Tl üçün $[Xe]4f^{14}+5d^{10}6s^26p^1$, In üçün $[Kr]+4d^{10}5s^25p^1$ və S üçün $[Ne]+3s^23p^4$ kimi seçilmiş və göründüyü kimi, Tl atomunun 13 ədəd $5d^{10}6s^26p^1$, In atomunun 13 ədəd $4d^{10}5s^25p^1$ və S atomunun 6 ədəd $3s^23p^4$ elektronları valent elektronları kimi baxılmışdır.

HESABLAMALARIN NƏTİCƏLƏRİ

TlInS₂ kristal üçün strukturun optimallaşdırılması zamanı atomlararası qarşılıqlı təsir qüvvəsinin maksimal qiyməti 0.0001 eV/Å, mexaniki gərginlik tenzorunun maksimal qiyməti isə 0.0001 eV/Å³-dən kiçik olmuşdur. Kristalın qəfəs parametrlərinin optimallaşdırılmış qiymətləri ($a=10.800\text{Å}$, $b=10.845\text{Å}$, $c=15.054\text{Å}$, $\beta=100.375^\circ$) təcrübi nəticələrlə ($a=10.90\text{Å}$, $b=10.90\text{Å}$, $c=15.19\text{Å}$, $\beta=100.55^\circ$) [9] yaxşı uyğunluq təşkil edərək onlardan ~1% fərqlənirlər. Primitiv özəyə daxil olan və qeyri-ekvivalent mövqelərdə yerləşmiş atomların optimallaşdırmadan alınan koordinatları Cədvəl 1-də $\vec{t}_1$, $\vec{t}_2$, $\vec{t}_3$ bazisində verilmisdir. Burada $\vec{t}_1$, $\vec{t}_2$, $\vec{t}_3$ bazaya mərkəzləşmiş monoklin qəfəsin bazis vektorlarıdır:

$$\vec{t}_1 = \left(\frac{a}{2}, \frac{b}{2}, 0\right); \vec{t}_2 = \left(-\frac{a}{2}, \frac{b}{2}, 0\right); \vec{t}_3 = (c \cos \beta, 0, c \sin \beta).$$

Qeyd edək ki, primitiv özəyə daxil olan digər 23 ədəd atomun koordinatları cədvəldə verilmiş atomların koordinatlarından simmetriya çevirmələri ilə alınır.



Şəkil 1.

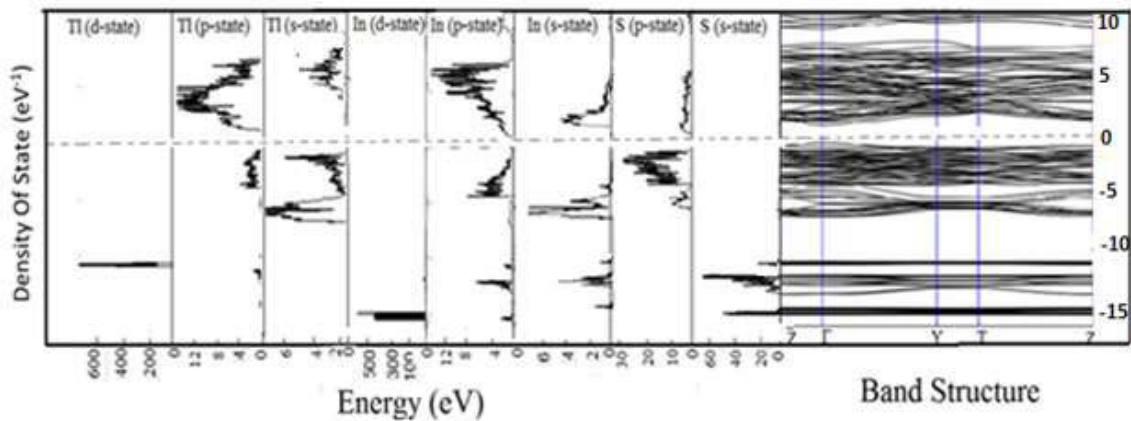
TlInS₂ kristalının primitiv özəyinin quruluşu.

LDA yaxınlaşmasında HGH psevdopotensialları istifadə olunmaqla Quantum Wise-Atomistix Tool Kit və SGGA yaxınlaşmasında ultrayumuşaq psevdopotensialları istifadə olunmaqla Quantum Espresso proqram təminatları ilə hesablamalardan əldə olunmuş zona quruluşuna əsasən TlInS₂ kristalının valent zonasının tavanı və keçiricilik zonasının dibi Brillüen zonasının Γ nöqtəsində yerləşir. Bu fakt kristalın fundamental udma kənarının düz keçidlərlə formalaşmasını göstərir. Qadağan zolağın eninin 1.43 eV olub təcrübi nəticələrlə (2÷2.4) eV [11] müqayisədə kiçik alınması LDA və SGGA yaxınlaşmalarının məlum çatışmazlıqları ilə izah olunur. Lakin, qeyd etmək lazımdır ki, LDA və GGA yaxınlaşmaları, ümumiyyətlə, valent zonasının quruluşunu, həmçinin zonaların dispersiya qanunauyğunluqlarını kifayət qədər yaxşı verir.

Cədvəl 1

TlInS₂ kristalında primitiv özəyə daxil olan atomların optimallaşdırılmış və eksperimentdən [10] məlum olan koordinatları.

Atom	x^{opt}	y^{opt}	z^{opt}	x^{exp}	y^{exp}	z^{exp}
Tl1	0.6655	0.7761	0.1127	0.6517	0.7253	0.1078
Tl2	0.3260	0.8366	0.6180	0.2776	0.845	0.6158
In1	0.5788	0.7837	0.8422	0.5861	0.7899	0.8378
In2	0.2189	0.9173	0.3452	0.21	0.9178	0.3391
S1	0.9297	0.9297	0.25	0.9295	0.9295	0.25
S2	0.4672	0.4672	0.25	0.4468	0.4468	0.25
S3	0.6416	0.1875	0.0538	0.6417	0.2323	0.0695
S4	0.4453	0.9292	0.2553	0.447	0.9294	0.2508
S5	0.7831	0.8563	0.5697	0.7665	0.8583	0.5732



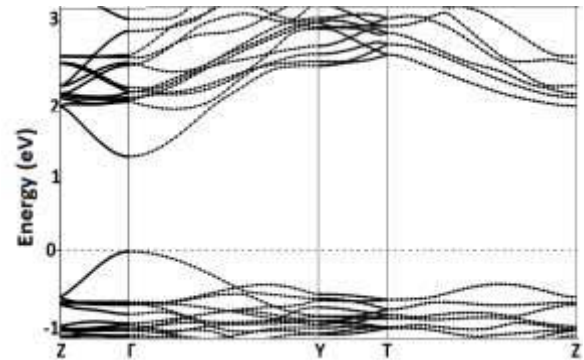
Şəkil 2

TlInS₂ kristalında HGH psevdopotensialı ilə hesablanmış hallar sıxlığı (sol) və zona quruluşu (sağ)

keçiricilik zonasının dibinə və ona yaxın hissələr əsasən In atomlarının 5s elektron hallarından yaranır.

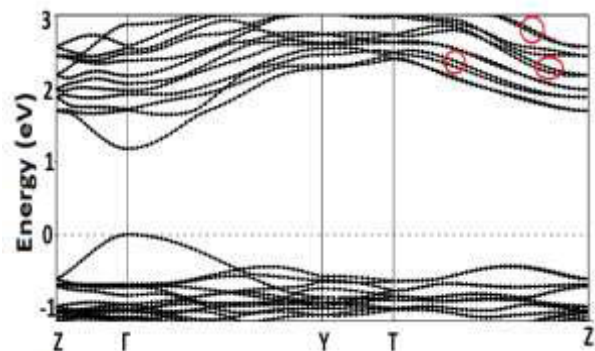
LDA yaxınlaşmasında HGH psevdopotensialı ilə hesablanmış hallar sıxlığından (Şəkil 2) aydın göründüyü kimi, valent zonalarını mənşə və dispersiya xüsusiyyətlərinə görə 5 qrupa bölmək mümkündür. 1-ci qrup valent zonaları – valent zonasının ən yuxarı hissəsi olub (0÷-4)eV enerji intervalında yerləşir. Bu qrupa daxil olan zonalar əsasən S atomlarının 3p hallarından törəyir. Bununla yanaşı, qeyd etmək lazımdır ki, valent zonasının tavan hissəsinin formalaşması həm də Tl atomlarının 6s elektronlarının iştirakı ilə baş verir. 1-ci qrup valent zonalarının mənşəyində Tl və In atomlarının p-elektronları da iştirak edirlər, lakin bu iştirak S-3p elektron halları ilə müqayisədə qat-qat zəifdir. 2-ci qrup valent zonaları bir qədər aşağıda 1-ci qrupdan zəif izolə olunmuş halda (-4÷-7)eV intervalında yerləşirlər, mənşə etibarilə Tl-6s və In-5s elektron hallarından törəyirlər. Daha aşağıda (-11,-15)eV intervalda daha 3 qrup zonalar vardır. 3-cü qrup valent zonaları -11eV ətrafında yerləşirlər və Tl-5d elektron hallarından törəyirlər. S atomlarının 3s elektron hallarından törəyən 4-cü qrup valent zonaları (-12÷-13)eV intervalında yerləşirlər. 5-ci qrup valent zonaları ən aşağıda, -15eV ətrafında yerləşirlər və mənşəcə In-4d hallarından törəyirlər. Qeyd etmək lazımdır ki, zona quruluşu mənzərəsindən də göründüyü kimi, Tl-5d, In-4d mənşəli zonalar müstəvi formada olub dar enerji intervalında yerləşirlər, Fourier fəzasında zəifcə dispersiya belə nümayiş etdirmirlər.

Zona quruluşundan göründüyü kimi keçiricilik zonalarının əsas hissəsi (1÷10)eV intervalında yerləşir. Hallar sıxlığı mənzərəsinə əsasən,



Şəkil 3

TlInS₂ kristalının spin orbital qarşılıqlı təsiri nəzərə alınmamaqla hesablanmış zona quruluşu.



Şəkil 4

TlInS₂ kristalının spin orbital qarşılıqlı təsiri nəzərə alınmaqla hesablanmış zona quruluşu.

Yuxarı keçiricilik zonalarının formalaşmasında Tl və In atomlarının müvafiq olaraq 6p- və

5p elektronları, qismən də S atomlarının 3p Formalaşmasında isə Tl-6s elektronları iştirak edirlər. Qeyd etmək lazımdır ki, Tl-5d, In-4d və S-3s elektronları, nə yuxarı (1-ci və 2-ci qrup) valent zonalarının, nə də keçiricilik zonalarının yaranmasında praktiki olaraq iştirak etmirlər.

Quantum Espresso proqram təminatı ilə DFT-SGGA yaxınlaşmasında spin-orbital qarşılıqlı təsirin nəzərə alınmaması və alınması ilə hesablanmış zona quruluşlarının qadağan zolaq ətrafındakı hissələri müvafiq olaraq Şəkil 3 və Şəkil 4-də verilmişdir. Müqayisələr göstərir ki, spin-orbital qarşılıqlı təsirin nəzərə alınması valent zonalarının quruluşunda nəzərə çarpan dəyişikliklərə gətirmir və ümumiyyətlə qadağan zolaq ətrafındakı hallara ciddi təsir göstərmir. Lakin keçiricilik zonasında bəzi zonaların dispersiyasında müəyyən dəyişikliklərin olması da qeyd olunmalıdır. T və Z nöqtələri istisna olunmaqla T-Z simmetriya xətti boyunca ikiqat cırlaşmalar aradan qalxır. Maksimal spin-orbital parçalanma $\sim 0.3\text{eV}$ olub keçirici zonanın aşağı hissələrində müşahidə olunur. Yuxarıda qeyd olunduğu kimi keçirici zonanın aşağı hissəsinin formalaşmasında əsasən ağır In atomlarının 5s və Tl atomlarının 6p halları iştirak edir, bu da öz növbəsində uyğun enerji zonalarında daha böyük parçalanmaların yaranmasına gətirib çıxarır.

NƏTİCƏ

Sıxıq Funksionalı Nəzəriyyəsi çərçivəsində müəyyən olunmuşdur ki, TlInS_2 kristalının valent

elektronları, daha yuxarı zonaların zonasının tavanı və keçiricilik zonasının dibi Brillüen zonasının Γ nöqtəsində yerləşir. Bu fakt kristalın fundamental udma kənarının düz keçidlərlə formalaşmasını göstərir. Qadağan zolağın eni 1.45eV . Elektron spektrində valent zonaların mənşə və dispersiya xüsusiyyətlərinə görə onları beş qrupa bölmək mümkündür. $(0\div-4)\text{eV}$ intervalda yerləşən ən yuxarı qrup valent zonaları S atomlarının 3p hallarından törəyir. $(-4\div-7)\text{eV}$ -də yerləşən valent zonaları mənşə etibarilə Tl atomlarının 6s və In atomlarının 5s hallarından formalaşırlar.

-11eV ətrafındakı valent zonalarının formalaşmasında S atomlarının 3s halları, $(-12\div-13)\text{eV}$ -dəki zonaların formalaşmasında Tl atomunun 6p halları, -15eV ətrafındakı zonaların formalaşmasında isə In atomlarının 5s halları iştirak edirlər. In atomlarının 5s halları keçiricilik zonasının dibini və ona yaxın hissələri formalaşdırır. Yuxarı hissələrin formalaşmasında Tl və In atomlarının uyğun olaraq 6p və 5p elektronları qismən isə S atomunun 3p elektronları iştirak edirlər. Tədqiqat zamanı həmçinin müəyyən edilmişdir ki, spin-orbital qarşılıqlı təsirin nəzərə alınması valent zonalarının quruluşunda nəzərə çarpan dəyişikliklərə gətirmir və ümumiyyətlə qadağan zolaq ətrafındakı hallara ciddi təsir göstərmir. Parçalanmalar T və Z nöqtələri istisna olunmaqla T-Z simmetriya xətti üzrə müşahidə olunur. Maksimal parçalanmalar $\sim 0.3\text{eV}$ təşkil edir.

1. W.Henkel, H.Hochheimer, C.Carbone et. all. *High-pressure Raman study of the ternary chalcogenides TlGaS_2 , TlGaSe_2 , TlInS_2 and TlInSe_2* , *Phys. Rev.*, **26** (1982) 3211-3221.
2. N.Mamedov, Y.Shim, W.Okada, R.Tashiro, K.Wakita. *Band gap exciton in ferroelectric TlInS_2 : Dimensionality and screening*, *Phys. Status Solidi*, **b** (2015) 1-6.
3. K.R.Allakhverdiyev, N.D.Akhmed-zade, T.G.Mamedov, T.S.Mamedov, Mir-Gasan Yu.Seidov. *Behavior of the layered crystals TlInS_2 and TlGaSe_2 near phase transitions in a static electric field*, *Low temperature physics*, **6** (2000) 56-61.
4. P.Hohenberg, W.Khon. *Inhomogeneous electron gas*. *Phys. Rev.*, **B 136** (1964) B864–B871.
5. W.Kohn, L.Sham. *Self-consistent equations including exchange and correlation Effects*, *Phys. Rev.*, **140** (1965) A1133–A1138.
6. <http://quantumwise.com/>
7. J.Perdew Burk, K.Y.Wang. *Generalized gradient approximation for the exchange-correlation hole of a many-electron system*, *Phys. Rev.*, **B 54** (1996) 16533-16539.
8. <http://quantum-espresso.org/>
9. K.R.Allakhverdiyev, F.M.Hashimzade, D.A.Huseinova, M.A.Nizametdinova, G.S.Orudzhhev et. all. *Lattice dynamics of ferroelectric TlInS_2 crystal*, *Canadian Journal of Physics*, **90** (2012) 407–412.
10. M.A.Nizametdinova, F.M.Hashimzade, D.A.Huseinova, G.S.Orudzhhev, K.R.Allakhverdiyev. *Lattice dynamics of the ternary-layered TlGaSe_2 compound*, *Moldavian Journal of the Physical Sciences*, **9** (2010) 350-354.

11. M.M.El-Nahass, M.M.Sallam. *Optical and photo-electric properties of TlInS₂ layered Single crystals*, Egypt. J. Solids, **31** (2008) 31-44.

ELECTRON SPECTRUM AND DOS CALCULATIONS FOR TlInS₂ CRYSTAL FROM FIRST PRINCIPLES

N.A.ISMAYILOVA, G.S.ORUDZHEV

The results of electron spectrum and DOS calculations for TlInS₂ crystal from the first principle in the framework of Density Functional Theory have been presented. The electron spectrum of TlInS₂ by Quantum Wise and Quantum Espresso software program packages, with LDA and SGGA approximations respectively have been investigated. The origin of electron bands from s, p, d electron states of S, In, Tl atoms have been defined. Have been established that the 1-st group of valence band in energy region (0÷-4)eV originate from 3p states of S atoms. The 2-nd group of valence band (-4÷-7)eV in its origin has obliged to 6s states of Tl atoms and 5s state of In atoms. 3-th group of valence bands about -1eV origin from 5d- elektron states of Tl atoms. 3s electron state of S atoms originate 4-th group of valence bands(-12÷-13)eV. The next 5-th group of valence band about -15eV have taken their origin from 5d- states of In atoms. The bottom of conduction band mainly has originated from 5s states of In atoms. Both bottom of conduction band and top of the valence band have located in the center of Brullouin zone and in its origin obliged mainly to 5s states of In atoms and 6s state of Tl atoms, respectively. The bottom of the conduction band and top of the valence band located in the center of the Brillouin zone and origin basically from 5s of In atoms and 6s of Tl, respectively. It has been also found that the inclusion of spin-orbit interaction has not been essential for the energy states near the gap and remove the band degeneracy on the symmetry line TZ, but has not removed the degeneracy in points T, Z and Γ, Y. Maximum spin-orbit splitting of bands was ~ 0.3eV.

РАСЧЕТЫ ИЗ ПЕРВЫХ ПРИНЦИПОВ ЭЛЕКТРОННОГО СПЕКТРА И ПЛОТНОСТИ СОСТОЯНИЙ КРИСТАЛЛА TlInS₂

Н.А.ИСМАЙЛОВА, Г.С.ОРУДЖЕВ

Представлены результаты расчетов из первых принципов в рамках теории функционала плотности электронного спектра кристалла TlInS₂. Электронная структура кристалла была изучена с использованием пакета программ Quantum Wise и Quantum Espresso соответственно в LDA и SGGA приближениях. Исследованы происхождения зон из s-, p-, d-электронных состояний атомов Tl, In, S. Было установлено, что 1-я группа валентных зон в области (0÷-4)eV образована из 3p электронных состояний атомов S. 2-я группа валентных зон в (-4÷-7)eV своим происхождением обязана 6s состояниям атомов Tl и 5s состояниям In. 3-я группа валентных зон, узко расположенных в -1eV, образована из 5d состояний атомов Tl. 3s состояния атомов S образует 4-ю группу валентных зон в (-12÷-13)eV. И последняя 5-я группа валентных зон в -15eV берет свое происхождение из 4d состояний атомов In. Дно зону проводимости и потолок валентной зоны расположены в центре зоны Бриллюэна и своим происхождением обязаны, в основном, 5s состоянию атомов In и 6s состоянию Tl, соответственно. Было также установлено, что учет спин-орбитального взаимодействия не существенен для энергетических состояний вблизи запрещенной зоны, снимает вырождения зон по линии симметрии T-Z, но не снимает вырождения в самих точках T, Z, а также Γ, Y. Максимальное спин-орбитальное расщепление зон составляет ~0.3eV.

Редактор: д. н. по физике З.Джахангирли

PACS 88.40.H

SILICON PLASMON SOLAR CELLS WITH SILVER NANOPARTICLES

T.D.DZHAFAROV^{1,2}, A.M.PASHAEV², B.G.TAGIEV^{1,2}, S.S.ASLANOV¹,
S.H.RAGIMOV¹, A.A.ALIEV²

Institute of Physics, Azerbaijan National Academy of Sciences¹

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

National Aviation Academy of Azerbaijan Airlines²

AZ1045, Baku, Bina 25-km

caferov@physics.ab.az

Received: 15.05.2015

Accepted: 22.06.2015

ABSTRACT

Influence of Ag nanoparticles on optical and photovoltaic properties of glass, silicon substrates and silicon solar cells has been investigated. Silver nanoparticles have been fabricated by evaporation of thin Ag layers followed by the thermal annealing. The surface plasmon resonance peak was observed in the absorbance spectrum at 470 nm of glass with deposited silver nanoparticles. It is demonstrated that deposition of silver nanoparticles on silicon substrates was accompanied with a significant decrease in reflectance at the wavelength 360 – 1100 nm and increase of the absorption at wavelengths close to the band gap for Si substrates. We studied influence of Ag nanoparticles on photovoltaic characteristics of silicon solar cells without and with common use antireflection coating (ARC). It is demonstrated that silver nanoparticles deposited onto the front surface of the solar cells without ARC led to increase in the photocurrent density by 21% comparing to cells without Ag nanoparticles. Contrary to this, solar cells with Ag nanoparticles deposited on front surface with ARC discovered decrease in photocurrent density. The improved performance of investigated cells was attributed to Ag-plasmonic excitations that reduce the reflectance from the silicon surface and ultimately leads to the enhanced light absorption in the cell. This study showed possibility of application of Ag nanoparticles for the improvement of the conversion efficiency of wafer-based silicon solar cells instead of usual ARC.

Keywords: silver nanoparticles, plasmonic resonans, reflectance, silicon solar cells, efficiency

INTRODUCTION

Silicon is most widely material used on photovoltaic energetic due to raw material abundance in nature, stability of the parameters and well established processing technologies. However for large-scale applications manufacturing cost must be reduced significantly. Simultaneous increase of efficiency and considerable reduction the cost of manufacturing are required for making photovol-

taic sources of electricity competitive with other technologies. The main problem for solar cell is relatively low efficient of absorption of solar light. Plasmon resonance can either efficiently scatter incident light increasing the optical path length in cell and/or can cause the near-field plasmonic absorption. In the end, both effects can result in the additional light absorption and finally can improve the efficiency of cell.

The method of trap the light by nanoparticles deposited on the top of cell or embedded in the cell structure have been suggested [1-3]. Incident light excites the localized surface plasmons in nanoparticles. Plasmon resonance can cause either efficiently scatter incident light increasing the optical path length in cell and/or can cause the near-field plasmonic absorption. The contribution of each mechanism depends on size, shape, spacing of the metallic particles and the dielectric properties of the surround medium. Metallic nanoparticles that responsible for surface plasmons have been shown to be able to provide advanced light trapping to significantly enhance the light absorption in solar cells due to the scattering and near-field effects. Overwhelming majority of works on plasmonic solar cells was devoted to using silver nanoparticles on thin-film amorphous silicon solar cells. Winans et al. [4] have investigated effect of silver nanoparticles on the front, the back and both of thin a-Si:H solar cells and showed most increase in efficiency when silver nanoparticles were on both the front and back, that have been attributed the increased scattering. These researches demonstrated also the increased cell efficiency for larger silver particle sizes. Derkacs et al. [5] achieved 8% overall increase in efficiency for thin-film amorphous silicon solar cells with gold nanoparticles. The conversion efficiency of amorphous silicon solar cells with Ag-embedded nanoparticles increased from 6.2% to 7.0% related with the scattering effect [5]. Chen et al. [7] using incorporated 200nm silver nanoparticles in amorphous silicon cells to enhanced light absorption in a broadband wavelength range achieved efficiency of 8.1%. Increase of photocurrent of amorphous silicon solar cells embedded with a diameter of 180nm Ag nanoparticles using the selective aerosol deposition technique was observed by Santbergen et al. [8]. Embedding of the larger silver nanoparticles on the front, inside or at the rear of the a-Si:H solar cells leads to the external quantum efficiency increased for wavelength longer 600nm [9].

The effect of metal nanoparticles on optical properties and performance of c-Si (wafer-based) solar cells as compared with thin amorphous silicon solar cells have been rare considered. The en-

hancement of photocurrent of thin-film and wafer-based silicon solar cells with silver nanoparticles was observed by Pillai et al. [3]. Thouti et al. [10] have reported considerable reflectance reduction from c-silicon substrate after thermal evaporation of thin silver film (about 4nm) and thermal annealing at 300°C. The reflectance decrease in the UV-Vis-NIR regions of the spectrum (350÷1300nm) is very sensitive to the size and shape of particles and it is attributed to the surface plasmons of silver particles. Silver nanoparticles deposited on silicon solar cells by evaporation of thin Ag film (10 nm) followed by thermal annealing result in improve and deteriorate reflectance and spectral response of the cell depending on wavelength [11]. Enhancement in photocurrent and efficiency by about 32% of c-Si solar cells with nanoparticles of indium on the front surface and silver particles on the rare surface have been attributed to the plasmonic scattering by In and Ag nanoparticles [12]. Yun et al. [13] have reported enhancement of the quantum efficiency by about 10÷15% for ZnO/n-Si solar cells with silver nanoparticles embedded in ZnO film. Increase of the external quantum efficiency have been observed for silicon solar cells with silver nanoparticles deposited on silicon surface by chemical dissolving the AgNO₃ solution [14]. It is seen from above, the influence of silver nanoparticles on optical properties and photovoltaic parameters of c-Si solar cells is weakly studied.

This study reports reflectance and absorption properties silicon substrate, and photovoltaic parameters of silicon solar cells with silver nanoparticles (of relatively larger sizes) deposited on surface of silicon with and without antireflection coating (ARC) and influence of interaction of silver particles with ARC on characteristics of silicon solar cells.

EXPERIMENTAL PROCEDURE

Monocrystalline p-type boron-doped silicon wafers with orientation of (100), resistivity about of 3Ωcm and thickness of about 200μm were used for fabrication of solar cells by screen printed process [15-17]. The wafers were cleaned in NaOH:H₂O (1:4 in volume) at 80°C for 10 min, in HCl at room temperature for 10min and then etched in HF: H₂O (1:1 in volume) for 1 min.

Then samples were dried in deionized (DI) water. Containing phosphorus spin-on dopant (SOD) (KFK-50-10T type) was used as phosphor source. Cleaned surface of wafer was coated with SOD by spin-on technique at room temperature with 2000 rpm for 10 seconds. Then the coated samples were baked at 600°C for 2 min for destructization of the coating.

The n^+ -p junction was formed by phosphorus diffusion from SOD into p-type silicon substrate at 950°C in vacuum 1.33×10^{-1} Pa for 25 min in a tube furnace. The phosphor-silicate glass layer was removed from the silicon surface with hydrofluoric acid solution (HF: H₂O, 1:9). n^+ -emitter layer with $0.5 \div 1.0 \mu\text{m}$ thickness and $15 \div 20 \Omega/\square$ sheet resistance was formed as a result of phosphorus diffusion. The electrical contacts were made by screen printed process with a Du Pont photovoltaic silver paste for front and silver with 3% aluminum paste for the back contact. Samples with silver contacts were baked at 200°C for 10 min and then metallization at 800°C for 10 min in the conventional annealing furnace was done. Two types of solar cells were prepared in this work: without and with traditional SiO_x antireflection coating (ARC) (A-type and B-type cells respectively).

Silver nanoparticles have been fabricated on top surfaces of silicon solar cells (of both A and B types), silicon substrates wafers and cleaned glass substrates by thermal evaporation of $10 \div 15 \text{ nm}$ Ag films followed by thermal annealing. Silver evaporation has been performed in vacuum of 1.3×10^{-3} Pa at room temperature. The thickness of the Ag film was measured during evaporation by using a Deposition controller (Inficon, Leybold). The solar cells, silicon wafers and glass substrates with silver films and the test samples without silver films were then annealed at nitrogen atmosphere in furnace at 500°C. It will be noted that best adhesion of silver nanoparticles to silicon surface was observed as result of thermal treatment at 500°C for 10-30 min. To investigate the surface morphology, the optical properties of silicon wafers and photovoltaic characteristics of the solar cells, we examined the size and density of the Ag nanoparticles by the atom-force microscopy (AFM, Solver NEXT, NT-MDT), the integrated reflectance and

transmittance of the silicon wafers or glass substrates and the current-voltage ($I - V$) characteristics of the cells in each stage of processing. The silver nanoparticles have a surface coverage about 35-40%. The integrated reflectance and transmittance of the samples was measured at room temperature by UV-VI spectrometer ("Specord-210") in the wavelength range $300 \div 1100 \text{ nm}$. The absorption spectra of samples were found from the reflectance and transmittance data of the samples. The photovoltaic parameters of the cells without and with Ag nanoparticles, and also with both ARC and Ag-nanoparticles coverage were determined from current-voltage measurements under illumination (AM 1.5) using Solar Analyzer ("Prova200") [17].

RESULTS AND DISCUSSION

Fig. 1 presents AFM image from Ag nanoparticles on silicon substrate formed by thermal annealing of silver film (thickness of 12 nm). This sample exhibits Ag particles with average radii about 60-80 nm and density of $2 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}$. The transformation mechanism of the silver film on substrate (silicon, glass etc.) to silver nanoparticles as result of the thermal treatment can be presented as follows. At first, the silver thin film breaks on small pieces during the thermal annealing due to difference in the thermal expansion coefficients of film and substrate. Then silver atoms located along the edges of pieces begin diffuse preferentially along the surface substrate and precipitate on defects, hollows and ledges of the surface relief. Finally, silver atoms coalescence in nanoparticles as formation of silver nuclei is thermodynamically favorably on defect positions where theirs the free energy smaller than that on flat surface.



Fig.1
AFM image of the Ag nanoparticles on silicon surface.

The reflectance spectra for silicon surface without and with Ag nanoparticles are given in Fig. 2. Both samples have been annealed at the same conditions. Comparison of reflectance for silicon surface with Ag nanoparticles with “clear” silicon surface shows reduction average surface reflectance by about 17.3% in the region from 600 to 1100nm.

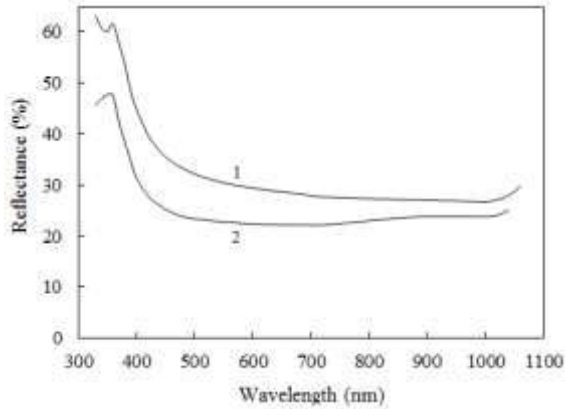


Fig.2

The reflectance spectra of silicon surface without (1) and with Ag nanoparticles (2).

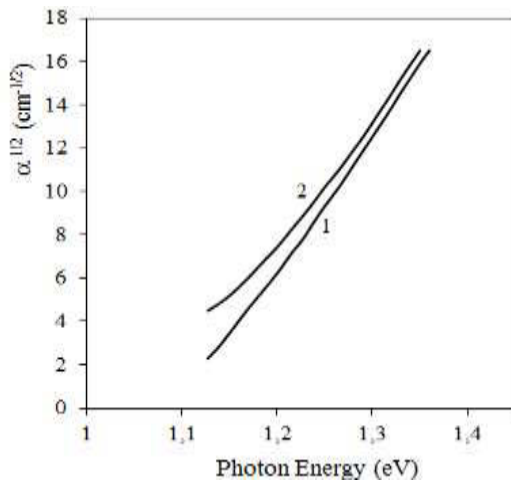


Fig.3

The absorption spectra of silicon surface without (1) and with Ag nanoparticles (2).

The absorption spectra for the silicon without and with silver nanoparticles samples are presented in Fig. 3. It is seen that the absorption spectrum for silicon without Ag nanoparticles is described by well-known absorption coefficient–photon energy ($\alpha^{1/2}-h\nu$) relation with indirect forbidden band gap $E_g=1.08\text{eV}$ for silicon at room

temperature. At the same time the absorption spectrum for Si with silver nanoparticles some deviates from this relation and values for absorption coefficient are larger (on average by 34%) than those for silicon all over investigated spectral region from 1.12 to 1.35eV. Account must be taken of resonance frequency of silver nanoparticles (400÷600nm in dependency on particle size) is located in intrinsic absorption region of Si and therefore it is difficult to observe silver-stimulated plasmon effect in transmittance spectrum of Si with silver particles. Therefore we investigated the absorbance spectrum of silver nanoparticles on glass substrate obtained as result of the silver-coated glass annealed at 500°C for 10min (Fig. 4). The absorbance curve of silver nanoparticles with the average radii about 80nm on glass substrate determined from AFM measurements exhibits peak at 470nm that can be caused by localized plasmons on the Ag-particle surface [1]. Moreover, deposition of Ag nanoparticles on silicon surface leads to absorption enhancement and reduction of the surface reflectance.

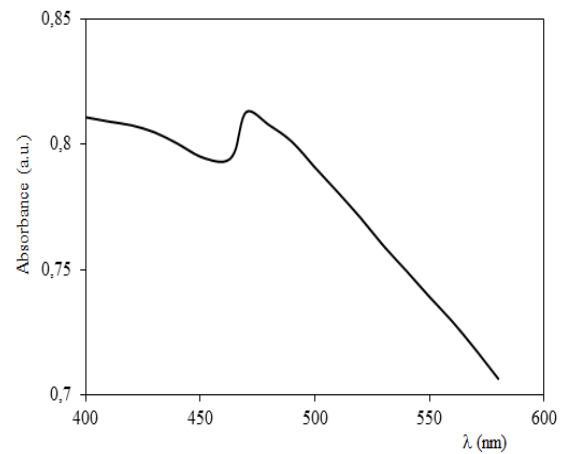


Fig.4

The absorbance spectrum of the Ag nanoparticles on glass substrate.

The typical current-voltage characteristics of Si solar cells without traditional ARC (A-type cells) are presented in Fig. 5. The best improvement of photovoltaic characteristics is observed for Si solar cells covered with silver nanoparticles. Parameters of A-type solar cells are given in Table1. Some enhancement the efficiency of thermal

treated cells (without Ag film) compared to the primary cells can be attributed to partial redistribution of uncontrolled impurities from p-n junction region.

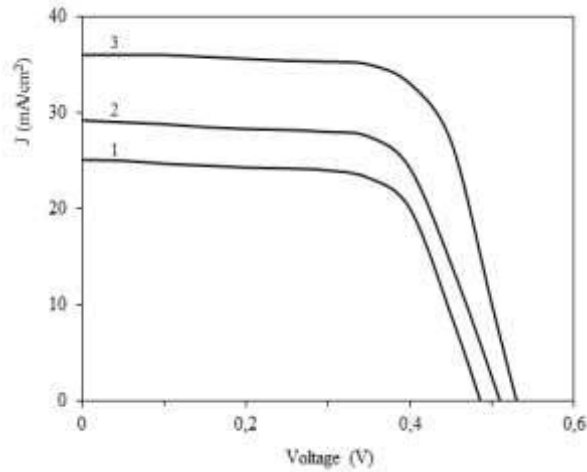


Fig.5

Photocurrent density-voltage characteristics of silicon solar cells without ARC (A-type cells): the untreated cell (1) and thermal treated cells without (2) and with Ag nanoparticles (3).

Table 1

The photovoltaic characteristics of Si solar cells without ARC (A-type cells)

Parameters of cell	Primary cell	Thermal treated cell	Ag-thermal treated cell
$J_{sc}(\text{mA}/\text{cm}^2)$	25.1	29.2	36.0
$V_{oc}(\text{V})$	0.486	0.510	0.530
$\eta(\%)$	8.17	9.52	13.20

As stated above the collective oscillations of electrons in metal nanoparticles excited by incident light lead formation of polarization charges on the particle surface i.e. origin the localized surface plasmons. Plasmonic effect consists in trapping of the incident light by plasmons due to either due to absorption and (or) scattering depending upon the nanoparticle size. The absorption by plasmons dominates for metallic particles with size much smaller than the Plasmon wavelength of light. However, as the particle size increases, plasmonic scattering prevails for light wavelength around the plasmonic resonance [3]. The angular spread of light is accompanied by enhancement in path length in silicon substrate and thereby in-

creased absorption and generation of electron-hole pairs. Finally, both processes must lead to enhanced absorption of light in substrate. Observed on Fig.4 and Fig. 5 the reduced reflectance from silicon substrate and the enhanced absorption of light in substrate ultimately lead to the performance improvement of silicon solar cells with silver nanoparticles.

The complementary effect was observed for the cells with Ag nanoparticles deposited on silicon cell surface with the traditional ARC (B-type cells) (Fig 6).

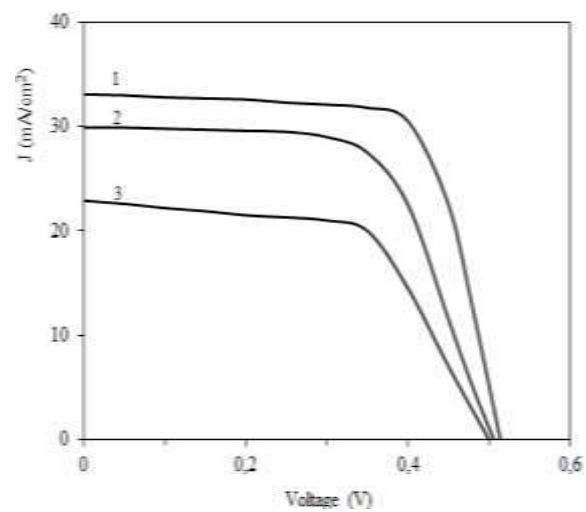


Fig.6

Photocurrent density-voltage characteristics of silicon solar cells without ARC (B-type cells): the untreated cell (1) and thermal treated cells without (2) and with Ag nanoparticles (3).

The photovoltaic characteristics of cells with Ag-nanoparticles is worse than those for both primary cells and thermal treated cells (without Ag film) (Table 2).

Table 2

The photovoltaic characteristics of Si solar cells with ARC (B-type cells)

Parameters of cell	Primary cell	Thermal treated cell	Ag-thermal treated cell
$J_{sc}(\text{mA}/\text{cm}^2)$	33.1	29.9	22.9
$V_{oc}(\text{V})$	0.514	0.506	0.507
$\eta(\%)$	12.20	9.63	7.06

This effect can be caused by Fano interference [18-20]. Oxidation of silver film deposited on

ARC (SiO_x) during the thermal annealing can be other reason for lower photovoltaic parameters of Ag-nanoparticles coated solar cells. The experiments on the influence of the size, shape and density distribution of silver nanoparticles on the photovoltaic parameters of silicon solar cell are being carried.

CONCLUSIONS

It is demonstrated that deposition of the silver nanoparticles on surfaces on silicon substrates decreases the reflection about of 17.3% in the wavelength interval of 600 – 1100 nm and increases the absorption about of 34 % in the wavelength ranger of 900 – 1100 nm. Silicon solar cells with the silver nanoparticles on front side (without

the standard ARC) showed enhancement in efficiency of 21 % compared to the silicon cells without Ag nanoparticles. This enhancement is attributed to mainly light scattering effect of silver nanoparticles. Nanoparticles deposited on front surface of silicon solar cells increasing the performance of the cells due to surface plasmonic effect play role of antireflection coating. Simplicity and variety of physical and chemical technologies formation of nanoparticles is advantage as compared with the traditional ARC deposition methods. The deterioration of the photovoltaic parameters of silicon solar cells with silver nanoparticles deposited on ARC-containing surface was observed. Nature of this effect must be investigated later on.

1. K.R.Catchpole, A.Polman. *Plasmonic solar cells*, *Optics Express*, **16** (2008) 21793-21800.
2. H.Atwater, A.Polman. *Plasmonics for improved photovoltaic devices*, *Nature Material*, **9** (2010) 205-213.
3. S.Pillai, K.R.Catchpole, T.Trupke, M.A.Green. *Surface plasmon enhanced silicon solar cells*, *J. Appl. Phys.*, **101** (2007) 093105.
4. J.D.Winans, C.Hungerford, K.Shome, L.J.Rothberg, P.M.Fauchet. *Plasmonic effects in ultrathin amorphous silicon solar cells: performance improvements with Ag nanoparticles on the front, the back, and both*, *Optics Express*, **23** (3) (2015) A92-A105.
5. D.Derkacs, S.H.Lim, P.Matheu, W.Mar, E.T.Yu. *Improved performance of amorphous silicon solar cells via scattering from surface plasmon polaritons in nearby metallic nanoparticles*, *Appl. Phys. Lett.*, **89** (2006) 093103.
6. J.Jung, K.Ha, J.Cho, S.Ahn, H.Park, S.Q.Hussain, S.Q.Choi, J.Yi. *Enhancing light trapping of thin film solar cells by plasmonic effect of silver*, *J. Nanosci. Nanotechnol.*, **13** (2013) 7860-7864.
7. X.Chen, B.Jia, J.K.Saha, B.Cai, N.Stokes, Q.Qiao, Y.Wang, Z.Shi, M.Gu. *Broad enhancement in thin-film amorphous silicon solar cells enabled by nucleated silver nanoparticles*, *Nano Lett.*, **12** (2012) 2187-2192.
8. R.Santbergen, H.Tan, T.Pfeiffer, X.Li, T.Frijnts, A.Smets, A.Schmidt-Ott, M.Zeman. *Plasmonic solar cells with embedded silver nanoparticles from vapor condensation*, *Proc. MRS Fall Meeting*, **1391** (2012) 2011.
9. R.Lang, M.Zeman. *a-Si:H solar cells with embedded silver nanoparticles*, *Photovoltaic Specialists Conference (PVSC)*, 20-25 June 2010, 35th IEEE, 748-753.
10. E.Thouti, N.Chander, V.Dutta, V.K.Komarala. *Optical properties of Ag nanoparticles layers deposited on silicon substrates*, *Journal of Optics*, **15** (3) (2013).
11. T.L.Temple, G.D.K.Mahanama, H.S.Reeha, D.M.Bagnall. *Influence of localized surface plasmon excitation in silver nanoparticles on the performance of silicon solar cells*, *Solar Energy Materials and Solar Cells*, **93** (2009) 1978-1985.
12. W.Ho, Y.Lee, S.Su. *External quantum efficiency response of thin silicon solar cell based on plasmonic scattering of indium and silver nanoparticles*, *Nanoscale Research Letters*, **9** (2014) 483.
13. J.Yun, J.Kim, Kojori, H.S.Tong, W.A.Anderson. *Current enhancement of aluminum doped ZnO/n-Si isotype heterojunction solar cells by embedding silver nanoparticle*, *J. Nanosci. Nanotechnol.*, **13** (2013) 5547-5551.
14. S.Maity, S.Roy, A.Kumar. *Silver nanoparticles to enhance the efficiency of silicon solar cell*, *Intern. J. Engineering Science Invention*, **2** (7) (2013) 101-104.
15. M.A.Green. *Thin film solar cells: review of materials, technologies and commercial status*, *J. Mater. Sci: Mater. Electron.*, **18** (10) (2007) S15-S19.
16. O.P.Agnihotri, B.K.Gupta. *Solar Selective Surfaces*, John Wiley, New York, (1981).
17. T.D.Dzhafarov, S.S.Aslanov, S.H.Ragimov, M.S.Sadigov, S.AydinYuksel. *Effect of nanopor-*

- rous silicon coating on silicon solar cell performance, *Vacuum*, **86** (2012) 1875-1879.
18. U.Fano. *Effect of configuration interaction on intensities and phase shifts*, *Phys. Rev.*, **124** (1961) 1866-1878.
19. V.Giannini, Y.Francescato, H.Amrania, C.C.Philips, S.A.Maier. *Fano resonances in nanoscale plasmonic systems: a parameter-free modeling approach*, *Nano Lett.*, **11** (2011) 2835-2840.
20. F.Cortes-Juan, C.Chaverri Ramos, J.P.Connolly, C.David, F.J.Garcia de Abajo, J.Hurtado, V.D.Mihailetchi, S.Ponce-Alcantara, G.Sanches. *Effect of Ag nanoparticles integrated within anti-reflection coatings for solar cells*, *Journal of Renewable and Sustainable Energy*, **5** (3) (2013) 033116.

GÜMÜŞ NANO-ZƏRRƏCİKLƏRLİ PLAZMON SILİSIUM GÜNƏŞ ELEMENTLƏRİ

T.C.CƏFƏROV, A.M.PAŞAYEV, B.H.TAĞIYEV, Ş.S.ASLANOV, Ş.X.RƏHİMOV, Ə.Ə.ƏLİYEV

İşin məqsədi, səthinə gümüş nano-zərrəciklər çökdürülmüş silisium günəş elementlərinin texnologiyasının işlənməsi, gümüş nano-zərrəciklərli silisium səthin morfolojiyısının və optik xassələrinin öyrənilməsi, gümüş nano-zərrəciklərinin silisium günəş elementlərinin fotovoltaiq xarakteriklərinə təsirinin araşdırılmasıdır. Gümüş nano-zərrəciklərinin səth bölgəsində lokallaşmış plazmonlarının yaranması ilə əlaqəli günəş şüalarının silisiumda udulmasının artması və nəticədə günəş elementlərinin effektivliyinin təxminən 21% böyüməsi göstərilmişdir.

ПЛАЗМОННЫЕ КРЕМНИЕВЫЕ СОЛНЕЧНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ С СЕРЕБРЯНЫМИ НАНОЧАСТИЦАМИ

Т.Д.ДЖАФАРОВ, А.М.ПАШАЕВ, Б.Г.ТАГИЕВ, Ш.С.АСЛАНОВ, Ш.Х.РАГИМОВ, А.А.АЛИЕВ

Целью настоящей работы является создание кремниевых солнечных элементов с покрытием из серебряных наночастиц, изучение морфологии и оптических свойств кремния с наночастицами и определение влияния серебряных наночастиц на фотовольтаические характеристики кремниевых солнечных элементов. Показано, что нанесение Ag наночастиц на поверхность кремниевых солнечных элементов, в конечном итоге, увеличивает поглощение солнечного излучения благодаря возникновению локализованных поверхностных плазмонов в наночастицах и увеличивает эффективность преобразования на 21%.

УДК: 621.315.592

ATOMIC RADIAL DISTRIBUTION FUNCTIONS OF $\text{Ge}_x\text{As}_y\text{Se}_{(1-x-y)}$ GLASSES

S.I.MEHDIYEVA, E.A.MAMMADOV, A.E.MAMMADOVA*

*Institute of Physics, National Academy of Sciences,
AZ 1143, Baku, G.Javid Ave., 131
Baku European Lyceum*
AZ100, Baku, Rostropovich Street, 121
msalima@lan.ab.az*

Received: 04.09.2015

Accepted: 21.09.2015

Abstract

XRD powder patterns of $\text{Ge}_x\text{As}_y\text{Se}_{1-x-y}$ glasses are analyzed to calculate atomic radial distribution functions (RDF). Radii of the first and second coordination spheres of an arbitrary atom are determined from RDFs. The area under the first coordination peak has been calculated from structural model assumptions and compared to that found from RDF peak fit. The results support the structural model for Ge-As-Se with preference of heteropolar bondings and “8-N” coordinations of the constituent atoms.

Keywords chalcogenide glasses, radial distribution function.

INTRODUCTION

Glasses of the Ge-As-Se system are of interest for many important applications including phase-change memory devices, waveguides, optoelectronic media, etc [1]. However, the process of improvement of their device parameters is hindered due to lack of understanding of the local structure of these materials. The local structure of the glasses is characterized with absence of long-range atomic order and as compared with binary systems is further complicated with addition of compositional disorder [2]. The local structure of chalcogenide glasses is often described using the “8-N” rule when coordination of atoms is determined by number of covalent bonds formed to maintain a closed shell of eight electrons with N being the corresponding group number of each atom [3]. While the “8-N” rule can be readily addressed to constituent binary systems As-Se and Ge-Se, consideration becomes more complicated for the ternaries. Glassy compositions of binary systems in many cases preserve the short-range structure (i.e. structural units) of their crystalline counterparts. The Ge-As-Se system is a good glass-former that makes it difficult to obtain

crystalline phases and no or little information is available on crystalline phases of the system [4].

Atomic radial distribution function (RDF) calculated on the base of XRD powder pattern provides the nearest interatomic distances, which determines the coordination spheres, r , and number of nearest-neighbors surrounding an initial atom that is the coordination number.

This work is a continuation of previous studies and present some results of atomic radial distribution calculations for $\text{Ge}_x\text{As}_y\text{Se}_{(1-x-y)}$ glasses.

EXPERIMENTAL AND ANALYSIS DETAILS

XRD powder patterns for glasses with compositions $\text{Ge}_{0.05}\text{As}_{0.1}\text{Se}_{0.85}$, $\text{Ge}_{0.1}\text{As}_{0.1}\text{Se}_{0.75}$, $\text{Ge}_{0.18}\text{As}_{0.18}\text{Se}_{0.64}$, $\text{Ge}_{0.22}\text{As}_{0.22}\text{Se}_{0.56}$, and $\text{Ge}_{0.33}\text{As}_{0.12}\text{Se}_{0.55}$ have been analyzed. The details of sample preparation and experiments have been presented elsewhere [5].

The distribution of atoms about an average atom in polyatomic amorphous materials can be described by means of the coherent scattered intensity through usual Fourier integration [6]:

$$\begin{aligned}
g(r) &\equiv 4\pi R^2 \sum_i \sum_j x_i K_i K_j \rho_{ij}(R) = \\
&= 4\pi R^2 \left(\sum_j x_j K_j \right)^2 \rho_0 + \\
&+ \frac{2R}{\pi} \alpha \sum_j K_j^2 \int_0^{s_{max}} S[a(S) - 1] \sin SR dS,
\end{aligned} \quad (1)$$

where ρ_{ij} represents atomic pair correlation function, $S = 4\pi \sin\left(\frac{\theta}{\lambda}\right)$, θ is the scattering angle, λ is wavelength of the incident beam, x_i is the atomic fraction of species i , ρ_0 is an average atomic density, K_i, K_j – effective electron numbers of atoms, α is a correction factor and $a(S)$ is a structure factor. The coherent intensity used in calculations was obtained from the experimental intensity, after background and polarization corrections, by normalizing at high S to $\langle f^2 \rangle + I_{ic}$, where f is the complex scattering amplitude of an atom and I_{ic} is the incoherent scattering.

RESULTS AND DISCUSSION

Bondings in Ge-As-Se glasses are formed with preference of heteropolar Ge–Se and As–Se bonds [2]. To satisfy all their bonding requirements four-fold coordinated Ge and three-fold coordinated As atoms form tetrahedral and pyramidal structural units, respectively, cross-linking Se-chains [7]. The coordination of each element corresponds to eight minus its group number in the periodic table of elements, while the average coordination number for the entire glass is expressed as [8]:

$$\bar{r} = r_A x + r_B y + r_C (1 - x - y) \quad (2)$$

where A, B, and C are the constituent elements, respectively. Average coordination numbers calculated from Eq. (2) for the glasses studied are then 2.2, 2.4, 2.54, 2.67 and 2.78 from the lowest to highest germanium concentration, respectively.

Radial distribution functions for the glasses calculated using Eq. (1) are presented in Fig. 1. Two peaks corresponding to first and second coordination spheres can be clearly identified. The RDF gives the number of atoms in a spherical shell of thickness dr at a distance r from an atom placed at origin. For a “perfectly” disordered amorphous material (or liquid) it is expected to rise monotonically with r . However, due to pres-

ence of local orders in the structure, peaks are observed at positions corresponding to interatomic distances. In contrast to a simple system containing only one type of atoms, the RDF analysis and its interpretation are more complicated for multi-component disordered systems. In the ternary Ge-As-Se system the problem is further aggravated by fact that atoms are practically indistinguishable for X-rays, hence it is impossible to determine an atom with respect to which the distribution is taken. However, some conclusions can be drawn based on chemically ordered network (CON) [9] model considerations.

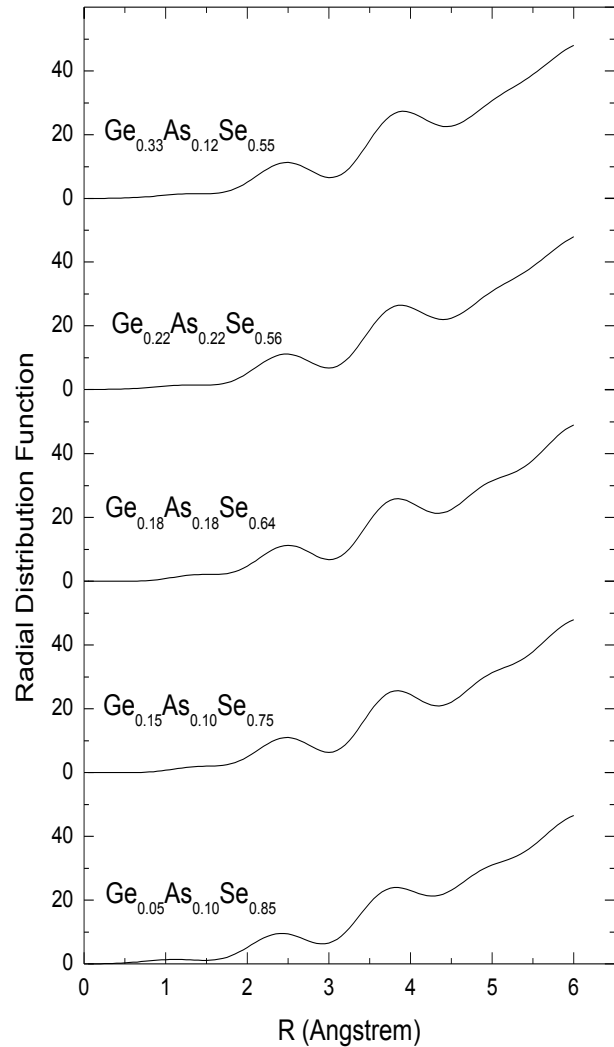


Fig. 1

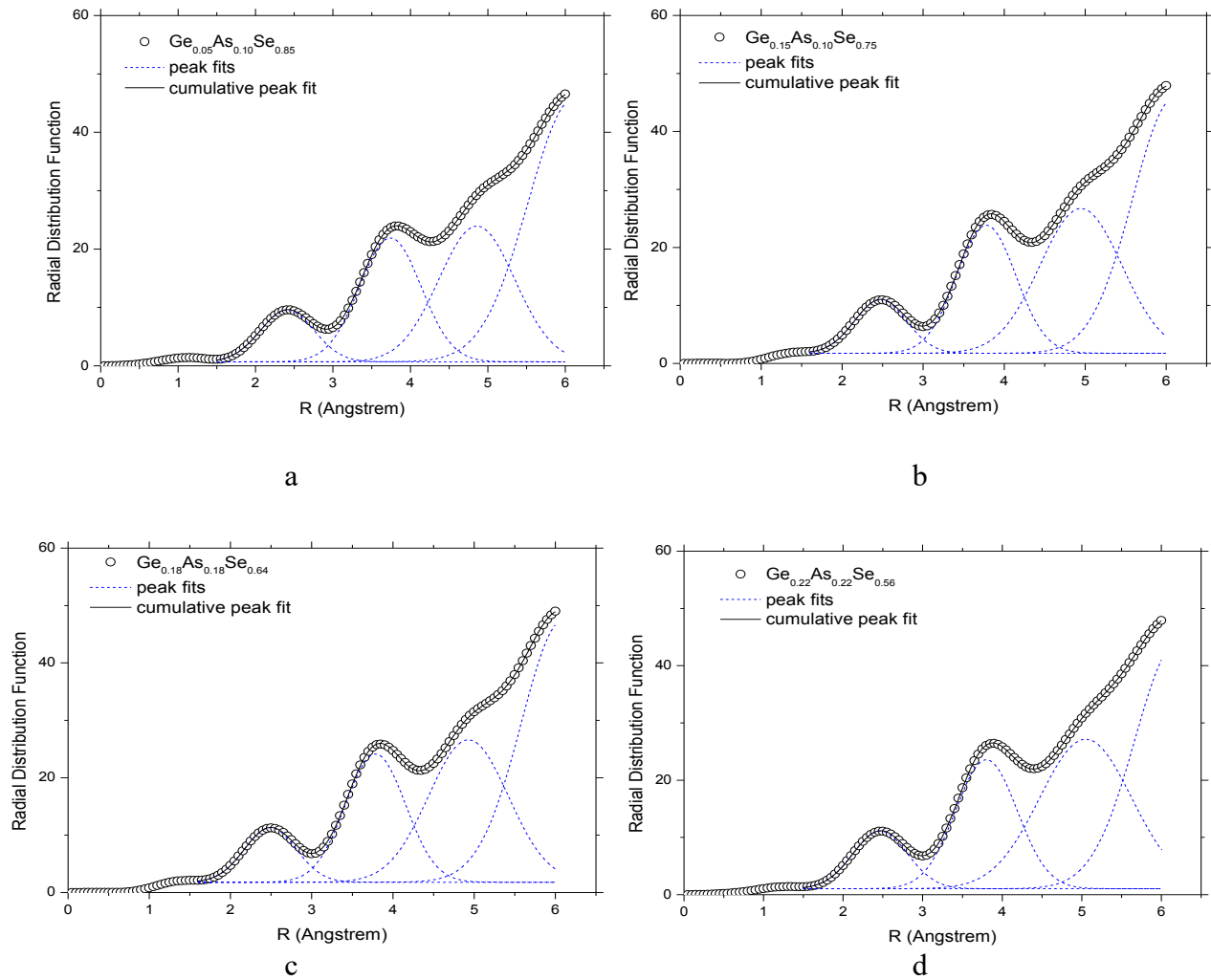
Radial distribution functions of $\text{Ge}_x\text{As}_y\text{Se}_{(1-x-y)}$ glasses.

The RDF curves obtained from experimental data were reconstructed using Gaussian functions to fit the peaks (Fig 2). The radii of the first, r_1 , and second, r_2 , coordination spheres obtained from the corresponding fit peak positions are presented in Table 1. The areas under corresponding peaks provide the number of atoms in the first and second coordination spheres (Table 1). The area under the first coordination peak was calculated using

$$Q_1^{\text{cal}} = \sum_{i=1}^3 b_{ij} K_i K_j n_{ij}, \quad (3)$$

where n_{ij} represents the number of atoms of type j around an atom of type i and b_{ij} is a coefficient counting for partial contribution of atomic pairs and obtained from CON model considerations [5, 7, 8]. The calculations were based on the model

assumption that constituent atoms form predominantly Ge-Se and As-Se heteropolar bonds and exhibit “8-N” coordinations. The coordinations of the atoms were taken as 4 for Ge, 3 for As and 2 for Se and Ge-Se bonds were considered to have priority. Then, Q_1^{cal} was compared to Q_1^{exp} , the area under the peak obtained from fit of the RDF curves (Table 1). Apparently, the two values are in good agreement within the calculation and experimental errors, supporting the model assumptions. The more discrepancy in the stoichiometric $\text{Ge}_{0.18}\text{As}_{0.18}\text{Se}_{0.64}$ glass and glasses with selenium excess is related to the assumption on predominant probability of heteropolar bonds in these compositions. In real glasses, however, formation of small amount of homopolar bonds is possible.



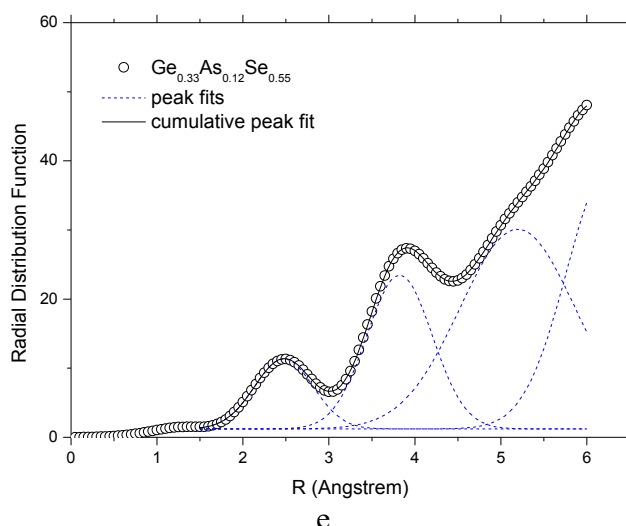


Fig. 2

Deconvolution of the radial distribution functions of the Ge-As-Se glasses: (a) – $\text{Ge}_{0.05}\text{As}_{0.10}\text{Se}_{0.85}$, (b) – $\text{Ge}_{0.15}\text{As}_{0.10}\text{Se}_{0.75}$, (c) – $\text{Ge}_{0.18}\text{As}_{0.18}\text{Se}_{0.64}$, (d) – $\text{Ge}_{0.22}\text{As}_{0.22}\text{Se}_{0.56}$, (e) – $\text{Ge}_{0.33}\text{As}_{0.12}\text{Se}_{0.55}$. Circles are the calculated data, dashed lines denote Gaussian functions and solid lines represent the cumulative fit curves.

Table 1

Local structure parameters of $\text{Ge}_x\text{As}_y\text{Se}_{(1-x-y)}$ glasses.

Composition	Q_1^{cal} , (a.u.)	Q_1^{exp} , (a.u.)	R_1 , (Å)	R_2 , (Å)
$\text{Ge}_{0.05}\text{As}_{0.1}\text{Se}_{0.85}$	8.71	7.72	2.41	3.74
$\text{Ge}_{0.1}\text{As}_{0.1}\text{Se}_{0.75}$	8.38	7.41	2.47	3.78
$\text{Ge}_{0.18}\text{As}_{0.18}\text{Se}_{0.64}$	7.97	7.61	2.49	3.79
$\text{Ge}_{0.22}\text{As}_{0.22}\text{Se}_{0.56}$	8.82	8.68	2.47	3.80
$\text{Ge}_{0.33}\text{As}_{0.12}\text{Se}_{0.55}$	8.80	8.64	2.48	3.82

SUMMARY

We have studied the XRD powder patterns of $\text{Ge}_x\text{As}_y\text{Se}_{(1-x-y)}$ glasses. The powder patterns have been analyzed to calculate atomic radial distribution functions for the glasses. The radii of the first and second coordination spheres have been determined through Gaussian fits to the RDFs. Area under the first coordination peak calculated based on the chemically ordered network model assumptions have been found in good agreement with those found from the fit, supporting the structural model with predominance of heteropolar bonds and “8-N” coordinations of constituent atoms.

1. A.Zakery, S.R.Elliot. *Optical properties and applications of chalcogenide glasses: a review*, *J. Non-Cryst. Solids*, **330** (2003) 1-12.
2. Richard Zallen. *The Physics of Amorphous Solids*, Wiley-VCH, Weinheim, (2004).
3. C.Rosenhahn, S.Hayes, G.Brunklau, H.Eckert. in: J.C. Phillips, M.F. Thorpe (Eds.), *Phase Transitions and Self-organisation in Electronic and Molecular Networks*, Springer, New York (2001) 123-142.
4. Z.U.Borisova. *Glassy semiconductors*, Springer, New York, (1981).
5. E.Mammadov. *Evolution of the medium range order in ternary chalcogenide glasses revealed from XRD measurements*, *Azerbaijan Journal of Physics*, **XVIII** (2012) 47-48.
6. A.F.Skryshevskiy. *Structural Analysis of Liquids and Amorphous Solids*, Vysshaya shkola, Moscow (1980)
7. E.Mammadov, P.C.Taylor, D.Baker, D.Bobela, A.Reyes, P.Kuhns, S.Mehdiyeva. *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.*, **1160** (2009) 171-176.
8. E.Mammadov, P.C.Taylor. *Nuclear quadrupole resonance study of local structure of the Ge-As-Se*

ternary chalcogenide glasses, J. Non-Cryst. Solids, **354** (2008) 2732-2735.

9. G.Lucovsky, T.M.Hayes. in: M.H. Brodsky (Ed.), *Amorphous Semiconductors*, Springer, Berlin (1979) 215–250.

$\text{Ge}_x\text{As}_y\text{Se}_{(1-x-y)}$ ŞÜŞƏLƏRDƏ ATOMLARIN RADIAL PAYLANMA FUNKSİYALARI.

S.İ.MEHDIYEVA, E.A.MƏMMƏDOV, A.E.MƏMMƏDOVA

$\text{Ge}_x\text{As}_y\text{Se}_{1-x-y}$ şüşələrin tozlarının rentgenoqrammaları analiz edilərək atomların radial paylanma funksiyaları (RPF) hesablanmış, RPF-dən birinci və ikinci koordinasiya sferalarının radiusları təyin edilmişdir. Birinci koordinasiya pikinin sahəsi struktur modeli təsəvvürlərinə əsasən tapılmış və RPF əyrilərindən tapılan qiymətlə tutuşdurulmuşdur. Göstərilmişdir ki, alınan nəticələr heteropolyar əlaqələrə və “8-N” koordinasiyasına üstünlük verən Ge-As-Se struktur modelinə uyğun gəlir.

ФУНКЦИИ РАДИАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ АТОМОВ В СТЕКЛАХ $\text{Ge}_x\text{As}_y\text{Se}_{(1-x-y)}$.

С.И.МЕХТИЕВА, Э.А.МАММАДОВ, А.Э.МАММАДОВА

Порошковые рентгенограммы стекол $\text{Ge}_x\text{As}_y\text{Se}_{1-x-y}$ проанализированы для вычисления радиальных функций распределения (РФР) атомов. Радиусы первого и второго координационных сфер определены из РФР. Площадь под первым координационным пиком рассчитан на основе предположений структурной модели и сопоставлен со значением определенным из кривых РФР. Полученные результаты поддерживают структурную модель Ge-As-Se с преимущественным образованием гетерополярных связей и “8-N” координаций составляющих атомов.

Редактор: акад. Дж.Абдинов

PACS:33.20.t;33.20.Vq

THE ROTATIONAL SPECTRUM OF GAUCHE-ISOPROPYL ALCOHOL $(\text{CH}_3)_2\text{CHOH}$

A.A.ADILOV, Ch.O.QAJAR, F.H.MAMMADOV, A.S.QASANOVA

*Institute of Physics Academy of Science of Azerbaijan
Az-1143, Baku, G.Javid ave. 131
farkh.zenooz.2010@mail.ru*

Received: 15.05.2015

Accepted: 22.06.2015

REFERAT

The submillimeter-wave spectrum of the gauche-form isopropyl alcohol was studied in the frequency range from 240 to 480 GHz. More than 131 lines were assigned to ground state transition. The identification of the high J transitions was checked by centrifugal distortion analysis and internal rotation. The frequencies of all transitions were least squares fitted to the Watson's Hamiltonian, including parameters of internal rotation. The ground-state rotational constants are (in MHz)

$$A^a = 8640.7384, B^a = 8061.3831, C^a = 768.2167$$

Keywords: submillimeter-wave spectrum, internal rotation, centrifugal distortion, rotational constants

INTRODUCTION

In recent years, significant attention has been focused on the study of molecules containing the hydroxyl group. One of the main interest in these investigations was observation of rotational isomers. Preliminary study of microwave spectra of isopropyl alcohol $(\text{CH}_3)_2\text{CHOH}$ has shown the existence two stable conformers, the *trans*- and *gauche* variations of this molecule [1-10]. These conformers were investigated in detail Hirota [2]. Later, the spectroscopic constants of *gauche* isopropyl alcohol molecule have been considerably corrected by O.Ulenikov et.al. [3].

The microwave rotational spectrum of *trans* isopropyl alcohol $(\text{CH}_3)_2\text{CHOH}$ has been studied by a number of investigators [2, 4-5]. However, obtained spectroscopic constants uncertainties were too large. The frequencies of higher J transitions calculated by using these constants gives a large discrepancy with measured frequencies. This paper reports further studies of the ground-state rotational spectrum of *gauche* isopropyl alcohol. The investigations

have been extended into the submillimeter region within the range 240-480 GHz. Various Q -, R -, and P -branch high J transitions (*band c*-type) have been measured. More than 131 lines were assigned to ground state transition. All that permitted to determine more accurate values of the spectroscopic constants.

EXPERIMENTAL

The spectrum of isopropyl alcohol was recorded at room temperature at pressure below 2mTorr by using a video spectrometer at the University of Kharkov. The frequency measurement's accuracy is believed to be better than $\pm 50\text{kHz}$, except for very weak or overlapping lines.

The sample of $(\text{CH}_3)_2\text{CHOH}$ was obtained from BDH Chemical Co. and used without further purification.

RESULTS AND DISCUSSIONS

The molecule of isopropyl spirit will consist of two methyl and one hydroxyl the groups making internal rotation concerning ordinary

bonds C-C and C-O accordingly. Presence of such rotary degree of freedom concerning bonds C-O results in existence a trans- and gauche- conformer. A molecule the plane of symmetry has on gauche- conformer and exists as two of rotamer which structures are mirror reflection each other, and one of them turns out from another at tunneling hydrogen hydroxyl groups through a cis-barrier (a plane of symmetry of metallic groups). It results in strong complication of a rotary spectrum, and his {its} description within the framework of model of a nonrigid asymmetric top (Hamiltonian Watson) to become impossible. In this work for calculation of a spectrum has been used new reduced Hamiltonian, taking into account internal rotation of molecules such as asymmetric tops. The matrix of it Hamiltonian looks like:

$$\begin{pmatrix} \langle s|H|s \rangle & \langle s|H|a \rangle \\ \langle a|H|s \rangle & \langle a|H|a \rangle \end{pmatrix} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \langle s|H|s \rangle &= A_s J_x^2 + B_s J_y^2 + C_s J_z^2 - \Delta_j^s J^4 - \Delta_{jk}^s J^2 J_z^2 - \Delta_k^s J_z^4 - 0.5(\delta_j^s J^2 + \delta_k^s J_z^2, J_+^2 + J_-^2) + \\ &+ H_j^s J^6 + H_{jk}^s J^4 J_z^2 + H_{kj}^s J^2 J_z^4 + H_k^s J_z^6 \\ &+ 0.5(h_j^s J^4 + h_{jk}^s J^2 J_z^2 + h_k^s J_z^4, J_+^2 + J_-^2) \\ \langle a|H|a \rangle &= \Delta + A_a J_x^2 + B_a J_y^2 + C_a J_z^2 - \Delta_j^a J^4 \\ &- \Delta_{jk}^a J^2 J_z^2 - \Delta_k^a J_z^4 - 0.5(\delta_j^a J^2 + \delta_k^a J_z^2, J_+^2 + J_-^2) + \\ &+ H_j^a J^6 + H_{jk}^a J^4 J_z^2 + H_{kj}^a J^2 J_z^4 + H_k^a J_z^6 + 0.5(h_j^a J^4 \\ &+ h_{jk}^a J^2 J_z^2 + h_k^a J_z^4, J_+^2 + J_-^2) \\ \langle s|H|a \rangle &= 0.5R_{yx}^{sa} \{J_y, J_x\}_+ + 0.5R_{zx}^{sa} \{J_z, J_x\}_+ \\ &+ iP_{yj}^{sa} J^2 J_y + iP_{zj}^{sa} J^2 J_z + i0.5P_{yx}^{sa} \{J_y, J_x^2\}_+ \\ &+ i0.5P_{zx}^{sa} \{J_z, J_x^2\}_+ \\ \langle a|H|s \rangle &= \langle s|H^*|a \rangle \\ R_{\alpha\alpha}^{as} &= -R_{\alpha\alpha}^{sa}, P_{\alpha j}^{as} = -P_{\alpha j}^{sa}, P_{\alpha\alpha}^{as} = -P_{\alpha\alpha}^{sa}, \end{aligned}$$

where $\alpha = z, y$,
 $A^s, B^s, C^s, A^a, B^a, C^a$ are the effective rotational constants; and where
 $\Delta_j^s, \Delta_{jk}^s, \Delta_k^s, \delta_j^s, \delta_k^s, \Delta_j^a, \Delta_{jk}^a, \Delta_k^a, \delta_j^a, \delta_k^a$ are the effective quartic,

$H_j^s, H_{jk}^s, H_{kj}^s, H_k^s, h_j^s, h_{jk}^s, h_k^s, H_j^a, H_{jk}^a, H_{kj}^a, H_k^a, h_j^a, h_{jk}^a, h_k^a$ the effective sextic distortion;

$\Delta, R_{yx}^{sa}, R_{zx}^{sa}, P_{yj}^{sa}, P_{zj}^{sa}, P_{yx}^{sa}, P_{zx}^{sa}$ are the internal-rotational parameters.

With the purpose of the further diminution correlations of spectroscopic constants and according to their specification the return spectroscopic problem was solved with use reduced Hamiltonian. Use of it Hamiltonian has allowed to lower correlations of parameters among themselves and appreciably to specify spectroscopic constants. In result it is possible to count, that on received in the present work and earlier in work [6] spectroscopic it is possible for constants with accuracy sufficient for many practical purposes to predict frequencies any transitions as a trance and of gauche-conformer molecules of isopropyl.

The six rotational constants, seven internal-rotational parameters, twenty four centrifugal distortional constants, and correlation matrix of isopropyl alcohol are given in Table 1a and Table 1b. The rotational constants obtained are two orders of magnitude more accurate of those reported formerly [7].

Table 1a

Rotational constants, the internal-rotational parameters and centrifugal distortion coefficients of the gauche isopropyl alcohol.

PAR (MHs)	OLD VALUE	NEW VALUE
A _s	8638.34426(307)	8638.34114(007)
B _s	8065.08358(260)	8065.11027(118)
C _s	4768.28623(231)	4768.27684(095)
A _a	8640.72246(291)	8640.73843(061)
B _a	8061.37443(266)	8061.38308(119)
C _a	4768.21958(226)	4768.21670(094)
Δ	46798.9747(283)	46798.94898(204)
R _{CA}	57.238629(784)	114.555901(055)
R _{AB}	32.621600(243)	65.209506(136)
P _C	0.0046950(427)	-0.0073652(166)
P _B	-0.0132559(492)	-0.0162454(167)
P _{CA}	--	0.0130993(376)
P _{AB}	0.01507400(229)	0.0183270(247)
D _{J,S}	0.00434317(927)	0.00830543(201)
D _{JK,S}	-0.00266500(427)	-0.01501353(075)
D _{K,S}	0.00689190(418)	0.00775344(065)
d _{J,S}	0.00163128(448)	-0.00031739(008)
d _{K,S}	0.00195680(150)	0.01480323(258)

D _{J,A}	0.00381218(742)	0.00770272(238)			
PAR (MHs)	OLD VALUE	NEW VALUE	PAR (MHs)	OLD VALUE	NEW VALUE
D _{JK,A}	-0.00153860(297)	-0.01340670(080)	h _{K,S}		0.000002620(129)
D _{K,A}	0.00610930(294)	0.00677612(063)	H _{J,A}		0.000000251(002)
d _{J,A}	0.00137027(363)	-0.00059374(094)	H _{JK,A}		-0.000000092(002)
d _{K,A}	0.00255130(124)	0.00976137(030)	H _{KJ,A}		-0.000001430(057)
H _{J,S}		0.00000011(002)	H _{K,A}		0.000001221(039)
H _{JK,S}		-0.00000105(002)	h _{J,A}		-0.000000187(001)
H _{KJ,S}		0.00000072(006)	h _{JK,A}		0.000002963(018)
H _{K,S}		0.00000017(004)	h _{K,A}		0.000003286(134)
h _{J,S}		0.00000009(001)			
h _{JK,S}		0.000003418(015)	Standard deviation of fit is	0.188806775	

Table 1b

Correlation matrix for the ground state gauche isopropyl alcohol

A _S	1.000
B _S	-0.047 1.000
C _S	0.206 0.406 1.000
A _A	0.624 0.142 0.187 1.000
B _A	0.206 0.697 0.402 0.086 1.000
C _A	0.212 0.441 0.901 0.221 0.448 1.000
DELTA	0.158 0.272 0.222-0.035-0.082 0.027 1.000
R _{CA}	-0.070 0.050 0.089 0.042 0.040 0.164-0.098 1.000
R _{AB}	-0.161 0.139 0.021-0.050-0.109-0.035 0.181 0.113 1.000
P _C	-0.149 0.042 0.029-0.023-0.053-0.017 0.110 0.280 0.696 1.000
P _B	-0.153 0.095 0.057 0.026-0.028 0.042 0.068 0.544 0.709 0.846 1.000
P _{CA}	0.182-0.089-0.027 0.042 0.082 0.031-0.148-0.225-0.846-0.956-0.809 1.000
P _{AB}	-0.010 0.045 0.027 0.141 0.038 0.055-0.048 0.305 0.143 0.253 0.568-0.114 1.000
D _{J,S}	0.387 0.473 0.093 0.357 0.316 0.101 0.249-0.096 0.058-0.038-0.008 0.020 0.054 1.000
D _{JK,S}	-0.111-0.194 0.190-0.204-0.078 0.136-0.083 0.054-0.391-0.406-0.373 0.406-0.207-0.632 1.000
D _{K,S}	0.032 0.141 0.101 0.147 0.067 0.121 0.062-0.015 0.436 0.494 0.451-0.484 0.218 0.445-0.888 1.000
d _{J,S}	-0.143 0.862 0.315 0.112 0.419 0.339 0.299 0.007 0.236 0.057 0.148-0.133 0.079 0.488-0.360 0.316 1.000
d _{K,S}	0.011 0.119 0.053 0.160-0.090-0.002 0.191 0.059 0.677 0.724 0.675-0.739 0.319 0.273-0.662 0.685 0.298 1.000
D _{J,A}	0.294 0.296 0.085 0.339 0.636 0.116-0.192 0.041-0.224-0.036-0.049 0.110 0.062 0.516-0.247 0.151 0.003-0.076 1.000
D _{JK,A}	-0.249-0.110 0.142-0.218-0.373 0.110 0.164 0.052 0.548 0.457 0.440-0.509 0.094-0.305 0.129 0.020 0.098 0.340-0.716 1.000
D _{K,A}	0.228 0.111 0.085 0.175 0.304 0.152-0.130-0.026-0.597-0.547-0.504 0.590-0.127 0.212-0.007 0.003-0.055-0.390 0.530-0.901 1.000
d _{J,A}	0.107 0.515 0.303 0.050 0.883 0.341-0.154 0.107-0.048 0.123 0.126-0.069 0.089 0.096-0.045 0.075 0.224-0.027 0.689-0.416 0.315 1.000
d _{K,A}	0.250-0.015 0.037 0.200 0.223 0.089-0.192-0.114-0.762-0.700-0.647 0.762-0.104 0.043 0.291-0.354-0.174-0.459 0.411-0.743 0.759 0.203 1.000
H _{J,S}	0.268 0.290-0.016 0.274 0.148-0.002 0.171-0.101 0.071-0.003 0.007-0.009 0.031 0.917-0.690 0.518 0.364 0.283 0.442-0.274 0.180-0.035-0.014 1.000
H _{JK,S}	0.173-0.080 0.060 0.053-0.069 0.030 0.040 0.042-0.280-0.272-0.283 0.293 0.102-0.165 0.482-0.516-0.189-0.317-0.116-0.077 0.131-0.153 0.308-0.270 1.000
H _{KJ,S}	-0.230 0.053-0.012-0.121 0.055-0.004-0.051-0.003 0.240 0.215 0.242-0.249-0.175-0.003-0.244 0.316 0.125 0.183 0.049 0.123-0.149 0.165-0.276 0.066-0.959 1.000
H _{K,S}	0.244-0.046 0.021 0.143-0.046 0.020 0.051-0.012-0.218-0.180-0.216 0.222 0.205 0.054 0.148-0.210-0.100-0.123-0.029-0.127 0.158-0.161 0.252 0.001 0.921-0.992 1.000
h _{J,S}	-0.138 0.676 0.236 0.107 0.200 0.256 0.294-0.028 0.304 0.069 0.158-0.166 0.100 0.429-0.402 0.366 0.937 0.387-0.202 0.248-0.181-0.007-0.256 0.357-0.104 0.007 0.031 1.000
h _{JK,S}	0.124 0.100 0.035 0.236-0.113-0.009 0.159-0.170 0.178 0.082 0.093-0.113 0.171 0.396-0.512 0.464 0.314 0.711-0.056-0.028 0.050-0.190 0.120 0.396-0.104-0.033 0.084 0.432 1.000

$h_{K,S}$	0.240-0.043	0.015	0.153-0.051	0.012	0.062	0.008-0.118-0.060-0.107	0.106	0.260	0.070	0.070-0.132-0.088-0.018-0.030-0.062	0.069-0.151	0.153	0.031	0.881-0.972	0.987	0.058	0.106	1.000						
$H_{J,A}$	0.246	0.183	0.018	0.269	0.513	0.048-0.187	0.043-0.255-0.029-0.054	0.120	0.049	0.464-0.253	0.158-0.086-0.107	0.952-0.732	0.553	0.609	0.401	0.488-0.175	0.099-0.076-0.291-0.097-0.076	1.000						
$H_{JK,A}$	0.082-0.135	0.044	0.032-0.137	0.073	0.033-0.111	0.082	0.159	0.080-0.093	0.308-0.072-0.032	0.074-0.057	0.200-0.279	0.439-0.400-0.219-0.233-0.056	0.422-0.541	0.592	0.151	0.125	0.645-0.342	1.000						
$H_{KJ,A}$	-0.179	0.107-0.011-0.113	0.039-0.048	0.000	0.109	0.063-0.060	0.021-0.030-0.328-0.029	0.072-0.064	0.095-0.122	0.075-0.166	0.161	0.115	0.031-0.045-0.535	0.683-0.738-0.085-0.140-0.779	0.125-0.953	1.000								
$H_{K,A}$	0.210-0.091	0.020	0.138-0.009	0.064-0.008-0.100-0.123	0.009-0.068	0.087	0.324	0.057-0.072	0.060-0.100	0.083-0.015	0.062-0.047-0.084	0.051	0.071	0.579-0.730	0.786	0.067	0.146	0.818-0.060	0.913-0.992	1.000				
$h_{J,A}$	0.129	0.403	0.255	0.083	0.786	0.288-0.171	0.110-0.103	0.099	0.101-0.027	0.125	0.014	0.023	0.009	0.113-0.067	0.683-0.466	0.368	0.972	0.271-0.119-0.072	0.098-0.101-0.115-0.218-0.097	0.627-0.224	0.098-0.058	1.000		
$h_{JK,A}$	0.208	0.048	0.079	0.262	0.292	0.124-0.192	0.045-0.429-0.224-0.189	0.316	0.139	0.054	0.036-0.054-0.127-0.006	0.532-0.646	0.598	0.401	0.824-0.010	0.140-0.145	0.144-0.225	0.325	0.103	0.508-0.200	0.014	0.053	0.471	1.000
$h_{K,A}$	0.241-0.093	0.016	0.154-0.004	0.057-0.012-0.110-0.212-0.090-0.162	0.184	0.283	0.075-0.021-0.010-0.118-0.012	0.011-0.018	0.032-0.101	0.148	0.087	0.648-0.791	0.840	0.044	0.119	0.862-0.028	0.864-0.968	0.987-0.067	0.093	1.000				

This work was supported by the Science Development Foundation under the President of the Republic of Azerbaijan-Grant № EIF-BGM-2-BRFTF-1-2012/2013-07/04/1

1. S.Kondo, E. Hirota. Microwave Spectrum and Internal Rotation of Isopropyl Alcohol. J. Mol. Spectrosc., **34** (1970) 97-107.
2. E.Hirota. Internal Rotation in Isopropyl Alcohol Studied by Microwave Spectroscopy, J. Chem. Phys., **83** (1979) 1457-1465.
3. O.N.Ulenikov, A.B.Malikova, Ch.O.Qajar, S.A.Musaev, A.A.Adilov, M.I.Mehtiev. On The Analysis of the Gauche-form Microwave Spectrum of the Isopropyl Alcohol Molecule, J.Mol.Spectrosc., 145 (1990) 262-269.
4. A.A.Абдурахманов, М.Н.Елчиев, Л.М.Иманов. Микроволновый спектр транс-формы молекулы (CH₃)₂CHOH, Изв. АН Азерб. ССР, сер. ФТМН, № 5 (1970) 58-62.
5. Ch.O.Qajar, S.M.Musaev, M.A.Mehtiev, A.A.Adilov, O.V.Naumenko, A.B.Malikova, O.N.Ulenikov. On the Investigation of Internal rotations in CH₃CH₂OH and (CH₃)₂CHOH molecules, Abstr. XI Colloquium High Resolution Molecular Spectroscopy, Giessen, West Germany, (1989) 18
6. A.A.Adilov. Internal rotation and double quantum resonances. The dissertation on competition of the candidate of physical and mathematical sciences, Baku 1994, branch scientifically research Institute of Photoelectronics.
7. S.A.Musayev. Hybrid radiospectrometer, internal rotation and centrifugal indignation of high orders in molecules of ethanol and isopropanol, The dissertation on competition of the doctor of physical and mathematical sciences, Baku 2002, Institute of Physics, National Academies of Sciences of Azerbaijan.

İZOPROPİL SPİRTİ MOLEKULUNUN QOŞ-KONFORMERİNİN FİRLANMA SPEKTRİ

A.Ə.ADİLOV, Ç.O.QACAR, F.H.MƏMMƏDOV, A.S.HƏSƏNOVA

İzopropil spirti molekulunun qoş-konformerinin rəqsi-fırlanma spektrində 17-78 Qhs tezliklər diapazonunda qadağan olunmuş keçidlərin axtarışları aparılmışdır. 54 qadağan olunmuş rəqsi-fırlanma keçidi identifikasiya edilmişdir.

ВРАЩАТЕЛЬНЫЙ СПЕКТР ГОШ-КОНФОРМЕРА МОЛЕКУЛЫ ИЗОПРОПИЛОВОГО СПИРТА

A.A.ADİLOV, Ç.O.KADJAR, F.X.MAMMADOV, A.S.GASANOVA

Проведен поиск запрещенных переходов в колебательно-вращательном спектре гош-конформера молекулы изопропанола в диапазоне частот 17÷78ГГц. Идентифицировано 54 запрещенных колебательно-вращательных переходов.

УДК 537.311.33

**МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КОМПОНЕНТОВ В КРИСТАЛЛАХ
ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ InSb-AlSb, ВЫРАЩЕННЫХ МЕТОДОМ ПОДПИТКИ
РАСПЛАВА ВТОРЫМ КОМПОНЕНТОМ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ InSb ЗАТРАВКИ**

П.Г.АЖДАРОВ, М.А.АКПЕРОВ, А.И.АЛЕКПЕРОВ, З.М.ЗАХРАБЕКОВА

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

Поступила: 16.06. 2015

Принята к печати: 22.07.2015

РЕФЕРАТ

В пфанновском приближении решена задача по аксиальному концентрационному распределению компонентов в кристаллах твердых растворов системы InSb- AlSb при выращивании из стартового InSb расплава, подпитываемого слитком второго компонента (AlSb). Получены математические соотношения, определяющие зависимости концентраций компонентов по длине кристаллов, при различных режимах кристаллизации и подпитки расплава. Анализ кривых, по рассчитанным концентрационным профилям компонентов в кристаллах, определяет оптимальные технологические параметры и режимы для получения слитков InSb-AlSb с заданным переменным и однородным по составу участками во всем непрерывном ряду твердых растворов этих соединений.

Ключевые слова: InSb, AlSb, твердые растворы, затравка, подпитка расплава, сегрегация компонентов, пфанновское приближение, однородный кристалл.

В широком ряду полупроводниковых твердых растворов лидирующее место занимают алмазоподобные системы. Одним из перспективных является квазибинарная система InSb- AlSb. Составные компоненты этой системы растворяются друг в друге в любых соотношениях, как в твердом, так и в жидком состояниях [1]. Большое различие в ширинах запрещенных зон InSb (~ 0.23 эВ) и AlSb (~ 1.55 эВ) открывает возможность прецизионно управлять электронными свойствами твердых растворов этих соединений и параметрами примесных центров в широких пределах путем простого изменения состава матрицы.

В настоящей работе выполнено математическое моделирование распределения компонентов в монокристаллах твердых растворов InSb- AlSb, выращенных модифицированным методом Чохральского [2-4] из стартового расплава InSb, подпитываемого стержнем второго компонента AlSb. Заметим, что преимуществами такой модификации метода Чох-

ральского являются следующие обстоятельства. Известно, что для получения объемных и совершенных монокристаллов полупроводниковых материалов наиболее эффективным является метод Чохральского. В случае твердых растворов бинарных систем, использование традиционного метода Чохральского приводит к росту кристалла с переменным составом, в связи с сегрегацией компонентов при кристаллизации расплава [2-4]. Для предотвращения влияния сегрегации на состав расплава растущего кристалла, применяются различные методы [2-9]. Суть этих методов сводится к непрерывной подпитке расплава одним или обоими его компонентами, которая приводит к поддержанию состава растущего кристалла постоянным в процессе всего цикла кристаллизации. С точки зрения практического осуществления и прецизионного управления скоростью подпитки расплава, наиболее эффективным является метод подпитки расплава вторым компонентом, коэффициент сегрега-

ции которого превышает единицу. Другая проблема, в деле выращивания монокристаллов полупроводниковых твёрдых растворов из расплавов различного состава, является отсутствие набора адекватных по составу монокристаллических затравок [4,7]. В рассматриваемом нами случае эта проблема отпадает.

Цель работы – установление оптимальных операционных технологических параметров и режимов для получения объёмных монокристаллов системы InSb- AlSb с заданным однородным и переменным составами методом Чохральского из подпитываемого AlSb стержнем расплава.

Концептуальная модель, заложенная в основу математического моделирования аксиального концентрационного распределения компонентов в кристаллах, заключается в следующем. С момента установления фронта кристаллизации между затравкой и расплавом из InSb, проводится соприкосновение подпитывающего стержня из AlSb с расплавом. Затем, одновременно включаются механизмы вытягивания кристалла и погружения подпитывающего стержня в расплав. На первом этапе такого режима происходит постепенное увеличение концентрации второго компонента в расплаве и растущем кристалле до определённого значения. Затем наступает режим насыщения расплава и рост однородного кристалла [2]. Задача сводится к определению концентрационного профиля компонентов вдоль длины кристалла при различных режимах кристаллизации и подпитки расплава и выбору оптимальных условий для роста кристалла с заданными параметрами.

Введём следующие обозначения: V_m^0 и V_m – объёмы расплава в тигле в стартовый и текущий моменты; V_c – объём расплава кристаллизующийся в единицу времени; V_f – объём подпитки из AlSb, растворяющийся в расплаве в единицу времени; C – общее количество второго компонента в расплаве; C_m , C_c – молярные доли второго компонента в расплаве и кристалле соответственно; $\alpha = V_f / V_c$ – отношение скоростей подпиты-

вания и кристаллизации расплава; $K = C_c / C_m$ – равновесный коэффициент сегрегации AlSb; t – время.

Согласно пфанновскому приближению, считаем выполнение следующих условий [2, 3]: в расплаве отсутствует испарение и разложение компонентов; диффузия компонентов в твёрдой фазе пренебрежимо мала; скорости диффузии молекул InSb и AlSb в расплаве достаточно высоки и обеспечивают его однородность по всему объёму; фронт кристаллизации плоский; на фронте кристаллизации имеет место равновесие между твёрдой и жидкой фазами.

По условию задачи, скорость кристаллизации расплава (V_c) и подпитки его (V_f) принимаются заданными и не зависящими от времени и тогда, в принятых обозначениях, имеем:

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

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

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

С учётом уравнений (1) из (2) после интегрирования и ряда преобразований получим

$$\gamma = \frac{1}{1-\alpha} \left\{ 1 - \exp \left[- \int_0^{C_m} \frac{dC_m (1-\alpha)}{C_m (1-K-\alpha) + \alpha} \right] \right\}, \quad (3)$$

здесь введено обозначение $\gamma = V_c t / V_0$, определяющее относительную долю закристаллизованного расплава в момент времени t .

Уравнение (3) определяет концентрационный профиль второго компонента вдоль кристалла твёрдого раствора, выращенного в режиме непрерывной подпитки расплава этим компонентом при стартовом значении состава расплава $C_m = 0$.

Для решения интеграла в (3) требуется знание аналитической зависимости коэффици-

ента сегрегации K от C_m . В работе [10] представлен график зависимости K от C_m и C_c , построенный на основе данных диаграммы фазового состояния системы $\text{InSb}(1-x)\text{AlSb}(x)$ в сопряжённых точках твёрдой и жидкой фаз. Показано, что значение K для AlSb изменяется сложным образом от ~ 70 при $x \rightarrow 0$, до значения равного 1 при $x \rightarrow 1$ и не поддаётся математическому описанию. Используя данные [10], интеграл в уравнении (3) вычисляли численным методом [2]. На Рис.1 представлены, рассчитанные таким образом, зависимости состава кристалла C_c от γ для трёх различных режимов роста кристалла, определяемых параметром $\alpha = V_f/V_c$.

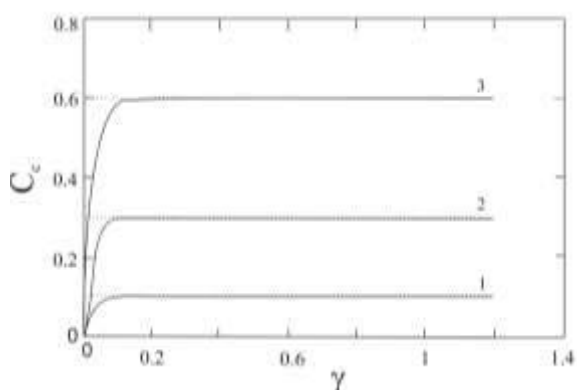


Рис.1

Зависимости состава кристалла C_c от γ . Кривые 1, 2 и 3 отвечают режимам роста кристаллов InSb-AlSb при $\alpha_1 = 0.098$, $\alpha_2 = 0.297$, $\alpha_3 = 0.594$, соответственно.

Кривые 1, 2 и 3 отвечают значениям α , соответствующим режимам роста однородных кристаллов $\text{InSb}(1-x)\text{AlSb}(x)$ с составами $x=0.10$, 0.30 и 0.60 соответственно, которые вычисляли по следующим формулам [2]

$$C_m^* = \frac{\alpha}{K-1+\alpha}, \quad C_c^* = \frac{K\alpha}{K-1+\alpha} \quad (4)$$

Как видно из Рис.1, для всех режимов роста кристалла концентрация AlSb , увеличиваясь по длине слитка, стремится к насыщению. Скорость роста C_c от γ на начальном участке кристалла и состав его в последующем

однородном участке C_c^* зависят от величины α . Это обстоятельство позволяет управлять концентрационным профилем компонентов в кристаллах твёрдых растворов InSb-AlSb , как путём задания конкретных значений операционному технологическому параметру α для всего цикла кристаллизации расплава, так и периодическим изменением этого параметра в процессе роста кристалла. Заметим, что размер начального участка с переменным составом в рассматриваемой системе твёрдых растворов значительно меньше, чем в других алмазоподобных твёрдых растворах при выращивании их этим же методом. Так, например, для классической системы Si-Ge размер начального участка с переменным составом для заданных значений C_c^* [2] в несколько раз превышает соответствующие значения для InSb-AlSb . Такое различие связано с тем, что при равных соотношениях компонентов в расплаве значение коэффициента сегрегации второго компонента в системе InSb-AlSb значительно выше, чем в системе Si-Ge [4]. Как видно из Рис.1, достаточно малые размеры участков с переменным составом, ведущие к большему выходу материала с однородной частью, делают данную технологию, несомненно, перспективной для получения монокристаллов InSb-AlSb с заданным составом. Заметим, что проблема, связанная с отсутствием набора адекватных затравок, для выращивания монокристаллов из расплавов различного состава, в данном случае отпадает. Это связано с тем, что здесь стартовый расплав состоит только из первого компонента (InSb).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе вышеприведённых данных и результатов можно сделать следующее заключение. Математическое моделирование распределения компонентов вдоль кристаллов InSb-AlSb демонстрирует перспективность метода подпитки расплава вторым компонентом с использованием затравки первого компонента для выращивания однородных монокристаллов твёрдых растворов этой системы.

1. В.С.Земсков, В.Б.Лазарев. *Твёрдые растворы в полупроводниковых системах*, Наука, Москва, (1978)197.
2. 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.
3. В.М.Глазов, В.С.Земсков. *Физико-химические основы легирования полупроводников*, М.: Наука, (1967) 371.
4. J.Schilz, V.N.Romanenko. *Review bulk growth of silicon-germanium solid solutions// Journal of materials science: materials and electronics*, **6** (1995) 265-279.
5. T.A.Campbell, M.Schweizer, P.Dold et al. *Float zone growth and characterization of Ge_{1-x}Si_x (x<10at%) single crystals*, *J. Crystal Growth*, **226** (2001) 231-237.
6. G.Kh.Azhdarov, Z.A.Agamaliyev, E.M.Islamzade. *Hybrid Technique for Growing Homogeneous Crystals of Semiconductor Solid Solutions from Melt*, *Crystallography Reports*, **59** (2014) 489-493.
7. 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.
8. 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.
9. G.Kh.Azhdarov, Z.M.Zeynalov, Z.A.Agamaliyev, A.I.Kyazimova. *Growth of single crystals of semiconductor solid solutions by double feeding of the melt method*, *Crystallography Reports*, **55** (2010)763-767.
10. П.Г.Аждаров, М.А.Акперов, А.И.Алекперов, В.В.Мир-Багиров. *Моделирование распределения компонентов в монокристаллах InSb-AlSb, выращенных методами Чохральского и Бриджмена*, *Transactions of National Academy of Sciences of Azerbaijan, Series of Physics-Mathematical and Technical Sciences, Physics and Astronomy*, **XXXII** №2 (2014) 59-62.

InSb MAYA KRİSTALININ İSTİFADƏSİ İLƏ İKİNCİ KOMPONENTLƏ QİDALANDIRILAN ƏRİNTİDƏN ALINAN InSb-AlSb MONOKRİSTALLARINDA KOMPONENTLƏRİN PAYLANMASININ MODELƏŞDİRİLMƏSİ

P.H.ƏJDƏROV, M.Ə.ƏKPƏROV, Ə.İ.ƏLƏKPƏROV, Z.M.ZƏHRƏBƏYOVA

InSb maya kristalının istifadəsi ilə ikinci komponentlə (AlSb) qidalandırılan ərintidən alınan InSb-AlSb bərk məhlullarında komponentlərin aksial paylanma məsələsi Pfann yaxınlaşmasında həll edilib. Müxtəlif kristallaşma və ərintini qidalandırma rejimlərində alınan kristallarda komponentlərin paylanmasını əks etdirən riyazi tənliklər alınıb. Kristallarda nəzəri hesablamalarla alınan komponentlərin konsentrasiya profilləri ayrılmasının analizi verilən birincili və dəyişən tərkibli InSb-AlSb bərk məhlullarının tam sırasını almaq üçün optimal texnoloji parametrləri və rejimləri müəyyən edir.

MODELING OF COMPONENTS DISTRIBUTION IN InSb-AlSb SOLID SOLUTION CRYSTALS GROWN BY THE FEEDING OF THE MELT WITH THE SECOND COMPONENT METHOD USING InSb SEED

P.G.AZH DAROV, M.A.AKPEROV, A.I.ALEKPEROV, Z.M.ZAKHRABEKOVA

A problem of axial components distribution in InSb-AlSb solid solution crystals grown under the continuous feeding of InSb melt with the second component (AlSb) has been solved in Pfann approximation. The mathematical equations for determination of the components concentration profile in crystals have been obtained for different crystallization and feeding rates of the melt. Analysis of the calculated concentration profiles in crystals defines the optimum technology parameters and regimes for growing of InSb-AlSb alloy crystals with desired graded and uniform composition in all range of the solid solutions.

Редактор: акад. М.Алиев

APS 621.039.531

STUDY OF OXIDES FORMED ON ELECTROLESS Ni-P LAYER AFTER OXIDATION IN H₂O₂ SOLUTION WITH GAMMA IRRADIATION

A.A.GARIBOV, T.N.AGAYEV, M.Y.HASHEMI

*Institute of Radiation Problems, Azerbaijan National Academy of Sciences
AZ 1143, Baku, B.Vakhabzade, 9
agayevteymur@rambler.ru*

Received: 14.05.2015

Accepted: 24.06.2015

ABSTRACT

The layer of Ni-P alloy have been coated on stainless steel 304 substrate by a electroless bath and have been evaluated the effects of oxidant environment hydrogen peroxide with gamma irradiation on the formed surface components at room temperature by surface analyze methods such as FTIR, XRD, SEM with EDX and mapping of layer cross section. Result of surface analysis and formation of (Ni₃ (PO₄)₂) and P₂O₅ phases on oxidized surface with irradiation has been shown that oxidation of Ni-P layer in oxidant aqueous environment has been similar to reactor condition and started with preferential dissolution of Ni and this causes rich surface layer of phosphor and this layer prevented from higher dissolution of Ni. Then with excess of oxidant concentration, phosphor rich layer has converted to nickel phosphate and phosphor oxide phases. This layer distinctive with hard-wearing corrosion and it has been used to protect materials of the reactor structure from corrosion.

Keywords: electrolysis of Ni-P, surface morphology, gamma radiation, nickel phosphate, oxidation with H₂O₂.

INTRODUCTION

Electroless deposition process experienced numerous modifications to meet the challenging needs of a variety of industrial applications since Brenner and Riddell in vented the process in 1946. Among the various types of electroless plating, electroless nickel has gained immense popularity due to their ability to provide a hard, wear and corrosion resistant surface [1,2] for these property, Ni-P alloys are used in many field due to excellent properties of coatings, such as primary water stress corrosion cracking(PWSCC) mitigation in nuclear power plant[3], as thin films to impede the incorporation of radionuclide's produced e.g. Co-60 from corrosion of structural materials stainless steels in BWR reactors[4] and these coatings can play a role of protective layer for structural parts in erosion and/ or erosion- corrosion environment

with high-velocity water[3], decrease of abrasion corrosion of zircalloy alloys in fuel claddings tubes [5].

Because the radiolysis of the primary coolant water in the Water-cooled nuclear reactors is often related to corrosion problems. The interaction of gamma radiation with aqueous solutions produces a host of transient radicals, ion and stable molecular species including H[•], [•]OH, e^{aq}, H₃O⁺, OH⁻, H₂, H₂O₂, O₂, and HO₂. 1-3 Species such as e^{aq}, H[•] and H₂ can act as reducing agents, while others such as H₂O₂, [•]OH, O₂, O₂ and HO₂ can act as oxidizing agents. The stable products of water radiolysis are molecular hydrogen, oxygen and hydrogen peroxide. H₂O₂ in particular plays an important role in the corrosion of the structural materials of reactor components [6-7]. However, effect of H₂O₂ such as water radiolysis products on oxidation of Ni-P coatings and component of

oxides formed on surface layer is still unknown. In this paper the attempt to explain effect of oxidation of Ni-P in H₂O₂ solution with gamma irradiation by surface analyze technique e.g. FTIR, XRD, EDX and mapping.

EXPERIMENTAL PROCEDURE

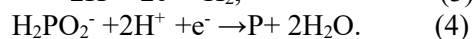
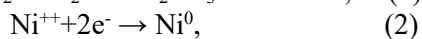
Preparation of coating electroless Ni-P alloy coatings were deposited on stainless steel AISI/SAE 304 substrates with dimension of 10mm*20mm*2mm. Prior to deposition, the samples was mechanically polished with 500÷1200 grit SiC abrasive paper and degreased in acetone. Then, specimens were thoroughly rinsed with deionized water and immersed in HCL 37% for deoxidization during 120 s. then activated in 10% Vol HCL+ 90%vol H₂SO₄ during 2÷3 s and finally rinsed again with deionized water. After these procedures, specimens were transfer immediately to the plating solution. The bath composition and the operation condition for the coatings deposition are given in the Table1.

Table 1

Chemical composition of the electroless nickel plating bath and operation condition

Chemical composition	
Nickel sulfate(NiSO ₄ .6H ₂ O)	21.2 g/lit
Sodiumhypophosphite (NaH ₂ PO ₂ .H ₂ O)	24g/lit
lactic acid	23 ml/lit
propionic acid	1.8 ml/lit
PH	4÷4.2
Temperature	85÷90°C
Agitation rat	600 rpm
Plating time	2h

The electroless Ni-P deposits as reactions (1-4) is formed on catalytic surfaces from reduction of Ni²⁺ ions by sodium-hypophosphite reducer



RESULTS AND DISCUSSION

It was investigated the structural analysis by means of X-ray diffraction analysis. It was shown the results of the XRD of the pattern of the Ni-P coating, before (Fig.1a) and after

(Fig.1b) its oxidation. For the as deposited Ni-P sample, as shown in Fig.1(a), only one broad peak around $2\theta=45^\circ$ was observed. (111) reflection of nickel shows an amorphous and micro crystal profile with a wide angular range of approximately $40\div60^\circ$ (2θ). When the Ni-P sample was oxidized, a number of sharp peaks corresponding to P₂O₃ and (Ni₃(PO₄)₂) around $2\theta=25\div30^\circ$ was observed (1b) these phase transformation submitted by IR technique.

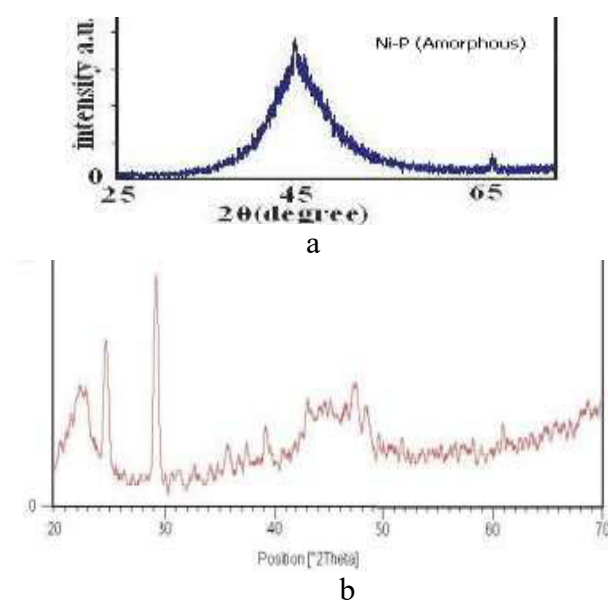
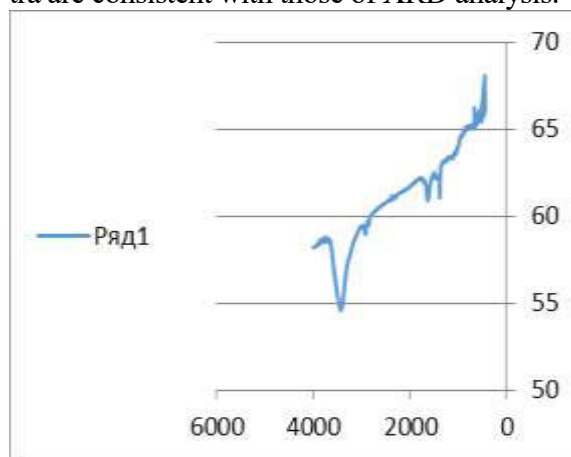


Fig.1

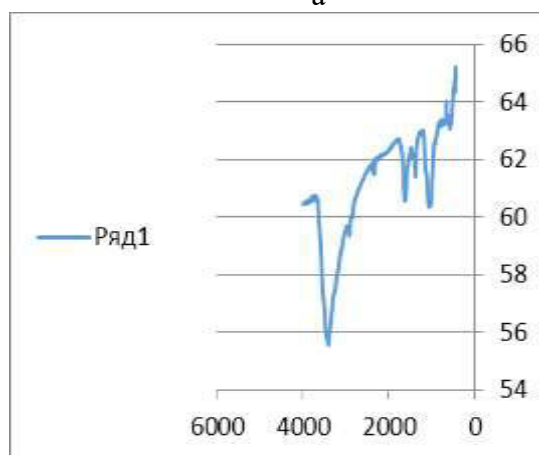
XRD of Ni-P layer: a) before, b) after oxidation

Infrared spectra, a detailed study of oxidation mechanism would not have been possible without the use of vibrational spectroscopy for nickel phosphates. Infrared spectra were obtained to clarify the structural changes which take place in phosphate anions during oxidation. FTIR spectra were recorded by the KBr method at room temperature before and after oxidation. Fig.2(a) and (b) show the IR spectra of as deposited Ni-P and oxidation products in the system NiO-P₂O₅, respectively. The chain-type Ni (PO₃)₂ crystals exhibit peaks at 1287cm⁻¹ and 1321÷1340cm⁻¹, which are assigned to the V_{as}(PO₂) mode for the pyrophosphate Ni₂P₂O₇ crystals, the peak at 1205cm⁻¹ is assigned to the V_{as}(PO₃²⁻) mode, and for the orthophosphate crystals, the peak at ≈1080cm⁻¹ is assigned to the vas(PO₄³⁻) mode [8], in other words, the three peaks may be attributed

to PO_4 groups with 2, 3 and 4 nonbridging oxygen's, respectively. Curve 2 (b) indicates that only crystalline $\text{Ni}_3(\text{PO}_4)_2$ is present in the final product at $\approx 1080\text{cm}^{-1}$ this strong effect is due to the formation of a new kind of chemical bonds, P-O bonds in amorphous meta- and pyrophosphates. The results obtained from the IR absorption spectra are consistent with those of XRD analysis.



a



b

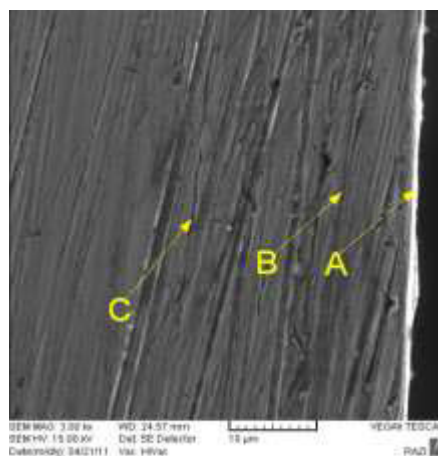
Fig.2

FTIR spectra of the surface (a) As deposited Ni-P film (b) after oxidation in H_2O_2 solution

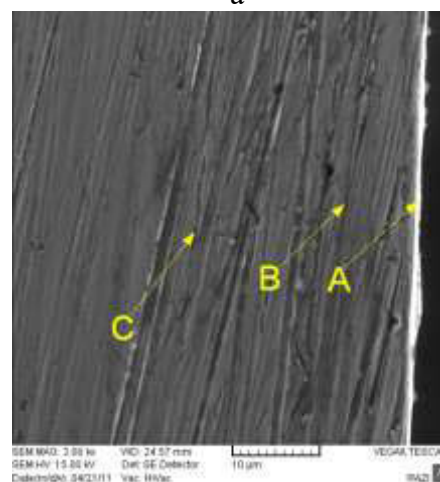
Fig.3(a) and (b) showed the cross sectional SEM micrographs of the Ni-P deposit before and after oxidation in H_2O_2 solution with gamma radiation. As seen, the Ni-P deposit is completely fragmented after oxidation. Fragments near the surface have been detached from the surface much probably due to polishing process.

Fig.4 and Fig.5 also showed the line scan and map analyses of the Ni-P deposit before and after oxidation.

Elemental analysis, the result of elemental analysis (EDX) and mapping of cross section Ni-P layer before and after oxidation show that concentration of phosphor and oxygen element increased after oxidation (Fig.6). for explained of this subject according with research [9] when the Ni-P layer is contacted with oxidant aqueous environment is similar to reactor condition for e.g. H_2O_2 , its oxidation starts with preferential dissolution of Ni and this causes rich surface layer of Phosphor and this layer prevented from higher dissolution of Ni as illustrated in Fig 7. Then with excess of oxidant concentration, phosphor rich layer converted to nickel phosphate ($\text{Ni}_3(\text{PO}_4)_2$) and phosphor oxide (P_2O_5) phases.



a



b

Fig.3

Photo of cross sectional SEM micrograph of the Ni-P deposit (a) before and (b) after radiation.

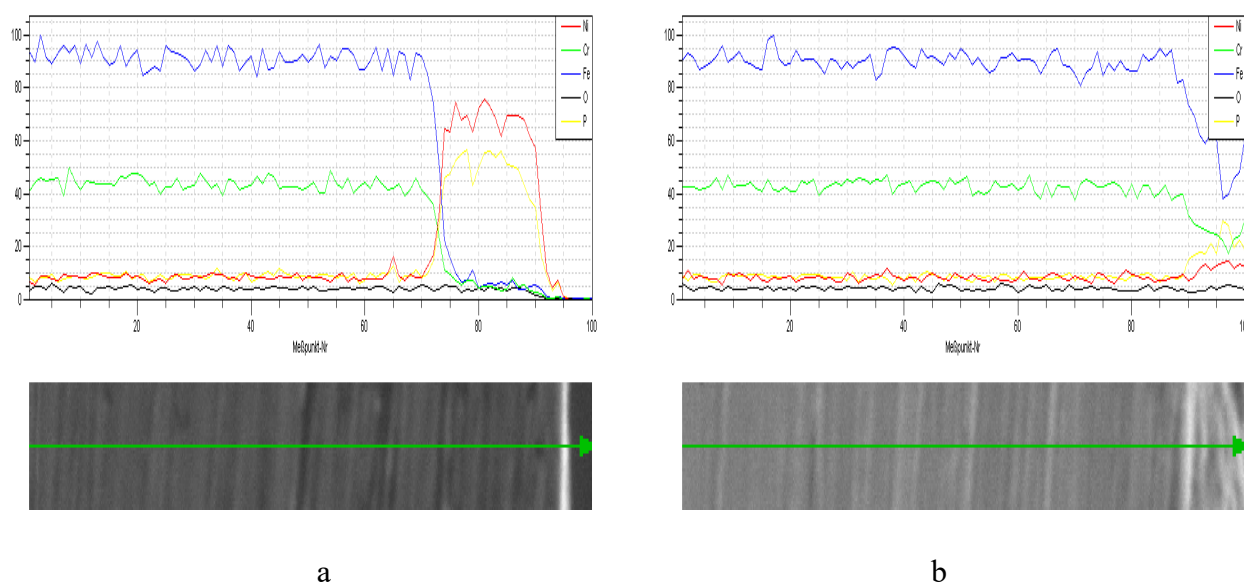


Fig.4
Line scans analyses of the Ni-P deposit (a) before and (b) after oxidation

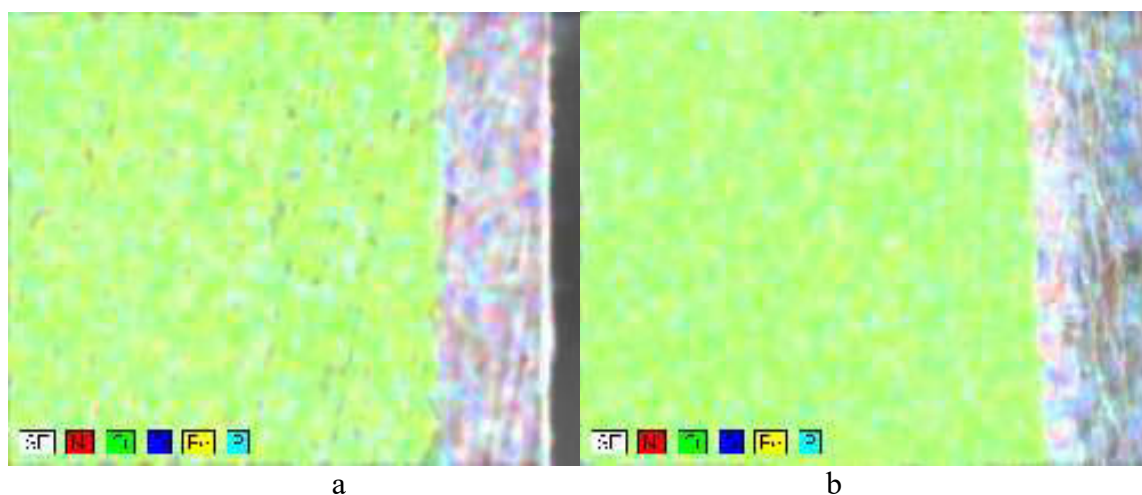


Fig.5
Map scans analysis of the Ni-P deposit (a) before and (b) after radiation

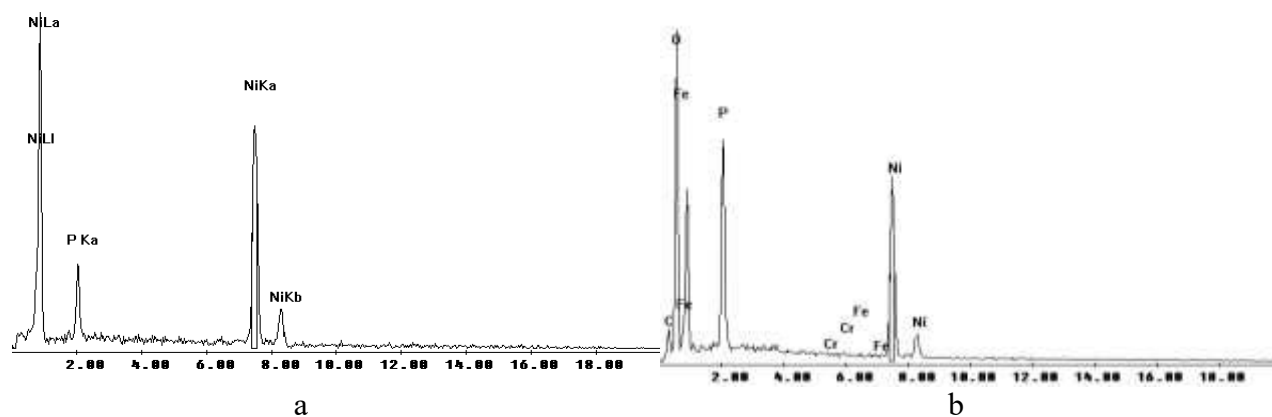


Fig.6
EDX pattern of the electroless Ni-P deposit before and after oxidation

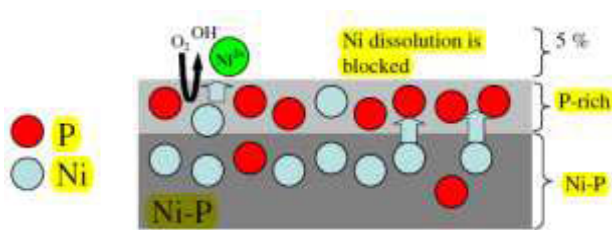


Fig.7

Schematic models for chemical passivation of Ni-P deposits during corrosion in H₂O₂ solution

CONCLUSION

These results suggest the following conclusions: The high corrosion resistance to electroless deposited Ni-P alloys can be explained by a strong enrichment of elemental phosphorus at the interface, which limits the dissolution of nickel via a diffusion mechanism and finally formation of P₂O₅ oxide at surface layer. This layer accounts for the diffusion con-

trolled dissolution of the alloy. Thus, it was clearly shown that the corrosion behavior of the EN specimens was predominantly influenced by the morphological and surface compositional aspects of the deposits also. This investigation found that oxidation H₂O₂ with gamma radiation had considerable effect on the electrolysis Ni-P deposit. Gamma radiation of electroless Ni-P deposits in 30% H₂O₂ environment caused completely fragmentation the Ni-P deposit. This most probably was due to oxidation of Ni-P deposit in H₂O₂ environment during gamma radiation. Expansion of Ni-P deposit followed by preferential formation of P₂O₅ oxide during gamma radiation caused formation of intensive residual stress in the structure of Ni-P deposit, which leads to fragmentation of deposit after gamma radiation.

1. T.S.N.Sankara Narayanan, K.Krishnaveni, S.K.Seshadri. *Electroless Ni-P/Ni-P duplex coatings: preparation and evaluation of microhardness, wear and corrosion resistance*, *Materials Chemistry and Physics*, **82** (2003) 771-779.
2. Wolfgang Riedel. *Electroless Nickel plating*, ASM International, Finishing Publications Ltd., (1991) 1-47.
3. Ji Hyun Kim, Il Soon Hwang. *Electroless nickel-plating for the PWSCC mitigation of nickel-base alloys in nuclear power plants*, *Nuclear Engineering and Design*, **238** (2008) 2529-2535.
4. H.Ocken, C.Lin, D.H.Lister, *Thin films to impede the incorporation of radionuclides in austenitic stainless steels*, *Thin Solid Films*, **171** (1989) 323-334.
5. Robert E.Donaghy, Anna H.Sherman, *Electroless Deposition process for Zirconium and Zirconium alloys*, *United States Patent*, 4284660.
6. B.Pastina, J.Isabey, B.Hickel. *The influence of water chemistry on the radiolysis of the primary coolant water in pressurized water reactors*, *Journal of Nuclear Materials*, **264** (1999) 309-318.
7. M.Y.Hashemi, A.A.Garibov, T.N.Agayev. *Effect of gamma radiation on oxidation of electroless Ni-P deposited on stainless steel 304 surface*, *Engineering and applied Electrochemistry*, **50** (2014) 38-42.
8. M.Wierzicka, A.Malecki. *The detailed mechanism of oxidation of Ni-P alloys*, *Journal of thermal analysis and calorimetry*, **55**(1999) 981-987.
9. Bernhard Elsener, Maura Crobu, Mariano Andrea Scorciapino, Antonella Rossi. *Electroless deposited Ni-P alloys: corrosion resistance mechanism*, *J. Appl. Electrochem.*, (2008)38: 1053–1060, DOI 10.1007/s10800-008-9573-8.

ИЗУЧЕНИЕ ОКСИДОВ НА ПОВЕРХНОСТИ Ni-P СЛОЯ ПОСЛЕ ОКИСЛЕНИЯ В РАСТВОРЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ГАММА ОБЛУЧЕНИЯ

A.A.ГАРИБОВ, Т.Н.АГАЕВ, М.И.ХАШЕМИ

Изучено влияние окислительной среды пероксида водорода под действием гамма облучения на состав поверхностного слоя Ni-P сплава, созданного на поверхности нержавеющей стали марки 304 при комнатной температуре методами ИК-спектроскопии, ХРД, ПЭМ с ЭДХ. Результаты анализа поверхности и образование

(Ni₃(PO₄)₂) и P₂O₅ фаз на окисленной поверхности под действием гамма облучения показывают, что окисление Ni-P слоя в водной среде сходно с реакторными условиями и начинается с растворения Ni, что вызывает образование богатого фосфором слоя, предотвращающего дальнейшее окисление Ni. При дальнейшем увеличении концентрации окислителя богатый фосфором слой трансформируется в никель-фосфатную и фосфор-оксидную фазы. Этот слой имеет большую сопротивляемость коррозии и используется для защиты от коррозии структурных материалов реактора.

QAMMA ŞÜALANMANIN TƏSİRİ İLƏ H₂O₂ MÜHİTİNDƏ OKSİDLƏŞMƏDƏN SONRA Ni-P TƏBƏQƏSİNİN SƏTHİNDƏ YARANAN OKSİDLƏRİN TƏDQİQİ

A.A.QƏRİBOV, T.N.AĞAYEV, M.Y.HAŞEMİ

Təqdim olunan tədqiqatda 304 markalı paslanmayan poladın səthində Ni-P ərintisinin təbəqəsi yaradılmış, hidrogen peroksid və qamma-şüaların təsiri nəticəsində həmin təbəqənin otaq temperaturunda tərkibi İQ-spektroskopiya, XRD, SEM üsulları vasitəsilə öyrənilmişdir. Səthin analizinin nəticələri, habelə (Ni₃(PO₄)₂) və P₂O₅ fazalarının qamma şüalanmanın təsiri ilə oksidləşmiş səthdə yaranması göstərir ki, Ni-P təbəqəsinin su mühitində oksidləşməsi reaktor şəraitinə uyğun gedir və Ni həll olunmasından başlayır ki, bu da fosforla zəngin təbəqənin yaranmasına gətirib çıxarır və son nəticədə Ni oksidləşməsini dayandırır. Oksidləşdiricinin qatılığının artması zamanı fosforla zəngin təbəqə nikel-fosfat və fosfor-oksidi fazalarına çevrilir. Bu təbəqə korroziyaya davamlılığı ilə fərqlənir və reaktorların struktur materiallarının korroziyasından müdafiəsi üçün istifadə olunur.

УДК.621.315.592

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КОНТАКТОВ ОТОЖЖЕННЫХ МОНОКРИСТАЛЛОВ $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ СО СПЛАВОМ Bi-Sn

Т.Д.АЛИЕВА, Г.Д.АБДИНОВА, Н.М.АХУНДОВА, Д.Ш.АБДИНОВ

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

Поступила: 16.06. 2015

Принята к печати: 22.07.2015

РЕФЕРАТ

Исследованы электрические свойства контактов отожденных при 473К монокристаллов $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ с эвтектикой мас.%57Bi+43Sn в интервале температур $\sim 77 \div \sim 300\text{K}$. Показано, что указанный сплав с монокристаллами создает омический контакт с достаточно низким контактным сопротивлением. При нанесении эвтектики на торцы кристаллов в контакте происходит образование промежуточных фаз в виде теллуридов висмута и олова, легирование приконтактной области кристалла и заполнение в этой области вакансий в подрешетке олова диффундирующими атомами компонентов контактного сплава.

Ключевые слова: монокристалл, твердый раствор, промежуточная фаза, контактный сплав, контактное сопротивление.

Параметры электронных преобразователей существенно зависят от электронных и физико-химических свойств контакта металл-полупроводник в их структурных элементах. В работах [1-4] исследованы электронные свойства контактов твердых растворов на основе Bi_2Te_3 и PbTe с различными металлическими сплавами. Однако электрические свойства контактов SnTe и твердых растворов на его основе с контактными материалами почти не исследованы, что затрудняет получение структур металл-полупроводник с заданными свойствами с использованием этих материалов.

В данной работе приводятся результаты исследований по электрическим свойствам контактов монокристаллов $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ с эвтектикой (мас.%)57Bi+43Sn в интервале температур $77 \div 300\text{K}$.

Монокристаллы $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ выращивались методом Бриджмена. Длина и диаметр выращенных монокристаллических слитков составляли соответственно ~ 30 и 14мм . Однофазность синтезированного слитка и монокристалличность полученных образцов были подтверждены рентгеноструктурным анализом. Режимы синтеза состава и выращивания мо-

нокристаллов из синтезированного материала, обеспечивающие получение однородных и однофазных кристаллов, были установлены экспериментально. Однородность слитков также проверялась электрическими измерениями (измерением распределения электрического потенциала вдоль слитка). Длина участка однородного по электрическим свойствам слитка достигала $\sim 24-25\text{мм}$. Из однородной части слитков монокристаллов на электроискровой установке были вырезаны образцы в виде цилиндра диаметром и высотой ~ 14 и 13мм соответственно. Удаление нарушенного слоя, образующегося на торцах образцов при резке, осуществлялось химическим травлением. Образцы отжигались в вакууме $\sim 10^{-2}\text{Па}$ при $\sim 473\text{K}$ в течение 120 часов. Все кристаллы имели р-тип проводимости в интервале $77 \div 300\text{K}$.

Контакты на торцевых поверхностях образцов создавали методом залуживания торцов со сплавом Bi-Sn. Удельное сопротивление контактов и кристаллов измеряли зондовым методом на переменном токе [5].

Измерения вольт-амперной характеристики структур $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}-(\text{мас.}\%)57\text{Bi}+43\text{Sn}$

показали, что во всех случаях контакты являются омическими.

В Таблице приводятся данные по зависимостям удельного сопротивления контактов r_k и кристаллов ρ от концентрации марганца в кристалле до и после отжига при ~ 473 К.

Таблица

Зависимости удельного сопротивления контакта r_k и кристаллов ρ при ~ 77 К от концентрации марганца в $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$.

x	Неотожженные образцы		Отожженные образцы	
	lgr_k , Ом·см ²	$lg\rho$, Ом·см	lgr_k , Ом·см ²	$lg\rho$, Ом·см
0	-4,14	-3,81	-3,59	-3,48
0,0025	-3,62	-3,40	-4,01	-3,63
0,005	-4,33	-3,80	-4,82	-4,74
0,01	-5,05	-3,59	-6,02	-4,19
0,02	-4,82	-3,84	-5,05	-4,38
0,04	-4,20	-3,38	-3,75	-3,38

На Рис.1 представлены зависимости контактного сопротивления r_k структуры $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ -(мас.%)57Bi+43Sn и удельного сопротивления ρ кристаллов $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ от температуры соответственно. Видно, что во всех случаях с ростом температуры r_k контактов растет и эта зависимость хорошо коррелируется с температурной зависимостью ρ кристаллов.

Соединение SnTe плавится при температуре ~ 1063 К. В области от 273 К до температуры плавления в этом соединении полиморфного превращения не обнаружено. Диаграмма состояния в области близкой к стехиометрии изучена в работах [6-7], где показано, что в системе имеется область гомогенности, лежащая в стороне избытка теллура и имеющая протяженность от 50,1 до 50,9 ат.% теллура. Это приводит к образованию электроактивных вакансий в подрешетке олова, концентрация которых достигает $\sim 10^{21}\text{см}^{-3}$ [8].

В процессе нанесения расплавленного контактного материала Bi-Sn (и других эвтектик) на торцы кристаллов твердых растворов систем Bi-Sb-Te, Bi-Te-Se, Pb-Mn-Te на границе раздела твердого раствора со сплавом обра-

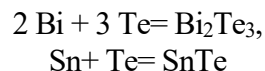
зуется промежуточная фаза в виде теллуридов и селенидов компонентов их сплавов [1-4]. Подобные теллуриды могут образовываться и в случае кристаллов $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$. Так как SnTe кристаллизуется с избытком теллура, образование теллуридов компонентов контактного сплава на контакте исследованных структур становится вероятным.

Поэтому при нанесении сплава Bi-Sn на торцы кристаллов $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ может происходить и образование промежуточных фаз за счет взаимодействия атомов Bi и Sn со свободными (избыточными) атомами Te, в кристаллах. Этому способствует то, что энергии Гиббса ΔG^0 реакций Bi+Te и Sn+Te отрицательные.

Расчет энергии Гиббса реакции, вычисленной по соотношению [9]

$$\Delta G^0 = \sum n_i (\Delta H_{i295}^0 - T\Delta S_{i295}^0)_{\text{кон}} - \sum n^I (\Delta H_{i295}^0 - T\Delta S_{i295}^0)_{\text{исх}}$$

(где- H_{i295}^0 - изменение энтальпии в стандартных условиях, ΔS_{i295}^0 - изменение стандартного значения энтропии) для предполагаемых реакций



отрицательные и соответственно равны -78,1 кДж/моль и -61,9 кДж/моль.

Удельное сопротивление соединения Bi_2Te_3 при ~ 77 К примерно в два раза меньше, чем кристаллов $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$. Поэтому образование промежуточной фазы типа Bi_2Te_3 на границе раздела может привести к увеличению r_k .

При нанесении расплавленного контактного сплава на торцы кристаллов $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, за счет диффузии приконтактная область кристалла будет обогащаться атомами компонентов сплава. Как было отмечено выше SnTe и $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ кристаллизуются с избытком теллура, что обуславливает наличие в них большего количества ($\sim 10^{21}\text{см}^{-3}$) электрически активных вакансий в подрешетке олова. Можно предполагать, что атомы олова и висмута,

являющиеся компонентами контактного сплава Bi–Sn, диффундируя в приконтактную область кристалла $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, в процессе нанесения контакта располагаются в указанных

вакансиях подрешетки олова и, тем самым, уменьшают концентрацию дырок (основных носителей тока) в этой области.

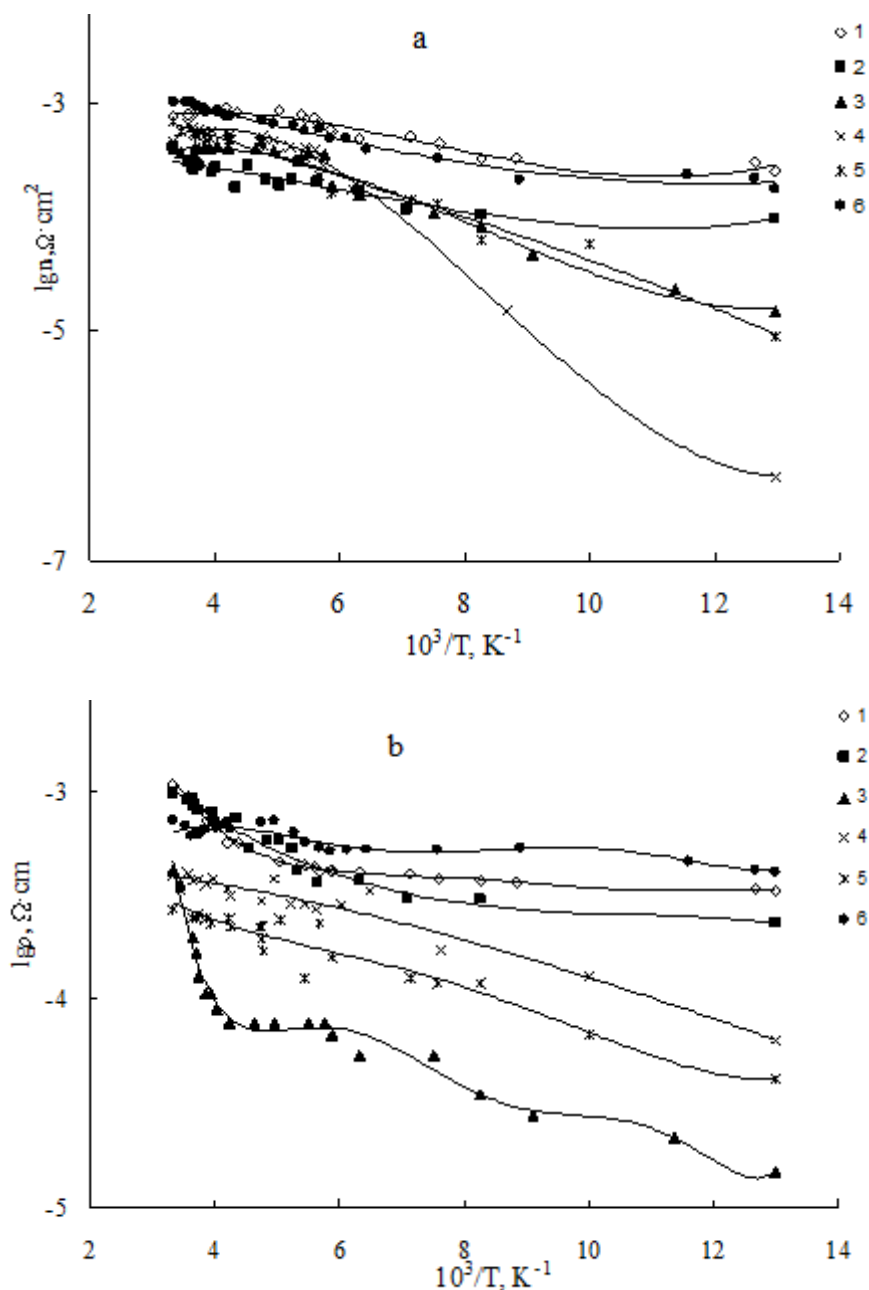


Рис.1

Зависимости удельного электросопротивления контактов монокристаллов $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ со сплавом (мас.%) $^{57}\text{Bi}+^{43}\text{Sn}$ (а) и удельного электросопротивления монокристаллов $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ (б) от температуры.

Кривые 1-6 относятся к $x=0; 0,0025; 0,005; 0,01; 0,02; 0,04$, соответственно.

Высота потенциального барьера $\Delta\phi$ на границе раздела контактный материал- $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, возникающая за счет разности положений уровней Ферми кристаллов и контактного материала и глубина проникновения поля (l) в приконтактную область теллурида олова в контакте определяются соответственно выражениями

$$\Delta\phi = (A_1 - A_2)/e,$$

$$l = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(A_1 - A_2)}{e^2 n_0}}$$

где, в нашем случае, A_1 и A_2 – работа выхода электронов для кристаллов $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ и контактного сплава, соответственно, e – заряд электрона, n_0 – концентрация основных носителей тока (дырок) в кристалле, ε_0 – диэлектрическая постоянная, ε – диэлектрическая проницаемость материала.

Таким образом, диффузия атомов Sn и Bi в приконтактную область кристалла, приводящая к уменьшению в этой области концентрации дырок, также приводит к росту контактного сопротивления в исследованных структурах.

Контактное сопротивление для исследованных нами структур в интервале температур 77–300K возрастает с ростом температуры. Такая зависимость r_k не соответствует механизмам протекания тока термоэлектронной и полевой эмиссии. Поэтому можно сделать предположение, что омический контакт связан с металлическими шунтами [10], представляющими собой атомы висмута, осажденные по линиям несовершенств кристалла $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$. В этом случае сопротивление контакта определяется выражением [10]

$$r_k = \frac{(\rho_0 + \alpha T)l}{\pi d^2 K}$$

где ρ_0 – удельное сопротивление металла при $T \rightarrow 0\text{K}$, α – температурный коэффициент удельного сопротивления, l – ширина слоя объемного заряда, d – атомный радиус металла, K – плотность несовершенств, на которых могут осаждаться атомы металла.

Значения r_k при $\sim 77\text{K}$ в исследованных структурах меняются в пределах $\sim 10^{-4}$ – 10^{-6} Ом·см². Согласно расчетам, проведенных в [10], при

низких плотностях несовершенств ($\leq 10^6 \text{см}^{-2}$), механизм протекания тока по металлическим шунтам является несущественным ($r_k \geq 10^{-1}$ Ом·см²), а при высоких плотностях несовершенств ($> 10^8$ – 10^9см^{-2}), протекание тока, связанное с металлическими шунтами, может стать определяющим. В сплавных контактах к полупроводникам с достаточно низкой плотностью дислокаций механизм шунтирования также может оказаться существенным, так как при вплавлении металла в полупроводник, плотность несовершенств, в частности, дислокаций в приконтактной области сильно увеличивается из-за различия в постоянных решетки контактирующих материалов.

Некоторый же рост удельного сопротивления образцов $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ по сравнению с SnTe , а также контактного сопротивления при больших концентрациях марганца объясняется дефектностью структуры и сложностью структуры валентной зоны этих кристаллов. Принимается, что малые концентрации марганца, распределяясь в кристаллах как примесные атомы, приводят к росту концентрации дырок и, соответственно, электропроводности. При концентрациях марганца больше $x=0,005$ происходит замещение ими атомов олова в кристаллах. Так как исследованные кристаллы кристаллизуются с вакансиями в подрешетке олова, введенные атомы Mn при больших концентрациях, в первую очередь, будут размещаться в этих вакансиях, это приведет к уменьшению концентрации вакансий, т.е. концентрации основных носителей тока (дырок) и росту ρ и контактного сопротивления r_k . Как и в случае $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ [11] в $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ с ростом концентрации Mn зона легких дырок приближается к зоне тяжелых дырок. Поэтому с ростом концентрации марганца в составе $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ вклад тяжелых дырок в электропроводность растет. Это также приводит к росту удельного сопротивления кристаллов и контактного сопротивления.

Уменьшение r_k и ρ после отжига для образцов, содержащих Mn, обусловлено тем, что при отжиге происходит более равномерное распределение атомов Mn как примесей в объеме кристаллов.

Таким образом, полученные данные показывают, что на границе раздела монокристаллов со сплавом Bi–Sn образуются достаточно низкоомные омические контакты, электрические свойства которых определяются, в основном, концентрацией дырок в кристаллах, образованиями промежуточных фаз типа теллуридов висмута и олова на границе раздела

кристаллов $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ с контактным сплавом, диффузией компонентов сплава в приконтактную область кристалла, заканчивающейся заполнением электроактивных вакансий в подрешетке олова и образованием в приконтактной области металлических шунтов, пронизывающих слой объемного заряда.

1. Т.Д.Алиева, Г.Дж.Абдинова, Н.М.Ахундова, Д.Ш.Абдинов. Адгезионные и электрические свойства границы раздела кристаллов $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ со сплавом In-Ag-Au , *ЖФХ*, **82** (2008) 2185-2186.
2. Т.Д.Алиева, Д.Ш.Абдинов. Физико-химические и электрические явления на границе раздела кристаллов твердых растворов систем $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{-Sb}_2\text{Te}_3$, $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{-Bi}_2\text{Se}_3$ с контактными материалами, *Неорган. материалы*, **33** (1997) 27-38.
3. Б.Ш.Бархалов, Н.М.Ахундова, Д.Ш.Абдинов. Исследование границ раздела твердых растворов систем $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{-Sb}_2\text{Te}_3$, $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{-Bi}_2\text{Se}_3$ и сплавов систем Bi-Pb-Sn-Cd , Bi-Pb-Sn , Bi-Sn , *Неорган. материалы*, **26** (1990) 1427-1431.
4. Т.Д.Алиева, Г.Дж.Абдинова, Н.М.Ахундова, Р.А.Исмайылова. Физико-химические процессы на границе раздела некоторых полупроводниковых твердых растворов с контактными сплавами, *ЖФХ*, **83** (2009) 2336-2338.
5. Т.Д.Алиева, Г.Дж.Абдинова, Н.М.Ахундова, С.З.Джафарова. Механизм протекания тока в контакте $(\text{In-Ag-Au})\text{-Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$. *Transactions of National Academy of Sciences of Azerbaijan, Series of Physics–Mathematical and Technical Sciences, Physics and Astronomy*, **XXXI** № 2 (2011) 126-130.
6. Л.Е.Шелимова, Н.Х.Абрикосов. Система Sn-Te в области соединения SnTe , *ЖНХ*, **8** (1964) 1879-1882.
7. Н.Х.Абрикосов В.Ф.Баукина, Л.В.Пережкая. Полупроводниковые соединения, их получение и свойства. М. Наука, (1967) 176.
8. M.R.Lorens, D.M.Yepsen. An Explanation of high cation vacancy concentration and p-type conductivity in semiconductors containing a multivalent metal in its lowest valence state, *J. Phys.Chem.Solids*, **26** (1965) 1177-1179.
9. Б.Ф.Ормонт. Введение в физическую химию и кристаллохимию полупроводников, М. Высш. Школа, (1973) 656.
10. Т.В.Бланк, Ю.А.Гольдберг. Механизмы протекания тока в омических контактах металл–полупроводник, *ФТП*, **41** (2007) 1281-1309.
11. Г.З.Багиева, Г.Д.Абдинова, Н.Б.Мустафаев, Д.Ш.Абдинов. Влияние отжига на электрические свойства монокристаллов $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ с избытком теллура, *ФТП*, **48** (2014) 149-151.

**TERMİK İŞLƏNMƏ KEÇMİŞ $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ MONOKRİSTALLARININ Bi-Sn
ƏRİNTİSİ İLƏ KONTAKTININ ELEKTRİK XASSƏLƏRİ
T.C.ƏLİYEV, G.C.ABDİNOVA, N.M.AXUNDOVA, C.Ş.ABDİNOV**

~473K-də termik işlənmə keçmiş $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ monokristallarının (kütl.%)57Bi+43 Sn evtektikası ilə kontaktının ~77÷300K intervalında elektrik xassələri tədqiq edilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, göstərilən ərinti monokristalla kifayət qədər aşağı müqavimətli omik kontakt yaradır. Evtektikanı kristalın səthinə çəkərkən kontaktda bismut və qalay telluridləri şəklində aralıq faza yaranır, kristalın kontaktyanı hissəsi ərintinin komponentləri ilə legirlənir və bu hissədə qəfəsaltı qalay vakansiyaları həmin komponent atomları ilə qismən dolur.

**ELECTRICAL PROPERTIES CONTACT ANNEALED SINGLE CRYSTALS $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ALLOYED Bi-Sn
T.D.ALIEVA, G.D.ABDINOVA, N.M.AKHUNDOVA, D.SH.ABDINOV**

The electrical properties of the contacts annealed at 473K, $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ eutectic wt.%57Bi+43Sn in the temperature range 77÷300K have been researched. It has been shown that this alloy single crystals created an ohmic contact with a sufficiently low contact resistance. When the eutectic has been coated to the ends of crystals there has been formed the intermediate phases consisted from bismuth tellurides and tin doping of the contact region of the crystal and the filling of vacancies in this area in the sublattice of tin atoms diffusing components of the contact alloy.

Редактор: проф. Г.Аждаров

УДК 537.226.2; 537.226.3

ВЛИЯНИЕ ПРИЭЛЕКТРОДНОГО ЗАЗОРА НА ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ В ЦЕОЛИТЕ

В.И.ОРБУХ¹, Г.М.ЭЙВАЗОВА¹, Н.Н.ЛЕБЕДЕВА¹, М.Б. МУРАДОВ¹, Б.Г.САЛАМОВ^{2,3}

Бакинский Государственный Университет¹

AZ1148 Баку, ул. 3.Халилова 23

Department of Physics, Faculty of Sciences²

Gazi University, 06500 Ankara, Turkey

Институт Физики НАН Азербайджана³

Баку, AZ1143, пр. Г.Джавида, 131

orbukh@rambler.ru

Поступила: 16.06. 2015

Принята к печати: 22.07.2015

РЕФЕРАТ

Измерены диэлектрические спектры трёх видов цеолита с различной проводимостью. Установлено, что имеют место два факта, не укладывающиеся в обычные представления. Во-первых, аномально большие (до тысячи) значения диэлектрической проницаемости. Во-вторых, чёткая зависимость между диэлектрической проницаемостью и проводимостью: образцы с большей проводимостью демонстрируют большую диэлектрическую проницаемость. Предложена модель неоднородной структуры, которая объясняет наблюдаемые явления.

Ключевые слова: цеолит, ионы серебра, диэлектрическая проницаемость

ВВЕДЕНИЕ

Цеолиты – водные алюмосиликаты, бесконечный алюмосиликатный каркас которых образуется при сочленении через общие вершины тетраэдров $[\text{SiO}_4]^{4-}$ и $[\text{AlO}_4]^{5-}$, имеющих сообщающиеся между собой полости, занятые большими ионами и молекулами воды [1]. Слабосвязанные катионы и молекулы воды в порах цеолитов характеризуются значительной подвижностью, что обеспечивает возможность ионного обмена и обратимости дегидратации, причем не оказывая влияния на алюмосиликатный жесткий каркас. Благодаря этому свойству цеолиты имеют необычайно широкую сферу использования в промышленности и сельском хозяйстве.

В настоящее время известны более 45 видов природных цеолитов, из которых наиболее распространенными являются клиноптилолит, гейландит, филлипсит, ломонит, морденит, эрионит, шабазит, феррьерит,

анальцит. Клиноптилолит определяется как серия цеолитовых минералов, имеющих четкую структурную топологию гейландита (HEU).

Структурная топология тетраэдрической HEU решетки достаточно исследована и имеет $C2/m$ симметрию со сплюснутыми каналами, ограниченными десятичленными ($7.5 \times 3.1 \text{ \AA}$) и восьмичленными тетраэдрическими кольцами ($4.6 \times 3.6 \text{ \AA}$), параллельными оси C . Добавочные восьмичленные кольцевые каналы ($4.7 \times 2.8 \text{ \AA}$) параллельны $[100]$ и $[102]$ и пересекаются с предшествующими каналами в пределах $[010]$, образуя систему из двумерных параллельных каналов к $[010]$, которые ответственны за сложистую структуру [1,2].

Анализ данных по структуре и свойствам позволяет рассматривать этот цеолит не только как перспективный сорбент, но и как объект, на котором можно исследовать порэмиссию электронов, размножение электронов и газовый разряд в порах [3], диэлектрические и электрические свойства [4]. Если сорбцион-

ные свойства цеолита определяются размерами и конфигурацией пор, то его электрические свойства определяются составом вещества в поровом пространстве [5]. На основе рентгенографического и спектрального химического анализа нами установлена принадлежность исследуемого нами природного цеолита к высококремнеземным цеолитам типа клиноптилолит [6]. Содержимое каналов представляет собой внекаркасную подсистему - это положительно заряженные ионы-катионы Na^+ , K^+ , Mg^+ , Ca^+ , компенсирующие отрицательный заряд каркаса, а также большое количество молекул H_2O -координационной воды. Вода играет важную роль для обеспечения стабильности каркаса клиноптилолита и, как полагают [7], приводит к увеличению подвижности ионов в поровом пространстве. Слабосвязанные катионы и молекулы воды в порах цеолитов приводят к большим значениям диэлектрической проницаемости на низких частотах и существенной зависимости электрофизических свойств цеолитов от частоты и температуры [8]. Способность катионов диффундировать сквозь большую открытую цеолитовую структуру дает возможность получения высокой ионной проводимости в цеолитах. За последние годы сделано немало попыток исследования факторов, которые управляют ионным транспортом во внешнем электрическом поле [9]. Эти исследования сфокусированы, главным образом, на влиянии температуры, степени гидратации, природы металлических катионов на проводимость, измеряемую на переменном напряжении.

В настоящей работе мы представляем частотные зависимости диэлектрической проницаемости в цеолите (клиноптилолите) с разным составом вещества в поровом пространстве, что приводит к разной проводимости и предлагаем модель для объяснения.

ЭКСПЕРИМЕНТ

В качестве объекта исследования был выбран клиноптилолит: сингония - моноклиновая. пространственная группа симметрии $C2/m$. Параметры элементарной ячейки по данным рентгеноструктурного анализа:

$a=1,761\text{нм}$, $b=1,780\text{нм}$, $c=0,741\text{нм}$, $\beta=115,2^\circ$. Для эксперимента из моноблока цеолита выпиливалась плоскопараллельная пластина, из которой нарезались образцы в виде таблеток размером: толщина $2,3 \times 10^{-3}\text{м}$, площадь большой грани $s=18,75 \times 10^{-6}\text{м}^2$. Электроды были прижимными отполированными металлическими дисками: анод из нержавеющей стали, катод - из латуни.

Для модификации ионами серебра применялся ионообменный метод: I этап - это ионозамещение ионов натрия на ионы серебра, когда пластина цеолита погружалась на сутки в 1М раствор азотнокислого серебра, затем промывалась в деионизированной воде и высушивалась при 100°C ; II этап - это химическое восстановление ионов серебра до наночастиц серебра, когда пластина цеолита с ионами серебра помещается на 40сек в раствор боргидрата натрия (NaBH_4). Таким образом, мы получаем образцы цеолита с разным содержанием ионов серебра.

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ

Электрические свойства полученных образцов измеряли методом импедансной спектроскопии. Образцы помещались между двумя плоскими отполированными металлическими прижимными электродами сэндвич геометрии на входе к прибору МНИПИ Е7-20 (измеритель импеданса LRC, в диапазоне частот $200\text{Гц} \div 1\text{МГц}$). Измерения проводились при комнатной температуре, при атмосферном давлении и влажности воздуха 0,85%. Толщина пластины природного цеолита, модифицированного ионами серебра и цеолита с частично нейтрализованными ионами серебра были, соответственно, 1,95см, 2,92см и 2,1см, а диаметр контакта был 0,5см.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Присутствие в модифицированном цеолите ионов серебра проявляется при сравнении сопротивления натурального и модифицированного цеолита на низкой частоте (500Гц): сопротивление модифицированного образца в 100 раз меньше (для природного цеолита 400Мом, для модифицированного ионами се-

ребра цеолита 3,6Мом и для частично нейтрализованного цеолита 17Мом).

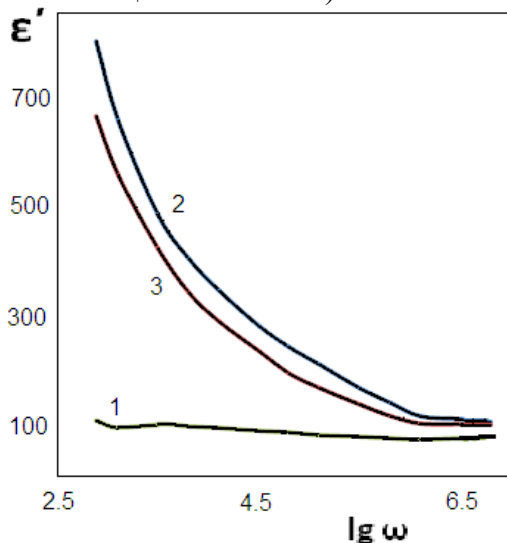


Рис.1

Зависимости проницаемости природного цеолита (1), цеолита модифицированного ионами серебра (2) и модифицированного цеолита с частично нейтрализованными ионами серебра (3)

Полное комплексное сопротивление структуры цеолит-зазор имеет вид:

$$R = \frac{d_1}{s} \frac{1}{\sigma + i\omega\epsilon_0\epsilon_1} + \frac{d_2}{s} \frac{1}{i\omega\epsilon_0\epsilon_2}, \quad (1)$$

первое слагаемое - это комплексное сопротивление цеолита, а второе - зазора, так как они соединены последовательно, то общее сопротивление равно сумме сопротивлений. Из соотношения между комплексным сопротивлением и диэлектрической проницаемостью

$$\epsilon = \text{Im} \frac{d_1 + d_2}{i\omega SR} \quad (2)$$

с учётом (1) получаем:

$$\epsilon = \epsilon_2 \frac{d_1 + d_2}{d_2} \frac{1 + (\omega\tau)^2 x(1+x)}{1 + (\omega\tau)^2 (1+x)^2}, \quad (3)$$

$$x = \frac{\epsilon_1 d_2}{\epsilon_2 d_1}, \quad (4)$$

здесь $\tau = \frac{d_1 \epsilon_2}{d_2 \sigma}$ - максвелловское время.

Из анализа (3) определяем пределы изменения диэлектрической проницаемости в зависимости от частоты:

$$\epsilon_2 \frac{d_1 + d_2}{d_2} \frac{1}{1 + \frac{\epsilon_2 d_1}{\epsilon_1 d_2}} < \epsilon < \epsilon_2 \frac{d_1 + d_2}{d_2}, \quad (5)$$

левая сторона этого неравенства - предельное значение диэлектрической проницаемости при высоких частотах, правая - для низких частот. В предельном случае, когда $d_2 \ll d_1$ (5) принимает вид:

$$\epsilon_1 < \epsilon < \epsilon_2 \frac{d_1}{d_2}. \quad (6)$$

Именно таким образом малость толщины зазора по сравнению с толщиной образца, объясняет наблюдаемую аномально большую диэлектрическую проницаемость. Физический механизм такого явления заключается в следующем. Если период внешнего электрического поля существенно больше, чем максвелловское время, то поле успевает вытесняться из объёма образца в зазор, ёмкость которого велика из-за малой его толщины. В противоположном случае, когда период внешнего поля существенно меньше максвелловского времени, поле не успевает вытесняться в зазор, поэтому измеряемая ёмкость есть последовательно соединённые малая ёмкость образца и большая ёмкость зазора. В этом случае общая ёмкость определяется меньшей из них.

Из (5) следует, что отношение наибольшего к наименьшему значению измеряемой диэлектрической проницаемости:

$$\frac{\epsilon_{\max}}{\epsilon_{\min}} = 1 + \frac{\epsilon_2 d_1}{\epsilon_1 d_2}. \quad (7)$$

Если не учитывать разницу в диэлектрических проницаемостях, то уже при толщине диэлектрического слоя на порядок меньше получается наблюдаемое изменение диэлектрической проницаемости. (3) также объясняет увеличение диэлектрической проницаемости с ростом проводимости. Дело в том, что (3) убывающая функция от $\tau = \frac{d_1 \epsilon_2}{d_2 \sigma}$, а эта функция

обратно пропорциональна проводимости. Отсюда следует, что реальная часть диэлектрической проницаемости возрастающая функция проводимости.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в рамках простой двухслойной модели удалось объяснить наблюдаемое аномально большое значение диэлектрической проницаемости. Оказалось, что аномалии никакой нет, просто при низких частотах отклик определяется узким диэлектрическим слоем. Но большая ёмкость этого слоя есть следствие его малой толщины, а не аномально большой диэлектрической проницаемости. Это явление хорошо известно в полупроводниках, когда при измерении диэлектрической проницаемости на частотах меньших обратного максвелловского времени фактически измеряется диэлектрическая проницаемость приэлектродного слоя. Мы обнаружили это явление

в ионном материале только благодаря очень большой проводимости цеолита модифицированного серебром. Что касается влияния проводимости цеолита на измеряемую емкость слоя, то оно связано с более эффективной перекачкой поля от цеолита на узкий диэлектрический зазор цеолита. Понятно, что изложенные соображения следует учитывать при интерпретации результатов исследований диэлектрических спектров. Хотя все (перекачка поля из низкоомных областей структуры в высокоомные) может реализовываться и в другом виде. Например, высокоомные области могут реализоваться в виде пустот между кристаллитами цеолита, которые выполняют роль низкоомных компонентов.

1. G. Gottardi, E.Galli, *Natural Zeolites*. Berlin: Springer-Verlag, (1985) 409.
2. Ch.Baerlocher, W.M.Meier, D.H. Olson, *Atlas of Zeolite framework Types, Revised*. Amsterdam; Elsevier, (2007) 405.
3. Н.Н.Лебедева, В.И.Орбух, Ч.А.Султанов. Газоразрядная система с цеолитовым электродом, *ЖТФ*, **80** (2010) 134-137.
4. С.Ш.Сулейман, А.А.Саакян, С.Никогосян, С.А.Юнусова. Диэлектрические свойства натуральных цеолитов, *Вест. Рос. Ун. Дружбы Народов*, 1-2 и 3-4 (2007) 147-154 и 155-161
5. В.Н.Богомолов. Жидкости в ультратонких каналах (нитяные и кластерные кристаллы) *УФН*, **124** (1978) 171-182.
6. T.Z.Kuliyeva, N.N.Lebedeva, V.I.Orbukh, Ch.A.Sultanov, *Natural Zeolit-Klinoptilolit Identification, Fizika*, **15** 3 (2009) 43-45.
7. В.В.Юрков, С.В.Лангин, С.В.Барышников, Л.Г.Колесникова, А.И. Регулина, А.Б.Серов, *Цеолиты Амурской области, Минеральные ресурсы, Вестник ДВО РАН*, 1 (2004) 69-79.
8. J.M.Kalogeras, Vassilikou-Dova, *Molecular, Mobility in Microporous Architectures: Conductivity and Dielectric Relaxation Phenomena in Natural and Synthetic Zeolites*, *Cryst.Res.Technol*, 31 (1966) 693
9. В.Л.Вейсман, В.Н.Марков, Л.И.Николаева, С.В.Панькова, В.Г.Соловьев. Проводимость монокристаллов цеолитов, *ФТТ*, **35** (1993) 1390-1393

ELEKTROD BOŞLUĞUNUN SEOLITİN DIELEKTRİK NÜFUZLUĞUNUN QIYMƏTİNƏ TƏSİRİ

V. İ. ORBUX, Q. M. EYVAZOVA, M. B. MURADOV, N. N. LEBEDEVA, B.G.SALAMOV

Müxtəlif keçiriciliyi olan üç növ seolitın dielektrik xassələri tədqiq edilmişdir. Adı təsəvvürlərimizə uyğun olmayan iki fakt aşkar edilmişdir. Birincisi dielektrik nüfuzluğunun qiymətinin anomal böyük (1000-ə qədər) olmasıdır. İkincisi dielektrik nüfuzluğu və keçiricilik arasında dəqiq asılılığın olmasıdır: böyük keçiriciliyə malik nümunələr böyük dielektrik nüfuzluğuna malikdir. Müşahidə olunan effektləri izah edən qeyri-bircins struktur üçün model təklif edilmişdir.

THE INFLUENCE OF ELECTRODE GAP ON THE DIELECTRIC CONSTANT OF THE ZEOLITE

V.I.ORBUX, G.M.EYVAZOVA, N.N.LEBEDEVA, M.B.MURADOV, B.G.SALAMOV

Dielectric spectra of three kinds of zeolite with different conductivity have been measured. It has been found that there were two facts that haven't fit with the usual presentation. Firstly, it has been anomalously large values of the real part of the dielectric permittivity. Secondly, it has been a clear relationship between the dielectric permittivity and conductivity: samples of higher conductivity exhibit high dielectric constant. We have suggested a model of an inhomogeneous structure, which explains the observed phenomena.

Редактор: проф. М.Курбанов

УДК 541. 183. 539. 104

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В НАНО-ДИОКСИДЕ ЦИРКОНИЯ

А.А.ГАРИБОВ, Т.Н.АГАЕВ, Г.Т.ИМАНОВА, И.А.МАМЕДЪЯРОВА

*Институт радиационных проблем НАН Азербайджана
AZ1143, Баку, ул. Б. Вахабзаде, 9
agayevteymur@rambler.ru
gunel_ismayilova@rambler.ru*

Получена: 18.05.2015

Принята к печати: 22.06.2015

Ключевые слова: ДТА, диоксид циркония, энтальпия, теплоемкость.

РЕФЕРАТ

В интервале температур $T=1200\div2800\text{K}$ измерена энтальпия диоксида циркония. В исследуемом интервале температур обнаружено два полиморфных превращения в ZrO_2 . Определены значения низкотемпературной и высокотемпературной теплот полиморфных превращений, энтальпии превращения моноклинной модификации в тетрагональную и тетрагональную в кубическую.

Диоксид циркония обладает хорошими прочностными, теплоизоляционными и диэлектрическими свойствами в широком интервале температур, что позволяет рассматривать его в качестве перспективного материала как для производства конструкционных материалов, так и для применения в микроэлектронике. Однако сильная зависимость коэффициента линейного расширения материала от температуры, связанная с полиморфностью ZrO_2 (моноклинная фаза стабильна ниже 1170°C , тетрагональная - от 1170 до 2370°C , кубическая – выше 2370°C), значительно ограничивает его применение. Кроме того, циркониевые сплавы нашли широкое применение в ядерной энергетике в качестве конструкционных материалов для тепловыделяющих элементов, чехлов, канальных труб и других компонентов тепловыделяющих сборок [1].

Известно, что наноразмерные порошки диоксида циркония находят применение в различных технических изделиях. Одними из таких изделий являются и топливные ячейки – устройства, служащие для преобразования тепловой энергии в электрическую энергию. Топливные ячейки работают при достаточно высоких температурах, и чтобы обеспечить их

высокое качество и используют наноразмерные порошки, в частности диоксид циркония (ZrO_2). Однако при использовании ZrO_2 в качестве компонента конструкционного материала необходимо учитывать наличие фазовых переходов при высоких температурах.

Целью данной работы было расширение области применения диоксида циркония, что требует более детального изучения термодинамических свойств и фазовых превращений в диоксиде циркония, а также уточнения имеющихся литературных данных по калориметрическим свойствам.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРМЕНТА

Исследования проводились в статических условиях в специальных кварцевых ампулах объемом $V=1.0\text{cm}^3$ [2,8,10]. В качестве объекта исследования брали образцы диоксида циркония размером частиц $20\div30\text{nm}$. Состав образцов изучен на атомно-абсорбционном спектрометре АА 300 (Perkin Elmer). Состав исследованного диоксида циркония приведены в Таблице 1.

Диоксид циркония – тугоплавкое соединение с преимущественно ионной межатомной связью, существующее в трех кри-

сталлических модификациях: кубической, тетрагональной и моноклинной. Высокая прочность и трещиностойкость диоксида циркония обусловлены полиморфным превращением метастабильной тетрагональной модификации в стабильную моноклинную.

Таблица 1

Элемент	ZrO	Fe	Si	O	Li	Ti	K
Состав, масс. %	99,9	0,01	<0,004	0,03	0,0001	0,0042	0,003

Высокое значение коэффициента термического расширения (КТР) благоприятствует сочленению деталей из диоксида циркония с металлическими и стальными деталями, имеющими близкие значения КТР.

Рентгенографический анализ является начальной стадией рентгеноструктурного, что позволяет делать выводы о физико-химических параметрах данного соединения. Рентгеноструктурный анализ определяет параметры кристаллической решетки, ее структуру и симметрию. Основными методами изучения полученных кристаллов были метод Лауэ и Вайзенберга. Главным преимуществом первого является определение ориентации кристалла. Методом вращения определяли параметры кристалла. Метод Вайзенберга позволяет точно определить параметры и симметрию кристаллической решетки. Применяя последовательно методы Лауэ и Вайзенберга были определены кристаллические постоянные полученного соединения. Рентгенофазный анализ образцов проводили на дифрактометре D8ADVANCE (Германия). Рабочий режим – 40кВ, 40мА, CuK_2 облучение, $\lambda=1,5406\text{Å}$, $0,5^\circ < 2\theta < 80^\circ$, $T=300\text{K}$. После термической обработки образцов они вновь перемешиваются до однородного состояния и помещаются в кювету аппарата. Во всех образцах использовались одинаковые условия и режимы. Термический анализ является одним из самых удобных методов определения фазовых переходов. Исследования проводились на установке “Perkin Elmer” STA

6000. Примененная методика позволяет определить потерю массы и фазовые переходы первого типа. Последовательность работ следующая:

- дистиллированная вода, добавленная в анализатор «PolyScience» для поддержания температуры, охлаждается до температуры 16°C с помощью цифровой системы;
- оператор на своем компьютере входит в программу «Pyris Manager» и в окне «PyrisSeries-STA6000 COM-1» создает связь между аппаратом и компьютером;
- для отвода продуктов горения из системы надо обеспечить бесперебойное движение аргона в системе со скоростью 20 мл/мин;
- на вкладке «Sample Info» окна «PyrisSeries-STA6000» взвешивается пустая масса тигеля, очищенного кислотой и этиловым спиртом. Масса этого тигеля измеряется встроенными в аппарат электронными весами с точностью 10^{-6}г и отмечается в программе автоматически;
- образцы заполняются в пустой тигель и помещаются в аппарат. Программное обеспечение автоматически вычисляет разницу в весе, определяя тем самым массу образцов. Эта масса запоминается программой;
- во второй части программа тестирует подачу аргона со скоростью 20мл/мин;
- в третьей части вводятся данные о температуре, скорости нагрева и охлаждения образцов;
- в четвертой части происходит запоминание всех сделанных изменений. В этот момент продукты горения уносятся потоком аргона;
- площади экзо и эндотермических эффектов, полученные из термических кривых, вычисляются в графе «Peak Area» окна «Calculation» и определяются как энтальпия (мл Дж/г).

Температура образца измерялась эталонным оптическим монохроматическим пирометром ЭОП-66 через призму внутреннего отражения. Погрешность измерения температуры образца во всем температурном диапазоне исследований не превышала 0,3%.

Калориметрическая система включала массивный цилиндрический медный блок, расположенный коаксиально оболочке из нержавеющей стали, размещенный в водяном термостате. Температура термостата автоматически поддерживалась постоянной с погрешностью 0,001K.

Блок калориметра защищался от теплового воздействия нагревателя, а образец в приемном устройстве от торцевых тепловых потерь установленными между печью и блоком тремя охранными устройствами. Функция теплового значения калориметрической системы определялась градуировкой, при которой тепло образца имитировалось измеряемой энергией электрического нагревателя.

Герметичный объем установки откачивался форвакуумным и диффузионным насосами до $5 \cdot 10^{-2}$ Па и заполнялся аргоном до $1,05 \cdot 10^5$ Па. Образец нагревался в печи до заданной температуры со скоростью около 1,5K/с и охлаждался в калориметре со скоростью 2,0÷1,0K/с.

Исследуемый диоксид циркония помещался в ампулы, изготовленные из кварца, в количестве $m_{\text{ZrO}_2} = 4 \cdot 10^{-2}$ г.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Методом термического дифференциального анализа (ДТА) можно получить информацию о фазовых переходах, структурных и модификационных изменениях вещества в зависимости от температуры. Эксперименты проводились на установке (Perkin Elmer Simultaneous Thermal Analyzer, STA 6000, США). Был проведен термический анализ ZrO_2 с целью выявления изменений. Соответствующий спектр показан на Рис.1. Структурные изменения, фазовые и модификационные переходы в ZrO_2 указаны в ДТ (сканирующий дифференциальный термический анализ) и ДТА кривых, а зависи-

мость потери массы от температуры – на ТГА (термогравиметрической) кривой. Видно, что на ТГА кривой общая потеря массы монотонно возрастает при $T \leq 30^\circ\text{C}$ и достигает примерно 2.2%. Основная потеря массы объясняется разложением адсорбированной воды.

Известно, что в интервале $1170 \div 2370^\circ\text{C}$ в ZrO_2 происходит фазовый переход. Во время этого перехода параметры решетки системы меняются в пределах ± 0.001 . Малый эндоэффект, обнаруженный в слабом ДТА сигнале при 1170°C , еще раз подтверждает существование этого перехода. Также обнаруживается изменение α -модификации в ДТА сигнале при 2370°C . При высоких значениях температуры не обнаружено явных изменений на ТГ кривой.

Фазовые превращения в ZrO_2 изучены рентгенографическими методами (Рис.2). В этих [1-5] и других подобных исследованиях было показано, что полиморфное превращение моноклинной структуры в тетрагональную происходит не при постоянной температуре, что характерно для фазовых переходов первого рода, а в некоторой температурной области [3]. Такой же вывод был сделан при исследовании теплового расширения поликристаллических твердых растворов диоксидов циркония. В зоне фазового превращения эта тенденция наблюдается и в работах по измерению энтальпии. Фазовое превращение тетрагональной структуры диоксида циркония в кубическую экспериментально обнаружено только в работе [1] и при измерении теплоемкости [1,2,6].

Энтальпию ZrO_2 ($M=123,22$) определяли в интервале температур $T=1200 \div 2900\text{K}$. Известно, что диоксид циркония в исследованной области температур имеет два фазовых перехода [9], перестройка решетки в которых проходит с небольшой скоростью. Для обеспечения фазового превращения всей массы вещества в области фазового перехода образцы выдерживали при температуре исследования около 1ч. Косвенный контроль полноты превращения осуществ-

лялся чередованием исследований для различных фаз на одном образце.

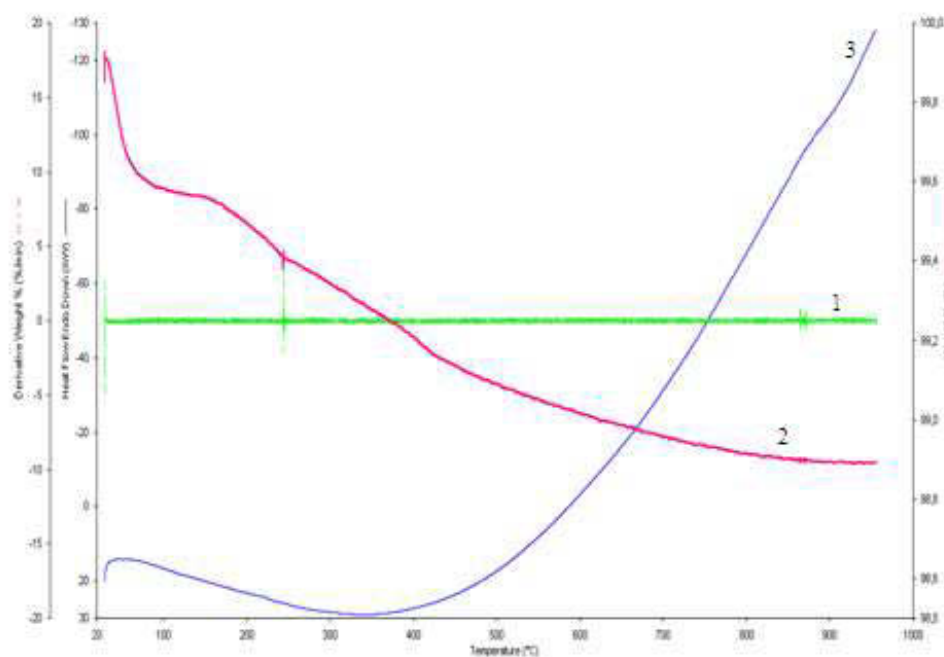


Рис.1

Термодинамический анализ исходного нано - ZrO_2 :1 - ДТА; 2 – ТГА; 3 – ДТ.

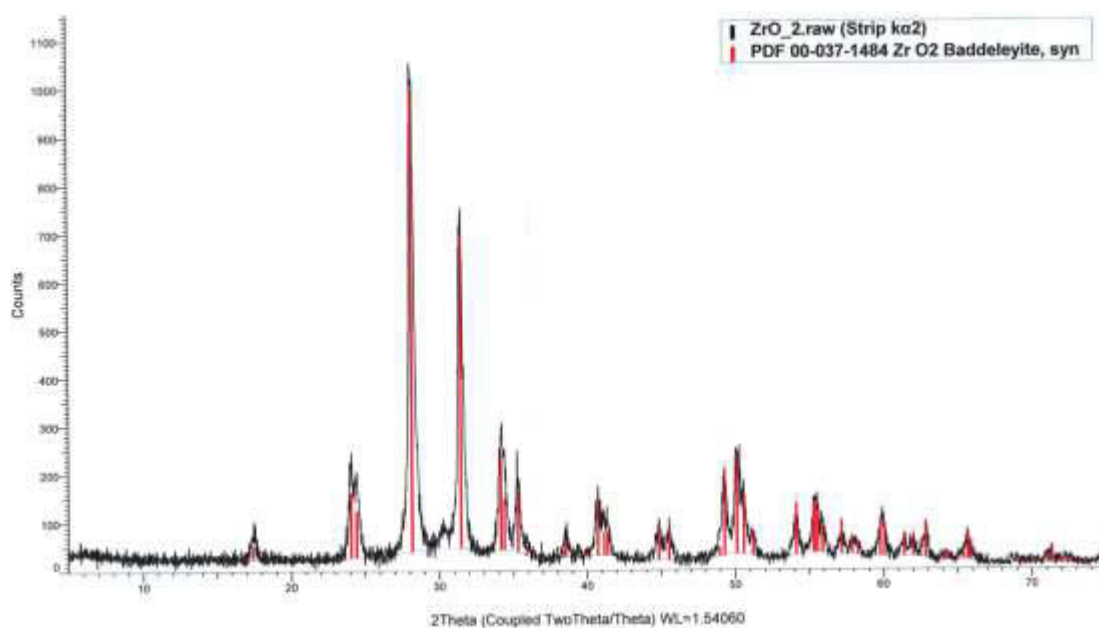


Рис.2

Рентгенограмма фазовых превращений в ZrO_2

При измерении энтальпии веществ методом смешения необходимо учитывать особенности методики, согласно которой образец в одном опыте дважды претерпева-

ет структурное преобразование. Нагрев образца в печи выше измеряемой температуры перехода вызывает полное или частичное превращение одной структуры в другую, а

при попадании образца в калориметр осуществляется обратный переход, скрытая теплота которого, выделяемая при охлаждении, измеряется вместе с общей энергией, выделенной образцом. Таким образом, по описываемой методике фазовые превращения [4,5,8] фиксируются при охлаждении образца.

Полученные результаты представлены на Рис.3. в виде средней теплоемкости $c_p = (H_T - H_{298,15}) / (T - T_0)$. Как видно, экспериментальные точки образуют три условные температурные зоны: I - $\sim 1200 \div \sim 1450\text{K}$, II - $\sim 1450\text{K} \div \sim 2650\text{K}$, III- $\sim 2650 \div 2900\text{K}$, отличающиеся скоростью изменения энтальпии. Учитывая литературные источники, можно констатировать, что на I участке диоксид циркония имеет моноклинную структуру, которая при T_1 полностью переходит в тетрагональную модификацию (II зона).

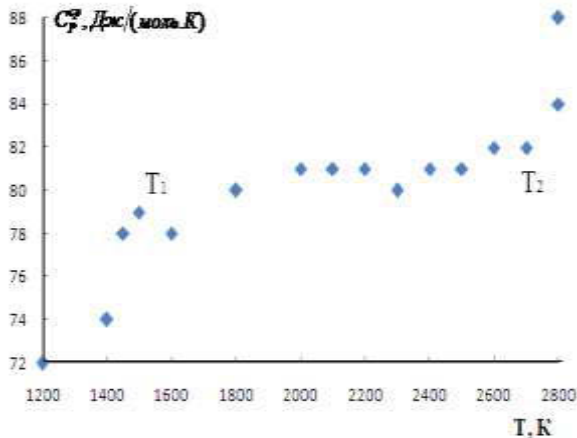


Рис.3

Среднее значение теплоемкости диоксида циркония

При температуре T_2 изменение скорости роста энтальпии (средней теплоемкости) связывается с полиморфным превращением диоксида циркония из тетрагональной структуры в кубическую [10-12].

Фазовый переход из моноклинной в тетрагональную изучался в работах [1-3], в которых утверждалось, что моноклинная фаза ZrO_2 обратимо переходит в тетрагональную модификацию в пределах, равных $\sim 70\text{K}$, и что это превращение, скорее всего, относится к переходам диффузного типа, которые не связываются со скачкообразным

выделением тепла. В связи с этим при обработке полученных данных предполагалось, что в интервале температур $T_1 - \leq T_1 \leq T_1 + \text{ZrO}_2$ находился в двухфазном состоянии (моноклинная + тетрагональная) с соотношением фаз, зависящим от температуры. Экспериментально полученные значения по энтальпии ZrO_2 во всем интервале температур аппроксимировались единым уравнением, которое учитывало структуру вещества:

$$H_T - H_{298,15} = (1 - k_1) H^m(T) + k_1 (1 - k_2) H^t(T) + k_2 H^c(T), \quad (1)$$

где- $H^m(T)$, $H^t(T)$, $H^c(T)$ – линии регрессий энтальпий для моноклинной, тетрагональной и кубической модификаций, соответственно. Коэффициенты k_1 и k_2 (концентрации тетрагональной и кубической структур) принимают следующие значения: $k_1 = 0$ для моноклинной модификации, $k_1 = 1$ для тетрагональной и кубической, $k_1 = [(T_1 - T_{1-}) / (T_{1+} - T_{1-})]^r$ для раствора моноклинной и тетрагональной, $k_2 = 1$ для кубической и $k_2 = 0$ для остальных.

Задаваясь уравнениями теплоемкостей для моноклинной (2), тетрагональной (3) и кубической (4) модификаций:

$$C_p^m = a_0 + a_1 T + a_2 T^2 + a_3 [1/T^2], \quad (2)$$

$$C_p^t = a_4 + a_5 T + a_6 T^2, \quad (3)$$

$$C_p^k = a_7 + a_8 T + a_9 T^2, \quad (4)$$

и учитывая (1), получаем уравнение для средней теплоемкости во всем изучаемом интервале температур:

$$\begin{aligned} \bar{C}_p = & (1 - k_1) \left[a_0 + a_1 (T + T_0) / 2 + a_2 ((T^2 + T_0 T + T_0^2) / 3 - a_3 / T_0 T) \right] + \\ & k_1 (1 - k_2) \left[a_4 + a_5 (T + T_0) / 2 + a_6 (T^2 + T T_0 + T_0^2) / 3 \right] + \\ & + (1 - k_2) \left[a_4 + a_5 (T + T_0) / 2 + a_6 (T^2 + T T_0 + T_0^2) / 3 \right] \quad (5) \end{aligned}$$

Коэффициенты уравнения (5) рассчитывали методом наименьших квадратов. Значения T_{1-} , T_{1+} и r определялись по минимуму суммы квадратов отклонений. Полученные оценки показали, что превращение из одной структуры в другую происходит в интервале $T_{1+} - T_{1-} = 9\text{ K}$, соизмеримом с

погрешностью эксперимента, и является переходом I рода ($T_1=1450\text{K}$). По проведенным расчетам превращение тетрагональной модификации в кубическую происходит при температуре $T_2=2660\text{K}$.

Получены следующие расчетные параметры уравнения (5) (для энтальпии в Дж/моль): $a_1=6,94045 \times 10$; $a_2=8,79621 \times 10^{-3}$; $a_3=-1,43165 \times 10^6$; $a_4=7,52967 \times 10^1$; $a_5=3,55216 \times 10^{-3}$; $a_6=4,93324 \times 10$; $a_7=2,39006 \times 10^{-2}$ и $S_0^2=0,589$ (дисперсия результатов измерений).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты исследований в области температур 1200-2800K позволили оценить значения теплот полиморфных превращений: $-5,5 \pm 1,5 \text{ кДж/моль}$ и $-8,6 \pm 1,5 \text{ кДж/моль}$, соответственно, как 6,5% и 4,5% от величины энтальпии в точке перехода. Энтальпии превращения моноклинной модификации в тетрагональную и тетрагональной в кубическую равны 3,8 и 3,2 Дж (моль. К), соответственно.

1. А.Г.Богданов, В.С.Руденко, А.Г.Макаров. Рентгенографическое исследование двуокисей циркония и гафния при температурах до 2750°C , ДАН СССР, (1985) 43-45.
2. G.M. Wolten, J. Amer. Ceram. Soc., 46 (1983) 418-420.
3. J.P.Stansfeld, J. Amer. Ceram. Soc., 48 (1995) 436-
4. J.P.Coughlin, E.G.King, J. Amer. Ceram. Soc., 72 (1990) 2262-
5. Д.Ш.Цагарешвили, Г.Г.Гвелисиани, Труды Грузинского Института металлургии, XIV №4 (1984) 187-
6. C.D.Pears, Southern Res. Inst., USAF ASD-TDR-62-765, (1993)1-420.
7. В.Я.Чеховской, В.Д.Тарасов, И.А. Жукова, ТВТ, 12 (1984) 1224-1231.
8. В.Я.Чеховской, И.А.Жукова, В.Д. Тарасов, ТВТ, 17 (1989) 754-757.
9. Термодинамические свойства индивидуальных веществ, Справочник под ред. Акад. В.Г.Глушко, М.: Наука, 4 (1982) 114.
10. С.А.Кац, В.Я.Чеховской, М.Д.Каваленко, Теплофизические свойства циркония и гафния при высоких температурах, Док. АН СССР, I (1983)395-397.
11. Ю.Е.Щелудяк, Л.Я.Кашпаров и др., Теплофизические свойства компонентов горячих систем, (1992) 184.
12. Я.Шестак, Теория термического анализа. Физико-химические свойства твердых неорганических веществ, М.: Мир, (1987) 450.

NANO-DİOKSİD SİR KONİUMDA FAZA KEÇİDLƏRİNİN TƏDQİQİ

A.A.QƏRİBOV, T.N.AĞAYEV, G.T.İMANOVA, İ.A.MƏMMƏDYAROVA

Dioksidi sirkoniumun $T=1200\div 2000\text{K}$ temperatur aralığında entalpiyası ölçülmüşdür. Müəyyən edilmişdir ki, bu temperatur aralığında ZrO_2 -də iki polimorf çevrilmə baş verir. Bu çevrilmələrin istilik miqdarının qiymətləri təyin olunub: müvafiq olaraq aşağıtemperaturlu və yüksəktemperaturlu. Həmçinin monoklin haldan tetraqonal və tetraqonal haldan kubik hala keçidlərin entalpiyaları da təyin olunmuşdur.

INVESTIGATION OF PHASE TRANSITIONS IN NANO-ZIRCONIUM DIOXIDE

A.A.GARİBOV, T.N.AGAYEV, G.T.IMANOVA, İ.A.MAMMADYAROVA

The zirconium dioxide enthalpy has been measured in the range of temperatures $T=1200\div 2000\text{K}$. Two polymorphic transformations in ZrO_2 in this temperature interval have been revealed. Value of low- and high-temperature warmth of polymorphic transformations and an enthalpy of transformation of monocline modification in tetragonal and tetragonal in the cubic have been defined.

УДК 546.22/.24; 538.935; 541.148

ИЗУЧЕНИЕ ФАЗОВЫХ РАВНОВЕСИЙ В СИСТЕМЕ TlSe-YbSe, ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛА TlYbSe₂

Ф.М.СЕЙДОВ, Э.М.КЕРИМОВА, Р.З.САДЫХОВ, Р.Г.ВЕЛИЕВ, Н.З.ГАСАНОВ,
К.М.ГУСЕЙНОВА

*Институт физики НАН Азербайджана
AZ-1143, Баку, пр. Г.Джавида, 131
ramizveliyev@gmail.com*

Поступила: 09.04.2015

Принята к печати: 23.06.2015

РЕФЕРАТ

Методом дифференциально-термографического анализа выявлено, что в системе TlSe-YbSe при соотношении компонентов 1:1 образуется соединение TlYbSe₂ с incongruentным плавлением, а на основе TlSe при комнатной температуре растворяется 2мол% YbSe. Рентгенографическим анализом установлено, что TlYbSe₂ кристаллизуется в тетрагональной сингонии.

Исследования электрических свойств показали, что TlYbSe₂ обладает p-типом проводимости. Определена ширина запрещенной зоны TlYbSe₂, а также механизм рассеяния носителей тока в нем. Измерениями магнитных характеристик установлено, что соединение TlYbSe₂ обладает парамагнитным состоянием.

Ключевые слова: дифференциально-термический анализ, электропроводность, удельная намагниченность.

Тройные таллиевые халькогениды редкоземельных элементов являются одними из представителей нового класса полупроводников, привлекающего большое внимание исследователей [1-13]. Как известно, кристаллическая структура TlSe составлена из двух самостоятельных структурных единиц – восьмивершинника, с ионным характером связи М-Х (металл–халькоген, Tl¹⁺-Se) и тетраэдра, с ковалентной связью между М-Х (Tl³⁺-Se) [3]. Для управления полупроводниковыми свойствами при катионном замещении в структурных рамках типа TlSe практически возможным и наиболее рациональным является замещение трехвалентных ионов таллия в тетраэдрах соответствующими элементами III^B подгруппы (Ga, In), а также трехвалентными редкоземельными элементами (Yb, Sm, Er, Dy, Gd) [3,7-9], не затрагивая при этом одновалентных ионов Tl¹⁺ в восьмивершиннике. Поэтому большой

интерес вызывает, в частности, исследование взаимодействия TlSe с YbSe. В этой связи в настоящей работе было изучено фазовое равновесие в системе TlSe-YbSe, а также электрические и магнитные свойства кристалла TlYbSe₂.

Образцы системы TlSe-YbSe готовили сплавлением в кварцевых ампулах соединений TlSe и YbSe, взятых в различных соотношениях. При этом температуру печи поднимали со скоростью 5К/мин до 1440÷1490К. Выдерживали при этой температуре 6÷7 часов и потом медленно снижали температуру до комнатной. Сплавы, содержащие до 50мол% YbSe, отжигали при температуре (620±10)К в течение 650 часов, а сплавы с концентрацией YbSe 50÷100мол% - при (1340±20)К в течение 590ч.

Построенная по результатам дифференциально-термографического анализа диаграмма состояния системы TlSe-YbSe показана на Рис.1. Низкотемпературную часть

диаграммы состояния этой системы исследовали на приборе НТР-64, а высокотемпературную часть - на установке ВДТА-8, позволяющей работать до 2470К под давлением спектрально чистого гелия.

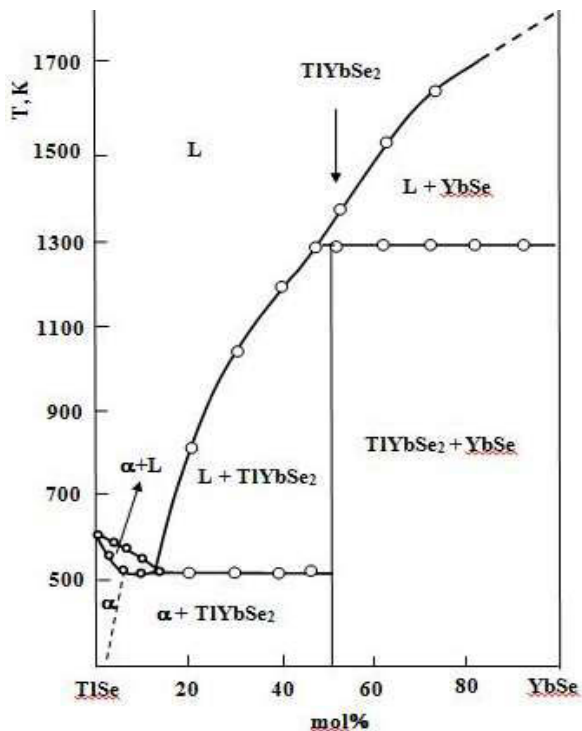


Рис.1

Диаграмма состояния системы TiSe-YbSe.

Из диаграммы состояния следует, что в системе TiSe-YbSe при соотношении компонентов 1:1 по перитектической реакции $\text{Ж} + \text{YbSe} \leftrightarrow \text{TiYbSe}_2(\text{тв.})$ образуется соединение TiYbSe_2 , которое инконгруэнтно плавится при температуре $T_{\text{пл}} = (1300 \pm 20)\text{K}$.

В системе TiSe-YbSe со стороны TiSe образуется невариантная эвтектика состава $(\text{TiSe})_{0,87}(\text{YbSe})_{0,13}$, плавящаяся при температуре 540K. Для определения состава эвтектики был построен треугольник Таммана. При комнатной температуре в TiSe растворяется 2мол% YbSe. Кроме того, в системе TiSe-YbSe образующаяся перитектическая точка отвечает составу $(\text{TiSe})_{0,55}(\text{YbSe})_{0,45}$ и температуре 1300K.

Рентгенограммы порошковых образцов TiYbSe_2 снимали на установке УРС-55 (CuK_α -излучение, $\lambda = 1,5418\text{\AA}$, фильтр - Ni, режим: 35кВ, 10мА) в камере РКД-57,3мм. По результатам рентгенографического анализа установлено, что соединение TiYbSe_2 кристаллизуется в тетрагональной сингонии с параметрами элементарной ячейки: $a = 8,31\text{\AA}$; $c = 7,22\text{\AA}$. Расчет рентгенограммы кристалла TiYbSe_2 приведен в Таблице.

Для исследования электрических свойств соединения TiYbSe_2 были получены его монокристаллы, выращенные видоизмененным методом Бриджмена-Стокбаргера в специально изготовленных ампулах из плавленого кварца. Внутренние стенки ампулы были покрыты слоем графита. Ампулы помещали в вертикальную двухзонную печь. Равновесную температуру в верхней высокотемпературной зоне устанавливали на $25 \div 30\text{K}$ выше температуры плавления ($T_{\text{пл}}$) вещества, а температура низкотемпературной зоны была на $30 \div 40\text{K}$ ниже $T_{\text{пл}}$. Между этими двумя зонами имела переходная зона с градиентом температуры $\sim 20\text{K}/\text{см}$. Ампула с веществом с помощью специального механизма вводилась вдоль оси трубчатой печи в верхнюю высокотемпературную зону и после $15 \div 20$ -часовой стабилизации режима перемещалась вниз со скоростью $0,8\text{мм}/\text{час}$. За $7 \div 8$ дней ампула с веществом, полностью пройдя через переходную зону кристаллизации, оказывалась в низкотемпературной зоне печи. Затем температуры обеих зон медленно ($2 \div 3$ суток) понижались до комнатной. Полученные таким образом слитки TiYbSe_2 состояли из ориентированных вдоль ампулы длинных ($\sim 11\text{см}$) тончайших волокон, образующих монолитный кристалл.

Электропроводность и коэффициент Холла монокристалла TiYbSe_2 исследовали компенсационным методом. Образцы для измерений имели форму прямоугольного параллелепипеда с размерами $(3 \times 4 \times 11) \cdot 10^{-3}\text{м}$. Для создания надежных омических контактов вольфрамовые зонды приваривали к боковым

граням образца при помощи конденсаторного разряда.

На Рис.2 приведены температурные зависимости электропроводности и коэффициента Холла кристаллов TiYbSe₂. Электропроводность σ увеличивается с ростом температуры, т.е. зависимость $\sigma(T)$ имеет полупроводниковый характер. Экспоненциальный рост электропроводности с температурой в области вы-

соких температур связан с появлением собственной проводимости. Было определено значение ширины запрещенной зоны (E_g) исследуемых кристаллов по высокотемпературным участкам кривых $\lg(RT^{\frac{3}{2}}) = f(\frac{10^3}{T})$ и $\lg\sigma = f(\frac{10^3}{T})$, из наклона которых получена величина E_g , равная 0,58эВ.

Таблица

Расчет рентгенограммы кристалла TiYbSe₂.

№	I, %	θ	$\sin \theta$	$d_{\text{эксп}}, \text{\AA}$	hkl	$d_{\text{расч}}, \text{\AA}$
1	7	10°40'	0,1851	4,16	200	4,15
2	7	14°54'	0,2571	2,99	220	2,98
3	10	16°48'	0,2890	2,67	310	2,68
4	4	20°12'	0,3483	2,23	113	2,23
5	4	21°30'	0,3665	2,09	400	2,10
6	6	23°18'	0,3955	1,95	330	1,96
7	4	24°12'	0,4099	1,88	420	1,89
8	5	25°24'	0,4289	1,79	004	1,78
9	5	26°36'	0,4478	1,72	114	1,71
10	2	27°42'	0,4648	1,66	510	1,66
11	2	30°18'	0,5045	1,53	521	1,52
12	3	31°24'	0,5210	1,48	440	1,49
13	2	32°18'	0,5344	1,44	530	1,44
14	2	33°18'	0,5490	1,40	600	1,42
15	2	36°30'	0,5948	1,29	424	1,30
16	3	37°31'	0,6088	1,27	315	1,29
17	4	38°32'	0,6225	1,24	631	1,23
18	2	42°30'	0,6756	1,14	206	1,15
19	3	44°18'	0,6984	1,10	730	1,11
20	2	48°30'	0,7490	1,03	800	1,03

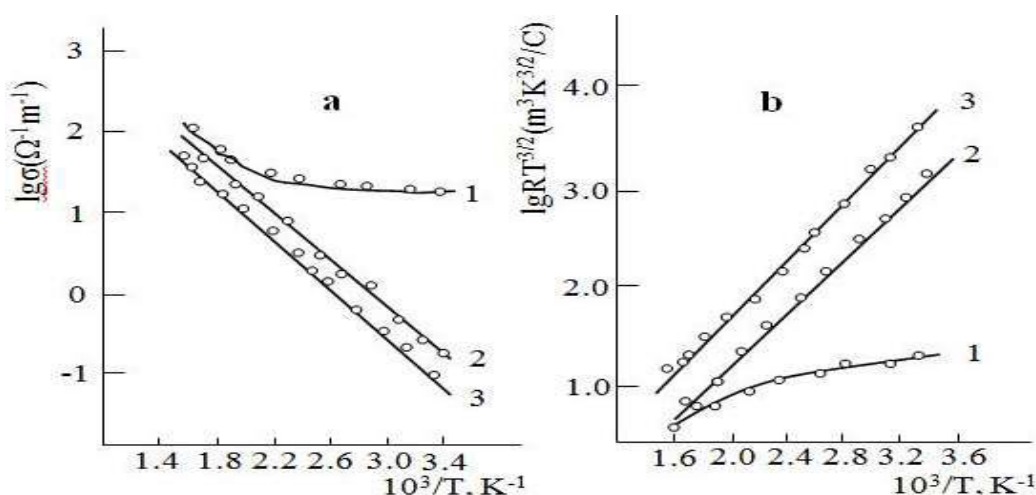
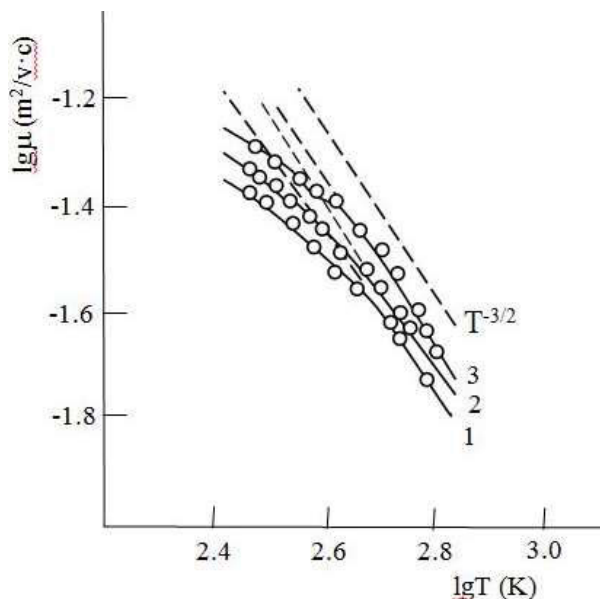


Рис.2

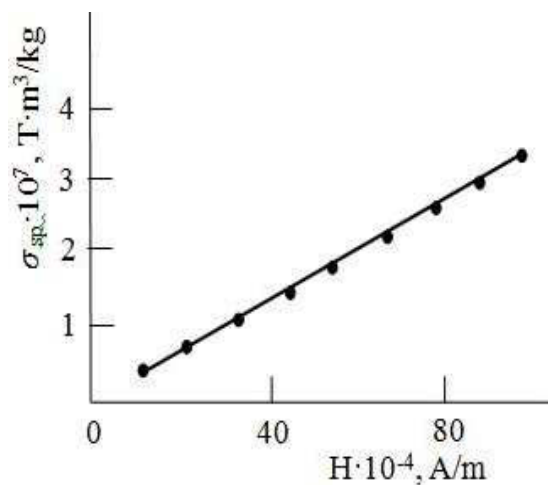
Температурные зависимости электропроводности (а) и коэффициента Холла (б) для трех образцов монокристаллов TiYbSe₂, взятых из разных частей слитка.

**Рис.3**

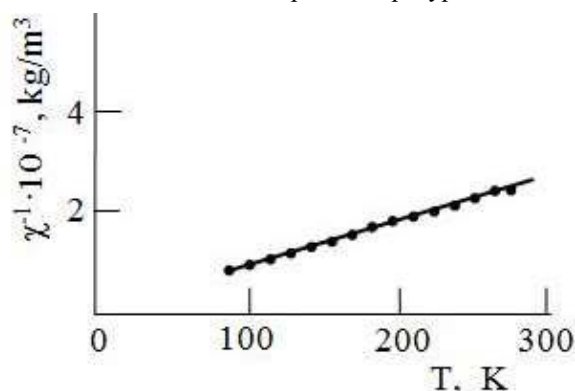
Температурные зависимости холловской подвижности носителей тока для трех образцов монокристаллов TiYbSe_2 , взятых из разных частей слитка.

Изучены температурные зависимости Холловской подвижности носителей тока кристалла TiYbSe_2 . Установлено, что изменение подвижности носителей тока с температурой (Рис.3) следует закону $\mu \rightarrow T^{-\frac{3}{2}}$, что соответствует их рассеянию на акустических колебаниях решетки.

Исследованы также магнитные свойства соединения TiYbSe_2 . Намагниченность измерена на маятниковом магнитометре Доменикалли, парамагнитная восприимчивость – методом Фарадея на магнитоэлектрических весах. На Рис.4 приведена зависимость удельной намагниченности TiYbSe_2 от магнитного поля при 77К. Эта зависимость характерна для парамагнитных материалов. О парамагнитном состоянии в TiYbSe_2 свидетельствует и температурная зависимость обратной парамагнитной восприимчивости этого соединения, измеренная в температурном интервале 77÷300К (Рис.5). Из зависимости $\chi^{-1}(T)$ рассчитано экспериментальное значение эффективного магнитного момента TiYbSe_2 , которое оказалось равным $3,75\mu_B$.

**Рис.4**

Зависимость удельной намагниченности TiYbSe_2 от магнитного поля при температуре 77К.

**Рис.5**

Температурная зависимость обратной Парамагнитной восприимчивости YbSe_2 .

1. G.D.Guseinov, G.B.Abdullayev, S.M.Bidzinova, F.M.Seidov, M.Z.Ismailov A.M.Pashayev, On new analogs of TiSe -type semiconductor compounds, *Physics Letters* **33A** (1970) 421-422.
2. S.Kabre, M.Julien-Pouzol, M.Guittard, Etude cristallographique des combinaisons ternaires formées par le thallium, les terres rares et le soufre, le selenium ou le tellure, le long des binaires $\text{Tl}_2\text{X}-\text{L}_2\text{X}_3$, *Bull. Soc. Chim. France*, **9-10** (1974) 1881-1886.
3. Ф.М.Сеидов, Получение и исследование электрофизических и тепловых свойств новых сложных полупроводников типа ABX_2 (где А

- Tl; B – Ga, Yb; X – S, Se, Te), Автореферат дис. канд. физ.-мат. наук, Баку (1977) 18.
- П.Г.Рустамов, О.М.Алиев, Т.Х.Курбанов, Тройные халькогениды редкоземельных элементов, Баку, Элм (1981) 120.
 - M.Duczmal, L.Pawlak, Magnetic properties of TlLnS₂ compounds (Ln = Nd, Gd, Dy, Er and Yb), J.Alloys Comp., **209** (1994) 271–274.
 - M.Duczmal, L.Pawlak, S.Pokrzywnicki, Magnetic properties of layer-type compounds TlGdS₂ and TlGdSe₂, Acta Physica Polonica A, **97** (2000) 839-842.
 - М.М.Зарбалиев, Твердые растворы TlIn_{1-x}Yb_xS₂, Неорган. материалы, **36** (2000) 619-623.
 - E.M.Kerimova, S.N.Mustafaeva, Yu.G.Asadov, R.N.Kerimov, Synthesis, growth and properties of TlGa_{1-x}Yb_xS₂ crystals, Crystallography Reports, **50** (2005) 122–123.
 - F.M.Seyidov, E.M.Kerimova, N.Z.Gasanov, Sh.D.Alizade, Interaction of TlInS₂ with TlYbS₂ and electric, thermal properties of crystals (TlInS₂)_{1-x}(TlYbS₂)_x (x=0÷0,12), Book of Abstracts 16-th Intern. Conf. on Ternary and Multinary Compounds, Sept.15-19, Tech. Univ. Berlin, Germany, (2008) ID 93.
 - А.М.Пашаев, Ф.М.Сеидов, Э.М.Керимова, С.М.Бидзинова, К.М.Гусейнова, Взаимодействие TlSe с YbSe и тепловые свойства тройных монокхалькогенидов TlYbS₂ (Se₂, Te₂), Труды международной конференции «Научно-технический прогресс и современная авиация», Баку (2009) 272.
 - Ф.М.Сеидов, Э.М.Керимова, Н.З.Гасанов, Диаграмма состояния системы TlSe-SmSe и транспортные свойства кристаллов TlSmX₂ (X-S, Se, Te), Неорган. материалы, **46** (2010) 1433-1437.
 - Ф.М.Сеидов, Э.М.Керимова, Н.З.Гасанов, Фазовые равновесия в системе TlInS₂-TlYbS₂ и электрические свойства кристаллов Tl₂InYbS₄, Неорган. материалы, **47** (2011) 1429-1432.
 - А.М.Пашаев, С.Н.Мустафаева, Э.М.Керимова, Н.З.Гасанов, Диэлектрические и оптические свойства легированных редкоземельными элементами монокристаллов TlInS₂ и TlInSe₂, Ученые записки Национальной Академии Авиации, **16** (2014) 29-37.

TlSe-YbSe SİSTEMİNDƏ FAZA TARAZLIĞININ ÖYRƏNİLMƏSİ, TIYbSe₂ KRİSTALININ ELEKTRİK VƏ MAQNİT XASSƏLƏRİ

F.M.SEYIDOV, E.M.KƏRİMOVA, R.Z.SADIXOV, R.Q.VƏLİYEV, N.Z.HƏSƏNOV, K.M.HÜSEYNOVA

Differensial-termoqrafik analiz üsulu ilə müəyyən edilmişdir ki, TlSe-YbSe sistemində komponentlərin 1:1-ə nisbətində inkongruent əriyən TIYbSe₂ birləşməsi əmələ gəlir və həmçinin TlSe-in əsasında otaq temperaturunda YbSe 2mol%-a qədər həll olunur. Rentqenoqrafik analiz nəticəsində aşkar edilmişdir ki, TIYbSe₂ tetraqonal sinqoniyada kristallaşır.

Elektrik xassələrinin tədqiqi göstərdi ki, TIYbSe₂ p-tipli keçiriciliyə malikdir. TIYbSe₂-in qadağan zonasının eni və yük daşıyıcılarının səpilmə mexanizmi təyin edilmişdir. Maqnit xassələrinin ölçmələri göstərdi ki, TIYbSe₂ birləşməsi paramaqnit hala malikdir.

THE STUDY OF PHASE EQUILIBRIUM IN THE SYSTEM TlSe-YbSe, ELECTRICAL AND MAGNETIC PROPERTIES OF TIYbSe₂ CRYSTAL

F.M.SEYIDOV, E.M.KERIMOVA, RZSADIXOV, RG.VELIYEV, N.Z.GASANOV, K.M.GUSEYNOVA

It has been determined by the differential thermal analysis method that in the system of TlSe-YbSe with the ratio 1:1, a TIYbSe₂ compound with incongruent melting has been formed, and 2mol% YbSe has been dissolved in TlSe at room temperature. It has been shown by X-ray analysis that TIYbSe₂ has been crystallized in the tetragonal system.

Investigation of electrical properties has shown that TIYbSe₂ had p-type conductivity. The band gap of TIYbSe₂, as well as the mechanism of carrier scattering in it have been determined. Measurements of the magnetic characteristics have shown that the compound TIYbSe₂ has a paramagnetic state.

Редактор: проф. Ю.Асадов

УДК: 538.56:621.365

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ МЕЗОПОРЯДКА В АЦЕТОНЕ

С.Т.АЗИЗОВ, К.Э.ЗУЛЬФУГАРЗАДЕ, О.А.АЛИЕВ, Ч.О.КАДЖАР

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

Поступила: 16.06. 2015

Принята к печати: 22.07.2015

РЕФЕРАТ

Изучены диэлектрические проявления трансляционной–вращательной кинетики кластеризованных молекул ацетона. В качестве критерия относительной значимости этих составляющих выбрано сопоставление энергий активации трех явлений переноса: электропроводности (E_γ), вязкого течения (E_η) и диэлектрической релаксации (E_τ). Экспериментально установленная последовательность $E_\tau \geq E_\eta \geq E_\gamma$ обсуждается в терминах трансляционно-вращательной динамики молекулярных кластеров ацетона

Ключевые слова: диэлектрическая спектроскопия, диэлектрические свойства жидкостей, молекулярная спектроскопия, кластеры, ацетон.

ВВЕДЕНИЕ

Диэлектрическая спектроскопия молекулярных жидкостей изучает процессы формирования ориентационной составляющей электрической поляризации с целью получения информации о строении среды, в которой осуществляется вращательное движение структурных единиц-носителей постоянных электрических диполей. Традиционная интерпретация релаксационных спектров дисперсии-поглощения базируется на двух постулатах [1,2]: 1) одиночные молекулы являются единственным видом носителей диполей; 2) ориентационная подвижность носителя определяется его структурой и ближним порядком.

Между тем, структурирование аморфных сред лишь отчасти совпадает с понятием ближнего порядка. Ещё одна, более протяжённая разновидность локального упорядочения - промежуточный порядок, отражает существование многоуровневой иерархии кинетически стабильных молекулярных скоплений-кластеров. В отличие от случайных и бесструктурных флуктуационных образований, каждому кластеру соответствует конечное, строго фиксированное число молекул и конкретный набор физико-химических характеристик.

Основным источником экспериментальной информации о кластерах является спектроскопические методы вследствие их более высокой чувствительности к структурированию на уровне промежуточного порядка по сравнению с возможностями так называемых «прямых» дифракционных методов. В частности, в рамках метода диэлектрической спектроскопии конденсированных сред надёжно установлено, что кластеризация охватывает более 90% молекул в некоторых алифатических моноспиртах, амидах, уксусной кислоте, а также в чистой воде, и водных растворах некоторых аминокислот. Общим для всех этих объектов является наличие структурирующего эффекта межмолекулярной водородной связи. Сильно выраженная анизотропия угловых корреляций кластеризованных молекул создаёт благоприятные условия для экспериментального обнаружения промежуточного порядка в этих средах.

Менее очевидна кластеризация так называемых «неассоциированных» жидкостей, построенных на основе изотропных и сравнительно слабых вандерваальсовых межмолекулярных взаимодействий. Характерное для таких объектов уменьшение пространственно-временной разнесённости промежуточного и ближнего порядков приводит к сближению

диэлектрических параметров предполагаемых вандерваальсовых кластеров и одиночных молекул.

Цель настоящего исследования состояла в исследовании и изучении некоторых диэлектрических аспектов локального структурирования в «неассоциированных» жидкостях. Достижение указанной цели осуществлено сопоставлением температурных коэффициентов («энергий активации») времени диэлектрической релаксации, сдвиговой вязкости и удельной электропроводности на постоянном токе, так как эти три явления переноса значительно отличаются по соотношению трансляционного и вращательного вкладов в соответствующем динамическом процессе.

ТЕОРИЯ

Согласно Дебаю дисперсия диэлектрической проницаемости ε' и связанные с дисперсией диэлектрические потери ε'' описываются уравнениями:

$$\varepsilon' = \varepsilon_{\infty} + (\varepsilon_0 - \varepsilon_{\infty}) \left[1 + \left(\frac{f}{f_m} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (1)$$

$$\varepsilon'' = \left(\frac{f}{f_m} \right) (\varepsilon_0 - \varepsilon_{\infty}) \left[1 + \left(\frac{f}{f_m} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (2)$$

здесь f - частота (Гц) приложенного к образцу внешнего электрического поля; f_m - критическая частота, соответствующая максимальному значению ε'' ($= \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_{\infty}}{2}$ при $f = f_m$) и определяемая соотношением

$$f_m = (2\pi\tau)^{-1}, \quad (3)$$

где τ - время диэлектрической релаксации, характеризующая скорость процесса формирования ориентационной составляющей электрической поляризации.

Диэлектрические проницаемости ε_0 и ε_{∞} фиксируют границы частного диапазона, соответствующего амплитуде ($\varepsilon_0 - \varepsilon_{\infty}$) ори-

ентационной поляризации, согласно условиям

$$f/f_m \ll 1 \text{ или } f \cong 0,01 f_m \text{ и } \varepsilon' \equiv \varepsilon_0, \quad (4)$$

$$f/f_m \gg 1 \text{ или } f \cong 100 f_m \text{ и } \varepsilon' \equiv \varepsilon_{\infty}. \quad (5)$$

В обоих случаях диэлектрические потери $\varepsilon'' \rightarrow 0$. Однако, в реальных диэлектриках всегда $\varepsilon'' \neq 0$, поскольку на высокочастотное и низкочастотное крылья релаксационного спектра накладываются соответственно низкочастотный край колебательно-вращательного спектра и омические потери созданные переносом электрических зарядов. В последнем случае уравнение (2) заменяется следующим

$$\varepsilon'' = \varepsilon_d'' + \varepsilon_{\gamma}'', \quad (6)$$

где дипольный вклад ε_d'' дается, с учетом (4), как

$$\varepsilon_d'' = (\varepsilon_0 - \varepsilon_{\infty}) \left(\frac{f}{f_m} \right), \quad (7)$$

а омический вклад, как

$$\varepsilon_{\gamma}'' = 1,8 \cdot 10^{12} \gamma / f, \quad (8)$$

где γ - удельная электропроводность на постоянном токе в единицах Ом⁻¹см⁻¹.

При записи (7) - (8) в виде:

$$\varepsilon_d''/f = (\varepsilon_0 - \varepsilon_{\infty}) \cdot f_m^{-1}, \quad (9)$$

$$\varepsilon_{\gamma}'' f = 1,8 \cdot 10^{12} \gamma, \quad (10)$$

правые части (9) и (10) содержат величины, не зависящие от частоты (при фиксированной температуре). Эта особенность позволяет использовать значение диэлектрических потерь, измеренные на частотах, удовлетворяющих условию (4), для разделения релаксационного и омического вкладов по характеру частотных зависимостей произведения $\varepsilon'' f$ и частного ε''/f

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Ацетон выбран как типичный представитель «неассоциированных жидкостей». Сведения по диэлектрическим свойствам

ацетона даны в обзоре [3], по вязкости – в [4]. Метод диэлектрической спектроскопии позволяет более детально изучить диэлектрические свойства объекта исследований благодаря большой равновесной («статической») диэлектрической проницаемости ацетона и, соответственно, достаточно высокой степени диссоциации молекул. Использование высокочастотных измерений в диапазоне $10^5 \div 10^6$ Гц полностью исключает те многочисленные и, как правило, трудно учитываемые источники погрешностей, которые присущи стандартным методам определения электропроводности жидкостей при нулевой частоте. Для определения омической ветви спектра поглощения в диапазоне частот $10^5 \div 10^6$ Гц применена дифференциальная модификация резонансного метода измерения Q – метром комплексной проводимости (адмитанса) $Y^* = G + iB$ образца диэлектрика с $\varepsilon^* = \varepsilon' - i\varepsilon''$.

Эти величины связаны соотношением [21]

$$Y^* = i\omega C_0 \varepsilon^*$$

или $G = \omega C_0 \varepsilon' \quad B = \omega C_0 \varepsilon'',$

где $i = \sqrt{-1}$; ω – угловая частота, C_0 – емкость пустого держателя образца ($\varepsilon' = 1$; $\varepsilon'' = 0$)

Использование эффекта «усиления по напряжению» позволяет связать активную составляющую G адмитанса с обратным значением резонансной добротности Q^{-1} измерительного контура Q – метра. Реактивная составляющая B адмитанса компенсируется собственной реактивностью контура при фиксированной частоте и определяется резонансным значением емкости C эталонного конденсатора Q – метра. Рабочие формулы стандартного метода имеют вид [5,6]

$$\varepsilon' = (C_{uk} - C_\varepsilon) C_0^{-1}, \quad (11)$$

$$\varepsilon'' = (Q_\varepsilon^{-1} - Q_{uk}^{-1}) C_{uk} C_0^{-1}, \quad (12)$$

где подстрочные индексы « uk » и « ε » относятся соответственно к настройкам в резонанс из-

мерительного контура куметра при свободных зажимах Q – метра и при подключении к ним ячейки, заполненной исследуемым образцом.

Следует подчеркнуть, что формулы (11)-(12) получены в неявном допущении совпадения адмитанса на зажимах измерительного контура Q – метра с адмитансом на зажимах держателя. Однако в реальных условиях измеренный адмитанс Y_ε^* всегда отличается от истинного адмитанса $Y^*(\varepsilon)$ образца на величину паразитного адмитанса Y_{nap}^*

$$Y_\varepsilon^* = Y^*(\varepsilon) + Y_{nap}^*. \quad (13)$$

На частотах, не превышающих примерно МГц, основной вклад в Y_{nap}^* создается вспомогательным устройством, которое необходимо для подключения держателя к термостату, что вносит дополнительную и трудноучитываемую добавку в измеряемые значения емкостей и добротностей.

Дифференциальная модификация стандартного метода позволяет устранить необходимость учета этой добавки посредством введения новой настройки в резонанс при подключении к зажимам Q – метра пустой ячейки. В этом случае, по аналогии с (13)

$$Y_1^* = Y^*(1) + Y_{nap}^*, \quad (14)$$

где Y_1^* и $Y^*(1)$ соответственно измеренный и истинный адмитансы пустого держателя. Вычитание (14) из (13) исключает вклад паразитного адмитанса

$$Y_\varepsilon^* - Y_1^* = Y^*(\varepsilon) - Y^*(1). \quad (15)$$

Стандартные преобразования показывают, что соотношению (15) соответствуют новые, модифицированные рабочие формулы:

$$\varepsilon' = 1 + (C_1 - C_\varepsilon) C_0^{-1}, \quad (16)$$

$$\varepsilon'' = (Q_\varepsilon^{-1} - Q_1^{-1}) C_{uk} C_0^{-1}$$

или $\varepsilon'' = (Q_\varepsilon^{-1} - Q_1^{-1}) C_1 C_0^{-1}. \quad (17)$

Поскольку $C_1 \equiv C_{ик}$ по определению.

Формально соотношения (12) и (17) тождественны. Однако привязка разностей $\Delta C = C_1 - C_\varepsilon$ и $\Delta Q^{-1} = Q_\varepsilon^{-1} - Q_1^{-1}$, к одному и тому же держателю существенно снижает вероятность систематической погрешности при оценке ε'' .

Эксперимент был проведен на частотах 0,5; 1; 2; 3; 5 МГц и температурах 20, 25, 30, 35, 40⁰С. В качестве держателя образца применен конденсатор цилиндрического типа. Температура образца поддерживалась постоянной. Ацетон марки ХЧ использовался без дополнительной очистки.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты измерений сведены в Таблицу 1, которая разделена на две части, содержащие величины, измеренные с образцом и без образца, соответственно.

Для уменьшения случайных ошибок проведено сглаживание температурно-частотных зависимостей, $C_\varepsilon, Q_\varepsilon$ а также $\Delta C = C_1 - C_\varepsilon$ и $\Delta Q^{-1} = Q_\varepsilon^{-1} - Q_1^{-1}$ с помощью метода наименьших квадратов

$$\Delta C = a_{\Delta C} + b_{\Delta C}t, \quad (18)$$

$$\Delta Q = a_{\Delta Q} + b_{\Delta Q}t. \quad (19)$$

Таблица 1

Резонансные емкости $C_\varepsilon, C_1(n\phi)$ и добротности Q_ε, Q_1 ацетона на разных частотах f (МГц) и температурах t (°С)

f	0,5		1,0		2,0		3,0		5,0	
t	C_ε	Q_ε	C_ε	Q_ε	C_ε	Q_ε	C_ε	Q_ε	C_ε	Q_ε
20	298,0	26	175,5	30	144,5	47	187,0	76	146,5	88
25	299,0	29	176,0	33	145,0	49	188,0	74	147,0	86
30	299,0	29	176,5	33	145,5	50	188,5	76	147,5	90
35	301,0	30	178,5	36	146,0	54	190,0	80	148,5	90
40	302,0	32	179,0	39	147,0	51	190,0	76	149,0	83
C_1	309,0		186,5		155,0		197,0		156,0	
Q_1	167		150		162		165		162	

В Таблице 2 указаны значения коэффициентов эмпирических соотношений (18) - (19), аппроксимируемых температурные зависимости $\Delta C, \Delta Q$ при разных частотах.

Таблица 2

Коэффициенты уравнений (18)-(19) найденные по методу наименьших квадратов f (МГц)

f	0,5	1,0	2,0	3,0	5,0
$a_{\Delta C}$	15,38	14,79	13,96	13,25	11,86
$b_{\Delta C}$	-0,200	-0,190	-0,176	0,163	-0,129
$a_{\Delta Q} \cdot 10^4$	362,78	304,84	169,03	76,99	51,65
$b_{\Delta Q} \cdot 10^6$	-262,8	-237,2	-104,3	-22,0	0,0

Оцененные по данным Таблицы 2 значение ΔC , а также известные из литературы [3] значения равновесной диэлектрической проницаемости ε_0 ацетона, зависящие от температуры как

$$\varepsilon_0 = -8,8718 + \frac{8817,452}{T} \quad (T=273,2+t^0\text{C}), \quad (20)$$

использованы для нахождения параметра C_0 входящего в рабочие формулы (16) и (17), по соотношению

$$C_0 = \Delta C(\varepsilon_0 - 1). \quad (21)$$

В Таблице 3 даны значения C_0 и диэлектрические потери ε'' ацетона, вычисленные по (17) с использованием значений $\Delta Q = Q_\varepsilon^{-1} - Q_1^{-1}$ по данным таблицы 2 и C_1 из Таблицы 1.

Таблица 3

Параметр C_0 , диэлектрические потери ε'' и удельная электропроводность γ ацетона на разных частотах f (МГц) и температурах t ($^{\circ}\text{C}$)

f	0,5		1,0		2,0		3,0		5,0		$\gamma \cdot 10^6$	
t	C_0 (пФ)	ε''	C_0	ε''	C_0	ε''	C_0	ε''	C_0	ε''	По (22)	По (26)
20	0,537	17,85	0,519	9,25	0,492	4,67	0,472	3,03	0,438	1,840	5,10	5,06
21	0,530	17,96	0,513	9,27	0,486	4,69	0,466	3,06	0,434	1,857	5,12	5,10
22	0,521	18,02	0,506	9,31	0,480	4,72	0,461	3,08	0,430	1,874	5,15	5,15
23	0,516	18,11	0,500	9,33	0,474	4,74	0,455	3,11	0,425	1,896	5,19	5,19
24	0,509	18,21	0,493	9,38	0,468	4,77	0,449	3,15	0,421	1,914	5,23	5,24
25	0,502	18,28	0,486	9,42	0,462	4,80	0,444	3,17	0,417	1,932	5,26	5,29
26	0,495	18,35	0,480	9,45	0,456	4,82	0,438	3,21	0,413	1,951	5,29	5,33
27	0,488	18,49	0,473	9,49	0,449	4,86	0,432	3,24	0,409	1,970	5,33	5,38
28	0,480	18,60	0,466	9,54	0,443	4,89	0,426	3,28	0,404	1,994	5,38	5,42
29	0,473	18,75	0,458	9,61	0,436	4,93	0,420	3,31	0,402	2,004	5,42	5,47

Как видно, на всех частотах эксперимента отмечается характерный для омического вклада рост ε'' с повышением температуры. Согласно критерию (10) при этом должно соблюдаться постоянство произведения $\varepsilon'' f$ на разных частотах при данной температуре. Судя по значениям $\varepsilon'' f$ в Таблице 4, это условие выполняется с приемлемой точностью.

Таблица 4

Произведение $\varepsilon'' f$ по данным Таблицы 3 на разных частотах f (МГц) и температурах t ($^{\circ}\text{C}$).

$t \backslash f$	0,5	1,0	2,0	3,0	5,0
20	8,9	9,3	9,3	9,1	9,2
25	9,1	9,4	9,6	9,5	9,7
30	9,4	9,7	10,0	10,1	10,2
35	9,8	10,0	10,4	10,7	10,8
40	10,4	10,4	11,0	11,5	11,8

Выравнивание (10) посредством логарифмирования

$$\lg \varepsilon'' = \lg \gamma' - \lg f, \quad (\gamma' = 1.8 \cdot 10^{12} \gamma). \quad (22)$$

Позволяет аппроксимировать частотную зависимость удельной электропроводности ацетона линейным соотношением

$$y = a + bx \quad (b = -1). \quad (23)$$

Значения γ , найденные из совместного решения пяти условных уравнений для пяти частот при фиксированной температуре, даны в предпоследнем столбце Таблицы 3.

С другой стороны, температурная зависимость удельной электропроводности ацетона описывается уравнением

$$\gamma = \gamma_0 \exp\left(-\frac{E_\gamma}{RT}\right), \quad (24)$$

(E_γ - энергия активации электропроводности, R - газовая постоянная), или в линейной форме

$$\ln \gamma = \ln \gamma_0 - \frac{E_\gamma}{RT}. \quad (25)$$

Оценка входящих в (25) постоянных коэффициентов γ_0 и E_γ по методу наименьших квадратов дала

$$\gamma = 6,945 \cdot 10^{-5} \exp\left(-\frac{1525,35}{RT}\right) \text{ и}$$

$$E_\gamma = 1525,35 \frac{\text{кал}}{\text{моль}}. \quad (26)$$

Значения γ , вычисленные по (26), даны в последнем столбце Таблицы 3. Расхождения между двумя наборами γ не превышают 1%, что в целом, свидетельствует о достаточно

высокой самосогласованности первичных экспериментальных данных в рамках дифференциальной модификации резонансного метода измерения адмитанса в диапазоне частот $10^5 \div 10^6$ Гц.

В рамках поставленной задачи выполнены аналогичные оценки с использованием доступных литературных данных по вязкости [4] и временам диэлектрической релаксации τ [3] ацетона, согласно которым соответствующие

температурные зависимости описываются соотношениями:

$$\eta(\text{пуаз}) = 21,225 \cdot 10^{-5} \exp\left(\frac{1583,71}{RT}\right)$$

и $E_\eta = 1583,71 \frac{\text{кал}}{\text{моль}}, \quad (27)$

$$\tau(\text{сек}) = 1,94 \cdot 10^{-13} \exp\left(\frac{1650,0}{RT}\right)$$

и $E_\tau = 1650,0 \frac{\text{кал}}{\text{моль}}. \quad (28)$

Таблица 5

Экспериментальные [3] и вычисленные по (27) вязкости η (пуаз) ацетона при разных температурах t ($^{\circ}\text{C}$)

t	-20	-10	0	10	20	30	40	50	60
$10^2 \eta_{\text{экс}}$	0,500	0,442	0,395	0,356	0,322	0,293	0,268	0,246	0,230
$10^2 \eta_{\text{выч}}$	0,495	0,439	0,393	0,355	0,322	0,294	0,271	0,250	0,232
$\Delta, \%$	-1,0	-0,7	-0,5	-0,3	0,0	+0,3	+1,1	+1,6	+0,9

Таблица 6

Экспериментальные [4] и вычисленные по (29) времена диэлектрической релаксации τ (сек) ацетона при разных температурах t ($^{\circ}\text{C}$)

t	1	20	40
$10^{12} \tau_{\text{экс}}$	3,98	3,34	2,76
$10^{12} \tau_{\text{выч}}$	4,02	3,30	2,75
$\Delta, \%$	+1,0	-1,2	-0,4

В Таблицах 5и 6 экспериментальные значения η, τ сравниваются с вычисленными. Там же указаны расхождения между опытом и оценкой, не превышающие около 1% в обоих случаях.

Результаты обработки собственных и литературных данных показывают, что в случае ацетона имеет место следующее соотношение между энергиями активации электропроводности E_γ , вязкости E_η и диэлектрической релаксации E_τ :

$$E_\tau \geq E_\eta \geq E_\gamma. \quad (29)$$

При сравнимых значениях энергий активаций для трех явлений переноса отмечается слабо выраженная тенденция к понижению в

указанной последовательности. Учитывая, что перенос заряда является трансляционным процессом, отсюда можно заключить о существовании сильной корреляции между поступательной и вращательной подвижностью в ацетоне.

Согласно модели Френкеля, элементарный акт релаксации осуществляется посредством однократного вращательного переброса одиночной молекулы через потенциальный барьер, созданный соседними молекулами. В современных версиях эта модель дополнена концепцией свободного объема как необходимого условия реализации переброса. Предполагается, что трансляционный перенос молекулы завершается при достижении вакансии актом вращательной переориентации на угол $2\pi/3$ радиан [7-9]. Соответственно, энергия, необходимая для создания вакансии, определяется как разность энергий активации для трансляционной и вращательной диффузии. Такая интерпретация находится в очевидном противоречии с экспериментальным доказательством равенства этих двух энергий для ацетона.

Трансляционно-вращательное взаимодействие постулируется и в одночастичной модели Дебая, согласно которой элементарный акт релаксации трактуется как последовательность многократных малоугловых поворотов полярной молекулы в вязкой среде. Предложенная Дебаем формула связывает время диэлектрической релаксации молекулы с ее объемом и вязкостью жидкости. Примечательно, что единственным объектом, для которых формула Дебая подтвердилась (по порядку величины) оказались такие разбавленные растворы полярных жидкостей, для которых выполняется условие:

$$V_{\text{да}} \geq V_{\text{дна}},$$

где V - объем молекулы, подстрочные индексы "да" и "дна" относятся соответственно к диэлектрически активным и диэлектрически неактивным молекулам. На качественном уровне здесь прослеживается определенное сходство с кластерной моделью, учитывающей следующие особенности:

- 1) Энергия взаимодействия кластеризованных молекул превышает энергию теплового движения. Устойчивость кластера может быть нарушена только при оптимальном сближении одной или нескольких молекул кластера с посторонними молекулами, что приводит к распаду кластера с последующим его восстановлением.
- 2) Большинство актов распада-восстановления являются диэлектрически неактивными. Вклад в ориентационную поляризацию создают лишь те акты, в результате которых изменяется проекция эффективного дипольного момента кластера на выделенное направление.
- 3) Диэлектрическая релаксация кластера является коллективным процессом и включает следующие стадии: а) распад кластера; б) переориентацию освобожденных молекул; в) восстановление кластера с новым направлением эффективного диполя. Вторая стадия является наиболее длительной, так как определяется размером и формой молекул. Это обстоятельство обуславливает существо-

вание двух различных шкал скоростей для процессов распада-восстановления кластеров. Более быстрая шкала соответствует диэлектрически неактивным кластерам, которые можно рассматривать как аналог вышеотмеченных малых молекул неполярных растворителей.

- 4) В отличие от диэлектрической релаксации, в других явлениях переноса отсутствует такая многоступенчатость кластерной динамики. Именно этим объясняется наблюдаемая последовательность $E_{\gamma} \leq E_{\eta} \leq E_{\tau}$. В случае воды все три энергии активации близки друг к другу. Но по мере увеличения размеров и асимметрии молекул нарастает различие между значениями E_{τ} и двух других энергий активации. Так, в случае нормального бутилового спирта

$$E_{\eta} = 4500 \text{ кал/моль}, \quad E_{\tau} = 7100 \text{ кал/моль}.$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключении можно утверждать, что ацетон характеризуется сильной корреляцией вращательной и трансляционной динамики, что проявляется в сравнимости энергий активации для процессов переноса электрических зарядов, массы и электрических диполей. Экспериментально доказанное наличие такой корреляции дает основание предполагать существование достаточно выраженной и устойчивой кластеризации молекул ацетона. Учитывая большой электрический дипольный момент ацетона, основным фактором, управляющим кластеризацией, следует, по-видимому, считать диполь – дипольные взаимодействия. В этой связи есть основания полагать, что наблюдаемая в диэлектрическом спектре ацетона единственная область дисперсии-поглощения возникает в результате суперпозиций индивидуальных кластерных вкладов. Добавки высокополярных жидкостей способны существенно расширить частотную протяженность диэлектрического спектра ацетона, что позволит создать более благоприятные условия для расчета диэлектрических параметров.

1. D.Ritter, E.Zeldov, K.Weiser. *Diffusion Length Measurement in a-Si:H Using the Steady State Photo carrier Grating Technique, J. Non-Crystal. Solids*, 97-98 (1987) 571-574.
2. А.Я.Кипнис. *Кластеры в химии, Москва, (1981) 64.*
3. Я.Ю.Ахадов. *Диэлектрические параметры чистых жидкостей, Москва, (1999) 854.*
4. А.А.Чернов. *Физика кристаллизации, Москва, (1983) 64.*
5. C.J.F.Böttcher, P.Bordwijk. *Theory of Electric polarization II Elsevier scientific Publishing Co., Elsevier, Amsterdam, (1978) 250-253.*
6. М.Ф.Вукс. *Электрические и оптические свойства молекул и конденсированных средс, Ленинград, (1984) 334.*
7. P. Hocht, S. Boresch, O.Steinhauser. *Dielectric properties of glucose and maltose solutions. Journal of Chemical Physics*, №22 (2000) 810-821.
8. K.Fuchs, U.Kaatze. *Molecular Dynamics of Carbohydrate Aqueous Solutions. Dielectric Relaxation as a Function of Glucose and Fructose Concentration. Journal of Chemical Physics*, №10 (2001) 36-42.
9. M.Juanger, I.Krest, M.J.Schouning. *Biosensoric detection of the cysteine sulphoxide alliin, Sensors and Actuators, Chemical*, **95** (2003) 297-302.

ASETONUN MEZONIZAMLI DIELEKTRİK SPEKTROSKOPIYASI

S.T.ƏZIZOV, K.Ə. ZÜLFÜQARZADƏ, O.Ə. ƏLİYEV, Ç.O. QACAR

Asetonun clusterlanmış molekullarının translational–fırlanma kinetikasının dielektrik təzahürləri öyrənilib. Bu komponentlərin nisbi əhəmiyyətli bir meyar kimi üç daşınma hadisələrinin aktivasiya enerji müqayisəsi seçilmişdir: keçiricilik (E_r), özlü axını (E_η) və dielektrik relaksasiyası (E_τ). Təcrübi müəyyən edilmiş ardıcılıq $E_\tau \geq E_\eta \geq E_r$ asetonun clusterlanmış molekulların translational – fırlanma dinamikası baxımından müzakirə edilir.

DIELECTRIC SPECTROSCOPY OF MESAORDER IN ACETONE

S.T.AZIZOV, K.E.ZHULFUGARZADE, O.A.ALIEV, Ch.O.KADJAR

Dielectric properties of translation-rotation dynamics of acetone molecular clusters have been investigated. The comparison of activation energy of three transport phenomenon-electro conductivity (E_r), viscosity (E_η) and dielectric relaxation (E_τ) has been chosen as a criterion for relative importance of these components. It has been found experimentally that $E_\tau \geq E_\eta \geq E_r$. This fact has been discussed with the framework of translation-rotation dynamics of acetone molecular clusters.

Редактор: акад.Т.Джафаров

УДК 621.38

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОЧАСТИЦ InSe

А.Г.КЯЗЫМ-ЗАДЕ¹, М.КАРАБУЛУР², А.Х.ДИНЧЕР², В.М.САЛМАНОВ¹,
М.А.ДЖАФАРОВ¹, А. Г.ГУСЕЙНОВ¹, Р.М.МАМЕДОВ¹, А.М.АЛИЕВА³

Бакинский Государственный Университет¹

AZ1148, Баку, ул.З.Халилова, 23

Карский Университет²

Турция 36100

Институт Физики НАН Азербайджана³

AZ 1143, Баку, пр. Г.Джавида, 131

vagif_salmanov@yahoo.com

Поступила: 16.06. 2015

Принята к печати: 22.07.2015

РЕФЕРАТ

Исследованы электрические и оптические характеристики наночастиц InSe , выращенных методом гидрохимического осаждения из раствора, содержащего селеносульфат натрия и хлорид индия. В качестве подложек были выбраны стекло и кристаллы GaSe и InSe , выращенные методом Бриджмена. При помощи дифракционного анализа рентгеновских лучей (XRD) и атомного силового микроскопа (AFM) проведены исследования морфологии и структуры полученных образцов. Определены ширина запрещенной зоны ($E_g=1,6\text{эВ}$) и энергии активации примесных уровней ($0,41\text{эВ}$, $0,54\text{эВ}$ и $0,58\text{эВ}$). Исследованы ВАХ структуры InSe-InSe-InSe и InSe-GaSe-InSe , которые обладают диодной характеристикой.

Ключевые слова: наночастицы, селенид индия, поглощение, вольт-амперная характеристика.

ВВЕДЕНИЕ

Исследования размерных квантовых явлений в малоизученных, и в тоже время перспективных слоистых полупроводниках типа A^3B^6 , открывают большие перспективы для конструирования на их основе новых приборов с широким спектром функциональных возможностей. Ионно-ковалентная связь между атомами в слоях и слабое Ван-дер-ваальсовское взаимодействие между ними обуславливают сильную анизотропию их физических свойств и являются основной причиной наблюдения ряда эффектов, несвойственных другим анизотропным полупроводникам. С другой стороны, благодаря наличию малой плотности оборванных связей на поверхности скола (менее 10^{10}см^{-2}), слоистые полупроводники могут использоваться в качестве твердотельных подложек [1] для

формирования квантовых точек, выращивания фуллеров, полимеров, а также для получения ван-дер-ваальсовой эпитаксии в изготовлении солнечных элементов. В современных оптоэлектронных приборах значительную роль играют структуры с гетеропереходами (ГП). Развитие данного направления электроники требует расширения класса используемых материалов. Как показывают исследования [2-4], слоистые кристаллы группы $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{VI}}$, типичным представителем которых является моноселенид индия (InSe), являются перспективными материалами современной оптоэлектроники. Поверхность селенида индия имеет низкую концентрацию дефектов, высокую степень инертности. Фотопреобразователи видимого и ближнего инфракрасного (ИК) диапазонов на основе гетеропереходов $n\text{-InSe-p-InSe}$ привлекают внимание исследователей, в первую очередь, ввиду их высокой радиационной стой-

кости [5, 6]. Однако известно, что слоистые кристаллы, а особенно InSe, обладают большим количеством структурных дефектов, в том числе, дефектами упаковки и наличием плоских дислокаций [7]. Чрезмерное количество этих дефектов негативно влияет на фотоэлектрические характеристики ГП, а соответственно и на приборы изготовленные на их основе. В наночастицах InSe лишь небольшая часть из них будет содержать примеси, в то время как подавляющее большинство окажется химически чистым.

В работе [8] проведено комплексное исследование структуры и физических свойств наночастиц InSe. Показано, что уменьшение размеров наночастиц от 75 нм до 6,5 нм приводит к увеличению ширины запрещенной зоны от 1,25 эВ до 1,55 эВ. С ростом размеров наночастиц (6,5 нм ÷ 19,5 нм) происходит увеличение интенсивности фотолюминесценции и сдвиг его максимума в сторону длинных волн. Д.Ф.Келли и др. в своих работах [9,10] показали, что InSe является более эффективным материалом для солнечных батарей. В отличие от кремния, наночастицы которого получить не просто, селенид индия весьма перспективен для создания солнечных элементов именно из наночастиц.

Как показали проведенные нами исследования метод химического осаждения из водных растворов позволяет получать полупроводниковые нанокристаллы намного меньшего размера, чем методы молекулярно-лучевой эпитаксии или литографии. Зарождение зародышей и их рост в растворе при химическом осаждении приводит к форме нанокристаллитов, близкой к сферической, в то время как нанесение пленок методами молекулярно-лучевой эпитаксии или электрохимическим осаждением – к несферической.

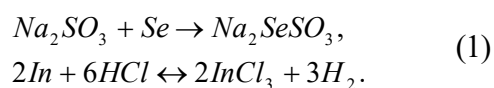
Нами исследованы электрические и оптические свойства наноразмерных структур селенида индия. Используемые при этом наночастицы были получены методом химического осаждения из раствора, отличались простотой и дешевизной технологии, высокой воспроизводимостью. Предварительные исследования показывают, что эти нанострукту-

ры могут иметь также прикладное значение для изготовления диодных структур, эффективных источников света и преобразователей электромагнитного излучения.

МЕТОДЫ ПОЛУЧЕНИЯ НАНОЧАСТИЦ InSe И ИХ СТРУКТУРНЫЙ АНАЛИЗ

Наночастицы InSe были получены методом химического осаждения (M-CBD- *chemical bath deposition method*). В качестве подложек нами были выбраны стекло и кристаллы GaSe и InSe, полученные методом Бриджмена. Кристаллические подложки имели удельное сопротивление $\rho \sim (10^3 \div 10^5) \text{ Ом} \cdot \text{см}$, а в качестве проводящих контактов использовалась серебряная паста. Размеры пластинчатых кристаллических подложек составляли $10 \times 6 \times 0,5 \text{ мм}^3$. Стекланные подложки предварительно тщательно были очищены в растворе дихромата калия и серной кислоты, затем последовательно промывались в хлористо-водородной кислоте, ацетоне и многократно в дистиллированной воде, а после промывки высушивались в вакуумном сушильном шкафу.

Тонкие пленки InSe были получены методом гидрохимического осаждения из раствора, содержащего селеносульфат натрия (Na_2SeSO_3) и хлорид индия (InCl_3). В качестве первоначального сырья использованы особо чистые вещества (99, 99998%): Se, In, $\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3$ и HCl. Вначале синтезировались соединения Na_2SeSO_3 и InCl_3 по нижеследующим реакциям:



В растворах Na_2SeSO_3 и InCl_3 подложки выдерживались в течение от одной до десяти минут. Далее выращивание наночастиц соединения InSe производилось использованием четырех емкостей с жидкостями. В первой находился раствор хлорида индия, во второй и четвертой дистиллированная вода, а в третьей раствор селеносульфата натрия.

На Рис.1 приведены дифрактограммы (XRD- Radiation: $\text{CuK}\alpha$, $\lambda = 1.54178 \text{ \AA}$ SSFOM: F17-6(0.05.10.60)) кристалла GaSe, наночастиц

InSe, на кристаллической подложке GaSe, соответственно. Рентгеноструктурным

анализом установлено, что наночастицы InSe имеют гексагональную структуру.

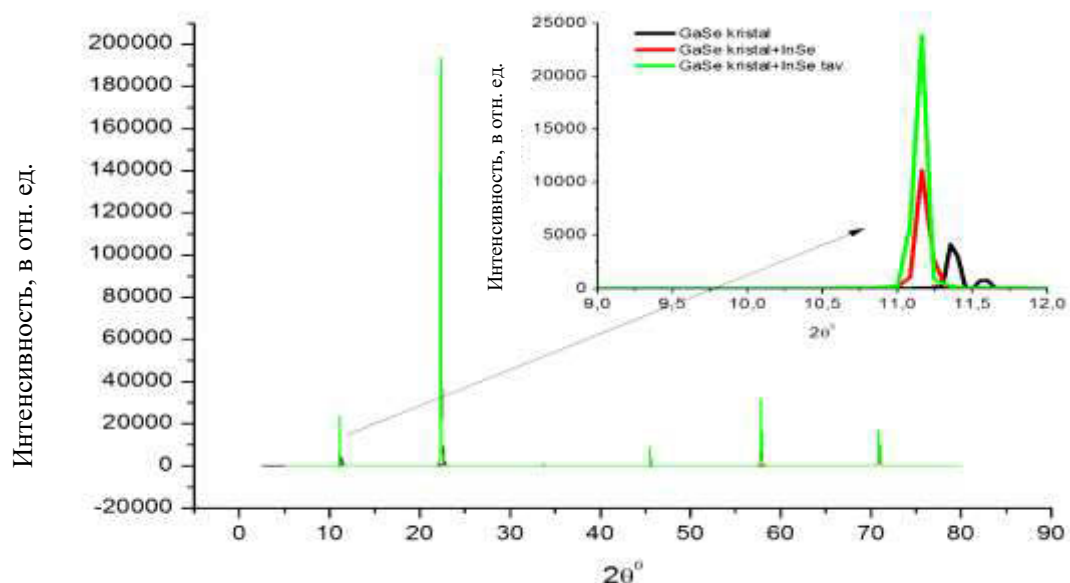


Рис.1
Дифрактограммы (XRD) наночастиц *InSe*

Таблица 1

Положения (2θ) пиков дифрактограммы наночастиц *InSe*.

2-Theta	d(Å)	BG	Height	I%	Area	I%	FWHM	XS(Å)
11.060	7.9935	43	6844	18.1	59049	10.7	0.147	744
16.603	5.3349	32	71	0.2	1652	0.3	0.396	210
22.259	3.9904	67	37912	100.0	554108	100.0	0.248	356
28.473	3.1322	33	48	0.1	934	0.2	0.331	260
33.658	2.6606	23	807	2.1	6937	1.3	0.146	779
39.503	2.2794	14	49	0.1	759	0.1	0.263	346
45.420	1.9952	27	5540	14.6	56795	10.2	0.174	603
57.721	1.5958	84	19737	52.1	174802	31.5	0.151	806
58.617	1.5736	35	103	0.3	1569	0.3	0.259	381
70.817	1.3294	76	15633	41.2	142057	25.6	0.154	828
71.801	1.3136	46	69	0.2	1232	0.2	0.304	342

В Таблице 1 приведены положения (2θ) пиков дифрактограммы наночастиц *InSe*. Идентификация дифракционных линий для наночастиц *InSe* полученных нами и кристаллов *InSe* представленных в работе [11], находятся в удовлетворительном согласии.

На Рис. 2 представлены AFM изображения наночастиц *InSe* на стеклянной подложке (а) и на подложке из GaSe (б). Как видно из рисунков, гомогенное распределение частиц на представленных рисунках не наблюдаются.

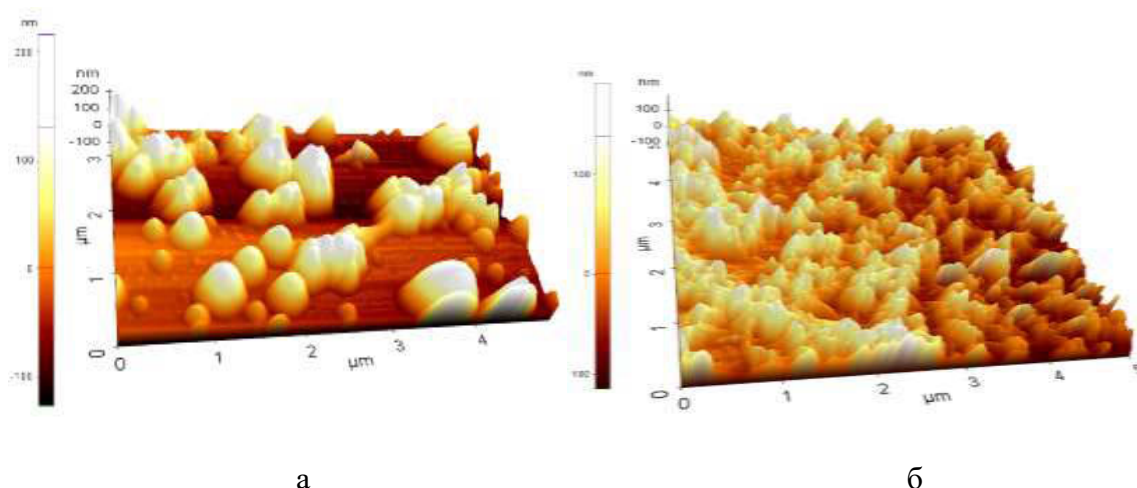


Рис.2

AFM изображения наночастиц *InSe* на стеклянной подложке (а) и на подложке из *GaSe* (б).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На Рис. 3 представлен спектр поглощения трехслойной структуры, состоящей из слоя наночастиц *InSe*, тонкой пленки *GaSe* и проводящего стекла. На основе спектральной зависимости определены ширина запрещенной зоны наночастиц *InSe*. Учитывая, что *InSe* является прямозонным полупроводником, из зависимости $\alpha^2 \sim f(h\nu)$ определена ширина запрещенной зоны наночастиц *InSe*, которая оказалась равной 1,6эВ. Эта величина ширины запрещенной зоны наночастиц оказывается намного больше, чем E_g для кристаллов *InSe* ($E_g \sim 1,23$ эВ).

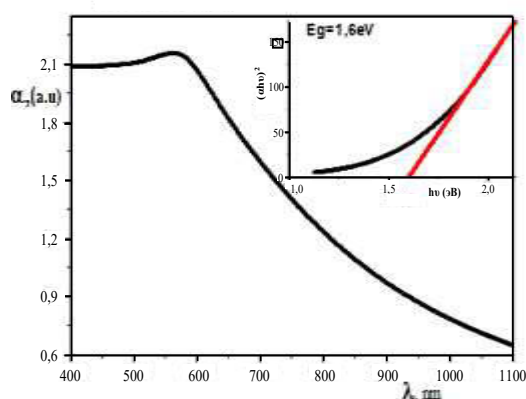


Рис.3

Спектр поглощения наночастиц *InSe* на проводящем стекле с пленкой *GaSe*.

На Рис. 4 представлен спектр поглощения трехслойной структуры, состоящей из слоя наночастиц *InSe*, тонкой пленки *GaSe* и проводящего стекла после термического отжига при 450K в течении 5 часов. Как видно из рисунка, в области 700÷1000нм после термического отжига на спектре появляется полоса поглощения, обусловленная оптическим переходом с энергией 1,27 эВ. Эта энергия близка с шириной запрещенной зоны монокристаллического *InSe*. Следовательно, термический отжиг наночастиц *InSe* на тонкой пленке *GaSe* приводит к реструктуризации наночастиц *InSe*, т.е. происходит увеличение размеров наночастиц за счет слияния наночастиц в кристаллическую структуру. Об этом также свидетельствует данные работы [8] в которой показано, что с увеличением размера наночастиц *InSe* от 10нм до 75нм ширина запрещенной зоны изменяется от 1,6эВ до 1,26эВ.

На Рис.5 даны зависимости проводимости наночастиц *InSe* на подложке *InSe* (а) и *GaSe* (б) от температуры. Измерительные контакты были нанесены на поверхности наноструктур. Зависимость проводимости *InSe* на подложке *InSe* от температуры имеет экспоненциальный характер, с энергией активации примесных уровней $E_a = 0,58$ эВ в интервале температуры 300÷360K, а на подложке *GaSe* с энергией активации $E_a = 0,41$ эВ, и $E_a = 0,54$ эВ в интервале температуры 180÷360K. Наблюдаемая разница в значениях энергий активации

наночастиц, нанесенных на подложках InSe и GaSe, может быть связана с неодинаковым образованием наночастиц на этих подложках.

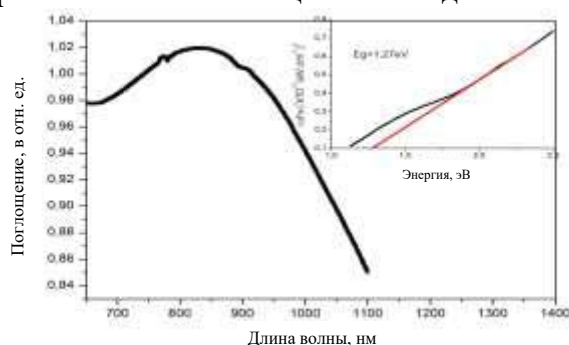


Рис.4

Спектр поглощения наночастиц *InSe* на основе кристаллической пленки GaSe после термического отжига.

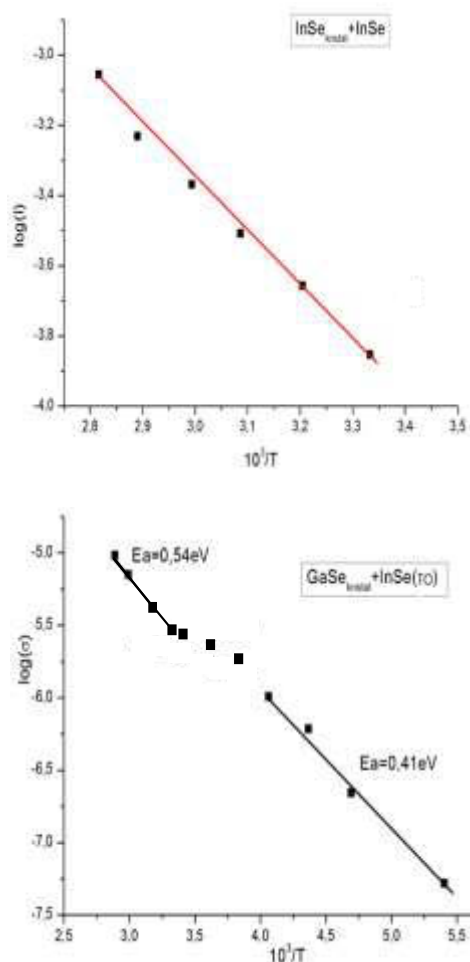


Рис.5

Зависимость проводимости наночастиц *InSe* на подложке InSe и GaSe от температуры.

На Рис. 6. приведены ВАХ наноструктур $\text{In-InSe}_{\text{нано}}\text{-In}$ на свету (a, b) и в темноте (c,d), в режимах продольном и поперечном направлении электрического поля по отношению к нормали поверхности подложки. Как видно из рисунка, в темноте ВАХ носит линейный характер. Однако, под действием света, ВАХ становится нелинейной. Это может быть связано с локализацией носителей заряда на уровнях прилипания, в результате которого возникают токи ограниченные объемными зарядами (ТООЗ) [12]. Следует отметить, что наноструктура *InSe* обладает высоким удельным сопротивлением, т.к. при напряжении 600В через образец проходит ток порядка 10^{-9} А. Следовательно, представляется возможным более глубокое изучение электрооптических явлений на наноструктурах *InSe*, по сравнению с кристаллами.

На Рис.7 и Рис. 8 приведены характерные кривые прямых ветви ВАХ тонкопленочных диодных структур при различных температурах. Как следует из этих графиков, кривые ВАХ изучаемых диодов в отдельных участках могут быть описаны в виде $I \sim V^n$, где величина n меняется в зависимости от температуры и напряжения от 2 до 5, причем с понижением температуры крутизна кривых увеличивается. Следует отметить, что характерным для данного семейства кривых является уменьшение энергии активации тока с увеличением приложенного напряжения. В области напряжений до 1,8В ВАХ структур определяются в основном контактными явлениями, а при относительно высоких значениях внешнего напряжения наблюдаются токи, ограниченные объемными зарядами (ТООЗ).

ВАХ структуры $\text{In-InSe}_{\text{крист}}\text{-InSe}_{\text{пленка}}\text{-In}$ имеет выпрямляющий характер, а структура $\text{InSe}_{\text{пленка}}\text{-GaSe}_{\text{крист}}\text{-InSe}_{\text{пленка}}$ имеет симметричная ВАХ (Рис.9).

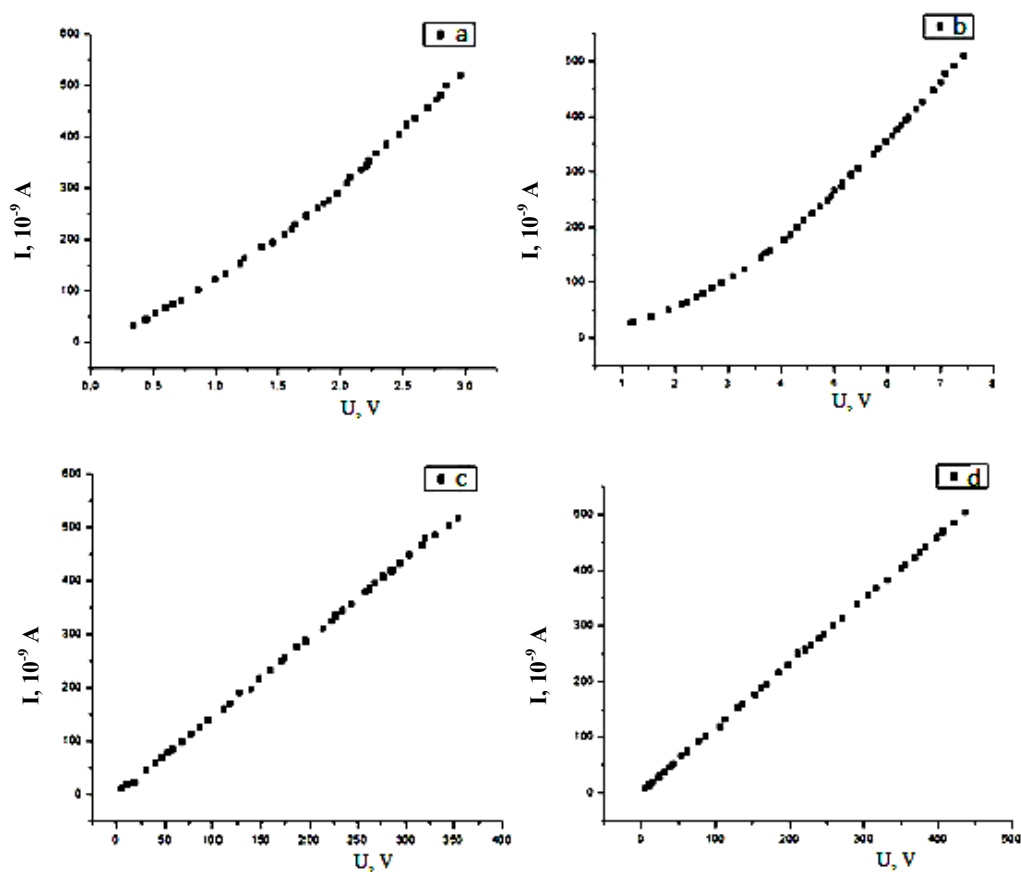


Рис.6

ВАХ структур In-InSe_{нано}-In на свете (а,б) и в темноте (с,д) в продольном (а,с) и поперечном (б,д) направлении электрического поля по отношению к нормали поверхности подложки

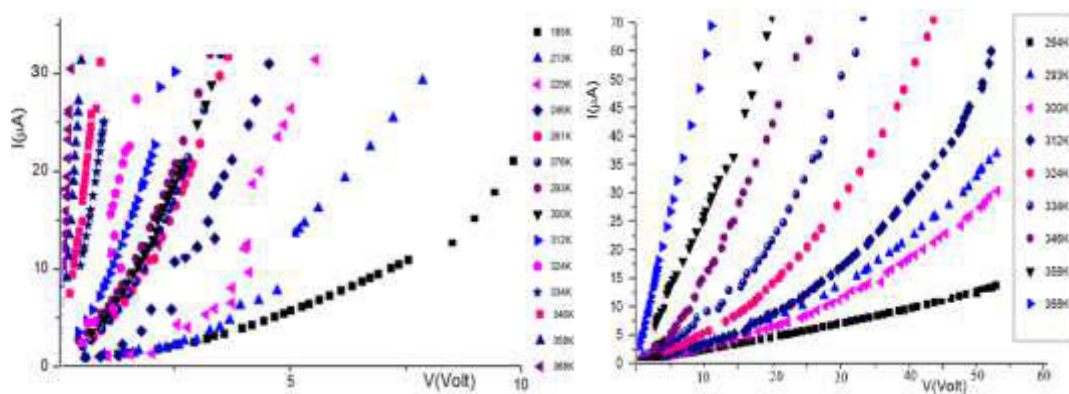


Рис.7

ВАХ пленок In-InSe-In при различных температурах

Рис.8

ВАХ структуры In-InSe_{крист}-InSe_{пленка}-In при различных температурах

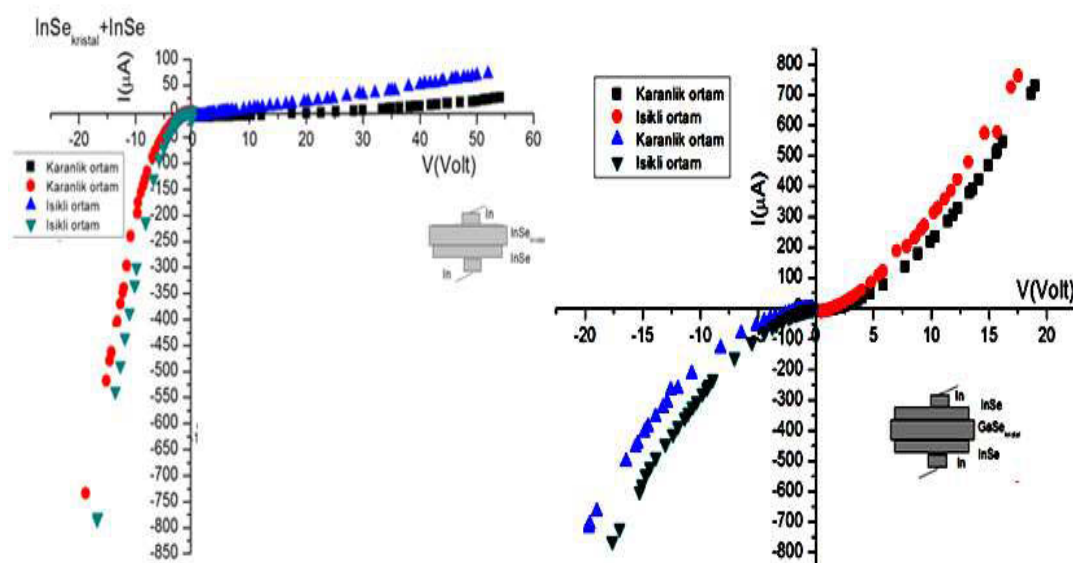


Рис.9

ВАХ структуры $\text{InSe}_{\text{крист}}-\text{InSe}_{\text{пленка}}$ и структуры $\text{InSe}_{\text{пленка}}-\text{GaSe}_{\text{крист}}-\text{InSe}_{\text{пленка}}$

Как показывают экспериментальные результаты, ВАХ в области протекания тока, ограниченного объемными зарядами (ТООЗ) после полного (предельного) заполнения ловушек, инжектированными носителями описывается выражением:

$$J = \frac{\varepsilon \mu \alpha^2 (V - V_{\text{плз}})}{L^3}, \quad (2)$$

здесь $V_{\text{плз}}$ – напряжение предельного заполнения ловушек; n_t – концентрация (плотность) ловушек. Поскольку, квадратичная зависимость плотности протекающего через образец тока инжекции от приложенного внешнего напряжения наблюдается лишь при условии $V \gg V_{\text{плз}}$, по этой точке ВАХ, при $V_{\text{плз}} = 7\text{В}$ вычислена концентрация заполненных ловушек, которая равна $1,27 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

В рассмотренных нами условиях квадратичная зависимость плотности тока инжекции от внешнего напряжения наблюдается лишь при условии

$V_{\text{эф}} \gg V_{\text{плз}}$, ($V_{\text{эф}} = V - V_0$). Положение ловушек и плотность состояний на единичный интервал энергии определены из изучения температурных зависимостей тока. При заполненных ловушках концентрация носителей в зоне проводимости при эффективном напря-

жении близком к $V_{\text{плз}}$ описывается экспоненциальным выражением. Из значения плотности тока инжекции при различных температурах (рис.5) определены граничные значения положения уровней ловушек в запрещенной зоне 0,41 эВ. При повышении температуры до 260-300 К энергия активации тока, уже при малых эффективных напряжениях, с температурой уменьшается до 0,13 эВ. Такой характер зависимости можно связать с уменьшением захвата ловушками инжектированных носителей.

При высоких температурах ($T=360\text{К}$) наблюдается зависимость в виде $I \sim V_{\text{эф}}^n$ с величиной $n < 2$, что объясняется существенным вкладом в проводимость равновесных свободных носителей, которые на начальном участке кривой ВАХ, обеспечивает подчинению закону Ома. Энергетическая глубина залегания примесного уровня, проявляющегося на данном участке, равна 0,54 эВ. Таким образом, эффективный захват инжектированных носителей в тонкопленочных диодах на основе InSe, осажденных из раствора происходит лишь при $T < 250\text{К}$. Такой результат является следствием достаточно точной компенсации глубоких уровней с $E_t = 0,54\text{эВ}$. В данном случае донорами, ком-

пенсирующими глубокие ловушки, служили мелкие уровни вакансии селена, концентрацией которых управляли, изменяя содержание компонентов в растворе и подбором оптимального режима осаждения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наночастицы *InSe* на стеклянной подложке и на подложке из кристаллической пластинки GaSe и InSe выращены методом гидрохимического осаждения из раствора, содержащего селеносульфат натрия и хлорид индия. Результаты рентгеноструктурного и микроструктурного анализа показывают, что наночастицы

InSe обладают гексагональной структурой и на кристаллических подложках образуется наночастицы с дискретно-сферическими структурами. Установлено, что с увеличением размеров наночастиц *InSe* от 10 нм до 75 нм ширина запрещенной зоны изменяется от 1,6 эВ до 1,26 эВ. В наночастицах выявлены примесные уровни с энергиями активации 0,41 эВ, 0,54 эВ и 0,58 эВ. Определено, что ТООЗ обусловлены центрами прилипания с концентрацией $1,27 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Показано, что термический отжиг наночастиц *InSe* на кристаллах приводит к реструктуризации наночастиц.

1. H.Tu.S.Yang, V.Chikan, D.F.Kelley. Spectroscopy of GaSe Nanoparticle Aggregates, *J. Phys. Chem. B*, **108** (2004) 4701-4710.
2. Xiang-Bai Chen, David F.Kelley. Photophysics of GaSe/InSe Nanoparticle Heterojunctions, *J. Phys. Chem. B*, **110** (2006) 25259-25265.
3. M.B.Muradov, G.M.Eyvazova, Y.M.Yolchiev, N.G.Darvishov. Growth and some optical properties of Nanoparticles Gase, formed in the volume of glass matrix, *Int. Conf. Technical and Physical Problems in Power Engineering Ankara*, (2006) 665.
4. А.П.Бахтинов, З.Д.Ковалюк, О.Н.Сидор и др. Формирование нанообразований на поверхности слоистого полупроводника InSe в процессе термического окисления, *ФТТ*, **49** (2007) 1497-1503.
5. С.И.Драпак, З.Д.Ковалюк. Влияние буферного слоя собственного окисла селенида галлия нанометровых размеров на электрические, фотоэлектрические и излучательные свойства гетероструктур ИТО-GaSe, *ФТП*, **41** (2007) 312-317.
6. F.Kh.Mirzade, K.R.Allakhverdiev, Z.Yu.Salayeva. Self-Organization of Nanometer Periodic Structures of Clusters in Solids, *J. Nanoscience and Nanotechnology*, **8** (2008) 764-767.
7. А.Г.Казым-заде, В.М.Салманов, А.А.Агаева. Детекторы оптического излучения на основе слоистых кристаллов GaSe и InSe. *Журнал технической физики*, **77** (2007) 152-129.
8. [8] Garry W.Mudd, Simon A.Svatek, Tianhang Ren, Amalia Patanè, Oleg Makarovskiy, Laurence Eaves, Peter H.Beton, Zakhar D.Kovalyuk. Tuning the Bandgap of Exfoliated InSe Nanosheets by Quantum Confinement. *Adv.Mater.*, **25** (2013) 5714-5718.
9. Xichen Cai, James E.Martin, Lauren E.Shea-Rohwer, Ke Gong, David F.Kelley, Thermal Quenching Mechanisms in II-VI Semiconductor Nanocrystals, *J. Phys. Chem. C*, **117** (2013) 7902-7907.
10. Shuming Yang, David F.Kelley. The Spectroscopy of InSe Nanoparticles. *J. Phys. Chem. B*, **109** (2005) 12701-12706.
11. С.И.Драпак, С.В.Гаврилин, З.Д.Ковалюк, О.С.Литвин. Собственной Окисел селенида индия в условиях сорбции паров воды, *Прикладная физика*, **1** (2011) 115-122.
12. Т.С.Сидоренко, П.С.Смертенко, А.С.Чернова. Исследование электрофизических свойств пленок сульфида индия и слоистых структур на основе кремния, *УФЖ*, **25** (1980) 106-110.

InSe NANOZƏRRƏCİKLƏRİNİN ELEKTRİK VƏ OPTİK XASSƏLƏRİ

A.Q.KAZIMZADƏ, M.KARABULUR, A.X.DİNÇER, V.M.SALMANOV, M.A.CƏFƏROV,
A.Q.HÜSEYNOV, R.M.MƏMMƏDOV, A.M.ƏLİYEVƏ

Tərkibində selenosulfat natrium və indium xlorid olan məhluldan hidro-kimyəvi çökdürülmə üsulu ilə alınmış InSe nanozərrəciklərin elektrik və optik xassələri tədqiq olunmuşdur. Altıq qismində Bricmen üsulu ilə alınmış GaSe və InSe kristalları və şüşə götürülmüşdür. Atom güc mikroskopunun (AFM) və rentgen şüalarının difraksiyası (XRD) üsulunun köməyi

ilə nümunələrin morfolojiyası öyrənilmişdir. Nanozərrəciklərin qadağan olynmuş zonasının eni ($E_g=1,6\text{эВ}$) və aşqar səviyyələrin aktivləşmə enerjiləri (0,41eV, 0,54eV və 0,58eV) təyin edilmişdir. *InSe*, GaSe və şüşə altlıqlar üzərində alınmış *InSe* nanozərrəciklərinin elektrik keçiriciliyinin temperatur asılılıqları, həmçinin *InSe-InSe-InSe* и *InSe -GaSe-InSe* quruluşlarının VAX-rı tədqiq olunmuşdur.

ELECTRICAL AND OPTICAL PROPERTIES OF *InSe* NANOPARTICLES

**A.G.KYAZYM-ZADE, M.KARABULUR, A.X.DİNCHER, V.M.SALMANOV, M.A.JAFAROV,
A.G.HUSEYNOV, R.M.MAMEDOV, A.M.ALİEVA**

The electrical and optical characteristics of nanoparticles *InSe*, grown by hydro-chemical deposition from a solution containing sodium chloride and selenosulfate indium have been experimentally investigated. The substrates have been selected glass and crystals GaSe and *InSe*, grown by Bridgman. Using X-ray diffraction analysis (XRD) and atomic force microscope (AFM) the morphology of the structure of the obtained samples have been studied. The band gap ($E_g=1,6\text{эВ}$) and the activation energy of impurity levels (0,41eV, 0,54eV and 0,58eV) nanoparticles have been determined. Structures *InSe -InSe-InSe* and *InSe-GaSe-InSe* have been shown diode characteristic.

Редактор: акад. Т.Джафаров

УДК 621 315.61

НЕУСТОЙЧИВЫЕ ТЕРМОРЕКОМБИНАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ В ПРИМЕСНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ С ДВУМЯ ТИПАМИ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА

Э.Р.ГАСАНОВ¹, Р.К.МУСТАФАЕВА², А.В.ИСЛАМЗАДЕ³

*БГУ, Институт Физических Проблем¹
AZ 1148, Баку, ул. З.Халилова, 23
Институт Физики НАН Азербайджана
AZ 1143, Баку, пр. Г.Джавида, 131
aygul_islamzade@mail.ru*

Поступила: 16.06. 2015

Принята к печати: 22.07.2015

РЕФЕРАТ

В полупроводниках с однократно и двукратно отрицательно заряженными примесными центрами теоретически показано, что при наличии постоянного электрического поля и постоянного градиента температуры распространяется неустойчивая «терморекомбинационная» волна. Вычислены частота и инкремент терморекомбинационной волны. Найдена аналитическая формула для внешнего постоянного электрического поля, при котором начинается неустойчивость этой волны.

Ключевые слова: частота, инкремент, электрическое поле, градиент температуры, примесные центры.

ВВЕДЕНИЕ

В работе [1] показано, что гидродинамическое движение в неравновесной плазме, в которой имеется градиент температуры $\vec{\nabla}T$, приводит к возникновению магнитных полей. В этой работе обнаружено, что плазма с градиентом температуры $\vec{\nabla}T$ обладает колебательными свойствами заметно отличными от свойства обычной плазмы. В отсутствии внешнего магнитного поля и гидродинамических движений в ней возможны поперечные «термомагнитные» волны, в которых происходит колебание только магнитного поля. Если есть постоянное внешнее магнитное поле $\vec{H}_0$, то волновой вектор термомагнитных волн находится в плоскости $(\vec{H}_0, \vec{\nabla}T)$. В работе [2] теоретически проанализированы условия неустойчивости термомагнитных волн в твердотельной плазме с одним типом (электронный тип) носителей тока.

В работах [3-5] теоретически разработаны условия неустойчивости в изотропных и в анизотропных твердотельных средах с одним

типом носителей тока. Однако условия возникновения и условия неустойчивости термомагнитных волн в примесных полупроводниках с двумя типами носителей тока остаются не ясным.

Выяснение условия неустойчивости в конкретных примесных полупроводниках имеет большой научный интерес.

В этой работе нами исследованы условия возникновения неустойчивых «терморекомбинационных» волн в ниже указанных примесных полупроводниках с двумя типами носителей тока.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

При наличии электрического поля $\vec{E}$, градиента концентрации электронов n_- , градиента концентрации дырок n_+ , при наличии градиента температуры $\vec{\nabla}T$, плотность электрического тока электронов и дырок имеют вид [1]

$$\vec{j}_- = -\frac{\sigma_- \vec{E}^*}{e} + \frac{\sigma_-}{e} [\vec{E}^* \vec{H}] - \alpha_- \vec{\nabla}T - \alpha'_- [\vec{\nabla}T \vec{H}], \quad (1)$$

$$\vec{j}_+ = -\frac{\sigma_+ \vec{E}^*}{e} + \frac{\sigma_{1+}}{e} [\vec{E}^* \vec{H}] - \alpha_+ \vec{\nabla} T - \alpha'_+ [\vec{\nabla} T \vec{H}], \quad (2)$$

$$\vec{E}^* = \vec{E} + \frac{T}{e} \left(\frac{\vec{\nabla} n_-}{n_-} - \frac{\vec{\nabla} n_+}{n_+} \right), \quad (3)$$

$$\vec{j} = \vec{j}_- + \vec{j}_+, \quad \sigma_{\pm} = en_{\pm} \mu_{\pm}, \quad \sigma_{1-} = en_{\pm} \mu_{1\pm}. \quad (4)$$

Подставляя (1,2,3) в (4) и используя уравнения Максвелла $rot \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{j}$, получаем для электрического поля следующие выражения

$$\vec{E} = -\Lambda' [\vec{\nabla} T \vec{H}] + \frac{c}{4\pi\sigma} rot \vec{H} + \frac{T}{e} \left(\frac{\vec{\nabla} n_-}{n_-} - \frac{\vec{\nabla} n_+}{n_+} \right) + \Lambda \vec{\nabla} T, \quad (5)$$

$$\text{здесь } \Lambda = \frac{\alpha_- - \alpha_+}{\sigma}; \quad \Lambda' = \frac{\alpha'_- \sigma - \alpha \sigma'}{\sigma^2}$$

$$\sigma = \sigma_+ + \sigma_-;$$

$$\sigma'_1 = \sigma_{1+} - \sigma_{1-}; \quad \alpha = \alpha_- - \alpha_+; \quad \alpha' = \alpha'_- - \alpha'_+.$$

Математический метод при получении (5) векторных уравнений (1-2-3-4) подробно представлен в работе [1]. Кроме этого в (5) не учтены квадратичные члены по магнитному полю и диффузионные члены, поскольку в полупроводниках имеет место неравенство $k_0 T \ll e E_0 \ell$ (k_0 - постоянная Больцмана, ℓ - длина свободного пробега дырок и электронов, E_0 - внешнее постоянное электрическое поле).

К уравнению электрического поля (5) нужно добавить кинетические уравнения в примесных полупроводниках с учетом рекомбинации и генераций носителей тока.

Некоторые примеси в полупроводнике создают центры, которые способны находиться в нескольких заряженных состояниях. Например, атомы золота в германии могут, кроме нейтрального состояния, быть однократно положительно заряженными и однократно, двукратно и трехкратно отрицательно заряженными центрами. Таким примесным центрам соответствуют в запрещенной зоне несколько энергетических уровней. Эти энергетические уровни (примесные центры) способны захватить электроны или дырки в зависимости от их зарядовых состояний. В резуль-

тате такого захвата изменяется концентрация электронов в зоне проводимости, концентрация дырок в валентной зоне и, следовательно, электропроводность полупроводника изменяется. В разных экспериментальных ситуациях эти примесные центры являются более или менее активными и, поэтому рекомбинация и генерация, в основном, происходит с определенным числом примесных центров. Например, в эксперименте [6] (результаты которого нами будут использованы в дальнейшем) активными центрами были однократно и двукратно отрицательно заряженные центры золота в германии. В присутствии электрического поля электроны и дырки получают от электрического поля энергию порядка $e E_0 \ell$, e - положительной элементарный заряд, ℓ - длина свободного пробега носителей тока. Поэтому при наличии электрического поля электроны могут преодолеть кулоновский барьер однократно заряженного центра и захватиться. В следствие теплового переброса электроны могут генерироваться из примесных центров в зоны проводимости. Количество дырок увеличивается вследствие захвата электронов примесными центрами из валентной зоны и уменьшается вследствие захвата электронов из примесных центров дырками. Разные вероятности генерации и рекомбинации носителей тока приводят к изменению концентраций электронов и дырок в полупроводниках. Уравнения кинетики электронов и дырок в вышеуказанном полупроводнике подробно изложены в работе [7] и имеют следующий вид:

$$\frac{\partial n_-}{\partial t} + div \vec{j}_- = \gamma_-(0) n_{1-} N_- - \gamma_-(E) n_- N = \left(\frac{\partial n_-}{\partial t} \right)_{rek}, \quad (6)$$

$$N_0 = N_- + N_+ = const \quad n_{1-} = \frac{n_-^0 N_0}{N_-}, \quad (7)$$

здесь N_0 - общая концентрация однократно отрицательно заряженных N и двукратно отрицательно заряженных N_- центров. n_{1-} - характерная концентрация, найденная из условия

$$E_0 = 0, \quad \left(\frac{\partial n_-}{\partial t} \right)_{rek} = 0, \quad (8)$$

$$\frac{\partial n_+}{\partial t} + \text{div} \vec{j}_+ = \gamma_+(E) n_{1+} N - \gamma_+(0) n_+ N_- = \left(\frac{\partial n_+}{\partial t} \right)_{rek} \quad (9)$$

$$n_{1+} = \frac{n_+^0 N_-^0}{N_0}$$

В уравнениях (6-10) $\gamma_-(0)$ - коэффициент испускания электронов двукратно отрицательно заряженными центрами в отсутствии электрического поля. $\gamma_-(E)$ - коэффициент захвата электронов однократно отрицательно заряженными центрами, $\gamma_+(0)$ - коэффициент захвата дырок двукратно отрицательно заряженными центрами. Изменение со временем двукратно отрицательно заряженных ловушек определяет изменение однократно отрицательно заряженными центров. Поэтому уравнение, определяющее изменения центров со временем, имеет вид:

$$\frac{\partial N_-}{\partial t} = \left(\frac{\partial n_+}{\partial t} \right)_{rek} - \left(\frac{\partial n_-}{\partial t} \right)_{rek} \quad (10)$$

Для получения дисперсионного уравнения $\omega(k)$ система уравнений (5-6-7-9-10) с учетом уравнений Максвелла

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -c \text{rot} \vec{E}, \quad (11)$$

(c - скорость света) должны быть решены совместно. Для этого будем линеаризовать системы (5-10) следующим образом.

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}; \quad n_{\pm} = n_{\pm}^0 + n'_{\pm}; \quad \vec{\nabla} T = \text{const},$$

$$(\vec{E}', n'_{\pm}) \sim e^{i(\vec{k}\vec{r} - \alpha t)}, \quad (12)$$

$$\vec{E}' \ll \vec{E}_0; \quad n'_{\pm} \ll n_{\pm}^0,$$

где $\vec{k}$ - волновой вектор, ω - частота волны.

Поставим (11) в (5), получим

$$\vec{E} = -\frac{c\Lambda'}{\omega} [\vec{\nabla} T [\vec{k} \vec{E}']] + \frac{ic^2}{4\pi\omega\sigma} [\vec{k} [\vec{k} \vec{E}']] +$$

$$+ \frac{iE_1 \vec{k}}{k} \left(\frac{n'_-}{n_-^0} - \frac{n'_+}{n_+^0} \right) + \Lambda \vec{\nabla} T \quad (13)$$

Линеаризуя (10), получим

$$N'_- = \frac{N^0 \lambda \frac{\vec{E}' \vec{E}_0}{E_0^2} + \omega_-(E_0) n'_- - \omega_+(0) n'_+}{\nu - i\omega}, \quad (14)$$

здесь

$$\nu = \nu_+ + \nu_- = \gamma_+(E_0) n_{1+} + \gamma_+(0) n'_+ +$$

$$+ \gamma_-(0) n_{1-} + \gamma_-(E_0) n_-^0,$$

$$\lambda = \gamma_+(E_0) n_{1+} \varphi_+ + \gamma_-(E_0) n_-^0 \varphi_-;$$

$$\omega_-(E_0) = \gamma_-(E_0) N^0, \quad \omega_+(0) = \gamma_+(0) N_-^0,$$

$$\varphi_{\pm} = 2 \frac{d\hbar \sigma_{\pm}}{d\hbar(E_0^2)}; \quad (15)$$

$$\text{div} \vec{j}'_{\pm} = \left[\pm \frac{i\sigma_{\pm}^0 \delta_{\pm}}{e} + \frac{ic\sigma_{1\pm}}{e} (\vec{k} \vec{E}_0) \right] -$$

$$- \frac{ic\sigma_{1\pm}}{e\omega} (\vec{E}_0 \vec{E}') + \frac{\sigma_{\pm}^0 E_1 k}{e} \left(\frac{n'_-}{n_-^0} - \frac{n'_+}{n_+^0} \right)$$

$$E_1 = \frac{Tk}{e}; \quad \theta_{\pm} = 2 \frac{d\hbar \alpha_{\pm}}{d(E_0^2)}, \quad \delta_{\pm} = 1 \pm \varphi_{\pm}.$$

Раскрывая векторные произведения, из (13) получим:

$$\left(1 + \frac{\omega_T}{\omega} + \frac{ic^2 k^2}{4\pi\sigma_0 \omega} \right) \vec{E}' = -\frac{c\Lambda' \vec{k} (\vec{\nabla} T \vec{E}')}{\omega} +$$

$$\frac{ic^2 \vec{k} (\vec{k} \vec{E}')}{4\pi\omega\sigma_0} + \frac{iE_1 \vec{k}}{k} \left(\frac{n'_-}{n_-^0} - \frac{n'_+}{n_+^0} \right) + \vec{\nabla} T \Lambda U \frac{\vec{E}_0 \vec{E}'}{E_0^2},$$

$$U = 2 \frac{d\hbar \Lambda}{d\hbar E_0^2}, \quad (16)$$

где $\omega_T = -c\Lambda' \vec{k} \vec{\nabla} T$ частота термомагнитных волн [1].

Умножая (15) скалярно один раз на $\vec{E}_0$, и второй раз на $\vec{k}$, легко получим:

$$\vec{E}_0 \vec{E}' = iE_0 E_1 a \left(\frac{n'_-}{n_-^0} - \frac{n'_+}{n_+^0} \right);$$

$$\vec{k} \vec{E}' = iE_1 k a \left(\frac{n'_-}{n_-^0} - \frac{n'_+}{n_+^0} \right)$$

$$a = \frac{\Lambda' ck}{\omega_T \Lambda U \cos \alpha}, \quad (\vec{E}_0 \vec{k}) = E_0 k \cos \alpha. \quad (17)$$

Нужно отметить, что $a \neq \infty$, и поэтому в а нельзя брать $\alpha = 90^\circ$. Мы в дальнейшем значок «о» у равновесных величин будем

опускать $(n_{\pm}^0, N^0, E_0)$. Подставляя значения (15-17) в систему (6-9), получим

$$\left\{ \begin{aligned} & -i\omega - iku_+a + \lambda_+(0) + \omega_+(E_0) \frac{n_{1+}}{n_+^0} \varphi_+ \times \\ & \times \frac{iaE_1}{E} - \frac{v_+}{v_-i\omega} [i\lambda_+ + \omega_+(0)] \end{aligned} \right\} n'_+ + \quad (18)$$

$$+ \left\{ \begin{aligned} & iku_+a \frac{n_+}{n_-} + \frac{n_+}{n_-} ku_{1+} - \omega_+(E_0) \frac{n_{1+}}{n_+^0} \varphi_+ \times \\ & \times \frac{iaE_1}{E} + \frac{v_+}{v_-i\omega} [i\lambda_- + \omega_-(E_0)] \end{aligned} \right\} n'_- = 0,$$

$$\left\{ \begin{aligned} & i \frac{n_-}{n_+} ku_-a - \frac{n_+}{n_-} ku_{1-} - \omega_-(E_0) \frac{n_-}{n_+^0} \varphi_- \times \\ & \times \frac{iaE'}{E} + \frac{v_-}{v_-i\omega} [i\lambda_+ + \omega_+(0)] \end{aligned} \right\} n'_+ + \quad (19)$$

$$+ \left\{ \begin{aligned} & -i\omega - iu_-ka + \lambda_-(E) + \omega_-(E_0) \varphi_- \times \\ & \times \frac{iaE'}{E} - \frac{v_-}{v_-i\omega} [i\lambda_- + \omega_-(E_0)] \end{aligned} \right\} n'_- = 0,$$

Здесь

$$\lambda \frac{aE'}{E} \frac{N}{n_-} = \lambda_-; \quad \frac{N}{n_+} \frac{aE'}{E} = \lambda_+$$

$$\omega_+(0) - u_{1+}k = \lambda_+(0), \omega_-(E_0) + u_{1-}k = \lambda_-(E).$$

Уравнения (18) и (19) запишем в сле

$$\begin{cases} \lambda_1 n'_+ + \lambda_2 n'_- = 0 \\ \lambda_3 n'_+ + \lambda_4 n'_- = 0 \end{cases} \quad (20)$$

Подставляя значения $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4$ из (18-19) в (21), получим

$$\lambda_1 \lambda_4 - \lambda_2 \lambda_3 = 0. \quad (21)$$

Уравнение для определения частоты и инкремента «терморекомбинационной» волны имеет вид:

$$\omega^2 + i(A_- + A_+) \omega + B_+ B_- - A_+ A_- = 0, \quad (22)$$

$$A_- = -iku_-a + \lambda_-(E_0) + \omega_-(E_0) \varphi_- \frac{iaE'}{E},$$

$$A_+ = iku_+a \frac{n_+}{n_-} + \frac{n_+}{n_-} ku_{1+} - \omega_+(E_0) \varphi_+ \frac{iaE'}{E}, \quad (23)$$

$$B_- = iku_-a \frac{n_-}{n_+} - \frac{n_-}{n_+} ku_{1-} - \omega_-(E_0) \frac{n_-}{n_+^0} \varphi_- \frac{iaE'}{E},$$

$$B_+ = iku_+a \frac{n_+}{n_-} + \frac{n_+}{n_-} ku_{1+} - \omega_+(E_0) \frac{n_{1+}}{n_+^0} \varphi_+ \frac{iaE'}{E},$$

Решение (22) с учетом (23) слишком сложно. Поэтому мы будем решать уравнение (22) при определенных аналитических значениях внешнего электрического поля. Легко проверить, что при $A_- = A_+$

$$E = \frac{\omega_+(0) \varphi_- \left[1 - \frac{\mu_- kE'}{\omega_+(0)} - \frac{\omega_+(E) n_{1+}}{\omega_+(0) n_+} \frac{\varphi_+}{\varphi_-} \right]}{k\mu_- \left(\delta_- + \frac{\omega_T}{ck} r_- + \frac{\omega_T}{ck} \frac{\mu_+}{\mu_-} r_+ \right)}, \quad (24)$$

$$r_- = \frac{\alpha_- \theta_- \vec{E}_0 \vec{\nabla} T}{E^2 n_- \mu_-}; r_+ = \frac{\alpha_+ \theta_+ \vec{E} \vec{\nabla} T}{E^2 n_+ \mu_+}; \frac{B_-}{B_+} = \left(\frac{v_-}{v_+} \right)^2. \quad (25)$$

С учетом (24-25) получим из (22)

$$\omega_{1,2} = -iA_- \pm iB_+ \frac{v_-}{v_+}. \quad (26)$$

Поставляя значения A_- и B_+ , мы получим для частоты и инкремента терморекомбинационных волн следующие выражения

$$\omega_1 = -ku_-a + \omega_-(E_0) \varphi_- \frac{aE'}{E} - \frac{v_-}{v_+} ku_+a \frac{n_+}{n_-} + \quad (27)$$

$$+ \frac{v_-}{v_+} \omega_+(E) \frac{n_+}{n_-} \varphi_+ \frac{aE'}{E} + i \left[\frac{v_-}{v_+} \frac{n_+}{n_-} ku_{1+} - \lambda(E) \right],$$

$$\omega_2 = -ku_-a + \omega_-(E_0) \varphi_- \frac{aE'}{E} + \frac{v_-}{v_+} ku_+a \frac{n_+}{n_-} - \quad (28)$$

$$- \frac{v_-}{v_+} \omega_+(E) \frac{n_+}{n_-} \varphi_+ \frac{aE'}{E} - i \left[\frac{v_-}{v_+} \frac{n_+}{n_-} ku_{1+} + \lambda(E) \right].$$

АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Из выражения (26-27) видно, что волна с частотой ω_2 (28) затухающая и при частоте ω_2 не происходит излучения энергии из вышеуказанного полупроводника.

Излучения из вышеуказанного полупроводника происходит, если инкремент волны

$$\omega_1 = \frac{v_-}{v_+} \frac{n_+}{n_-} ku_{1+} - \lambda_-(E) \quad (29)$$

является положительной величиной, а это требует высокой концентрации дырок и

низкой концентрации электронов. Из (27) $\omega = \omega_0 + i\omega_1$ видно, что $a \sim \frac{1}{\omega_T}$ термомаг-

нитные волны уменьшают частоту терморекombинационных волн, а частота захвата электронов и частота испускания дырок увеличивает ее. Вероятно, что существуют значения $\omega_{\pm}(E_0)$ и ω_T , при которых в полупроводниках, имеющих вышеуказанную модель, энергию может излучаться более или менее стабильно.

Такая ситуация может происходить при определенных значениях внешнего электрического поля и постоянного градиента температуры.

1. Л.Э.Гуревич. Термомагнитные волны и возбуждение магнитного поля в неравновесной плазме, *ЖЭТФ*, **44** (1963) 548-555.
2. Л.Э.Гуревич, Б.Л. Гельмонт. Гидротермомагнитные волны в слабонеоднородной плазме, *ЖЭТФ*, **46** (1964) 884-901.
3. Л.Э.Гуревич, В.И.Владимиров. Кинетические свойства разряженной плазмы с большим лучистым давлением и эффекты взаимного увлечения электронов и фотонов, *ЖЭТФ*, **44** (1963) 166-176.
4. E.R.Hasanov, M.F.Novruzov, A.Z.Panahov, A.I.Demirel. *Energy generation and amplitude of thermo magnetic waves in the conducting*

Наличие внешнего постоянного и переменного магнитного поля может изменить условия возникновения терморекombинационных волн. При излучении энергии из среды сопротивление среды уменьшается и происходит колебание тока во внешней цепи. Для исследования внешней неустойчивости (т.е. когда вещественная часть импеданса отрицательна $\text{Re } z < 0$) нужно вычислить импеданс полупроводника.

Эта задача требует учета граничных условий на концах среды электрического поля и, конечно, учета инжекции на концах среды.

- medium/ Modern Physics Letters B*, **22** (2008) 455-457.
5. E.R.Hasanov, M.F.Novruzov, A.Z.Panahov, A.I.Demirel. *Instability of thermo magnetic waves in the GeAu Semiconductors with impurities international Journal of Pure and Applied Physics*, **4** (2008) 23-28.
6. М.И.Иглицын, Э.Г.Пель, Л.Я.Первова, В.И.Фистуль. Неустойчивость электронно-дырочной плазмы полупроводника, обусловленная нелинейностью вольтамперных характеристик, *ФТТ*, **8** (1966) 3606.
7. Л.Э.Гуревич, Э.Р.Гасанов. Теория спонтанных колебаний тока в кристаллах с глубокими ловушками. *Физика твердого тела*, **11** (1962) 1433.

İKİTİP KEÇİRİCİLİKLİ AŞQARLI YARIMKEÇİRİCİLƏRDƏ DAYANIQSIZ TERMOREKOMBİNASİYA DALĞALARI

E.R. HƏSƏNOV, R.K.MUSTAFAEVA, A.V.İSLAMZADƏ

Birqat və ikiqat mənfi aşqarlara malik yarımkeçiricilərdə sabit elektrik sahəsi və sabit temperatur qradienti olanda dayanıqsız termorekombinasiya dalğalarının yayılması nəzəri olaraq isbat olunmuşdur. Termorekombinasiya dalğalarının tezlik və inkrementi nəzəri olaraq hesablanmışdır. Bu dalğaların dayanıqsızlıq şərtinə uyğun elektrik sahəsinin analitik ifadəsi hesablanmışdır.

UNSTABLE THERMORECOMBINATION WAVES IN IMPURITY SEMICONDUCTORS WITH TWO TYPES OF CURRENT OF CARRIES

E.R.HASANOV, R.K.MUSTAFAEV, A.V.ISLAMZADE

It has been theoretically shown that a non-stable thermorecombination wave propagates in semiconductors with the singly and doubly negatively charged impurity centers in the presence of constant electric field and constant temperature gradient. The frequency and increment of the thermorecombination wave have been calculated. An analytic formula for the constant external electric field at which the wave instability begins has been found.

Редактор: д. н. по физике Ш.Нагиев

УДК 621.315.592

ИЗОПЕРИОДИЧЕСКАЯ ГЕТЕРОСТРУКТУРА $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}/\text{PbSe}_{1-x}\text{S}_x/\text{BaF}_2$

И.Р.НУРИЕВ, Н.В.ФАРАДЖЕВ, С.С.ФАРЗАЛИЕВ

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

Поступила: 16.06.2015

Принята к печати: 22.07.2015

РЕФЕРАТ

Разработаны условия выращивания эпитаксиальных пленок $\text{p-Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ ($x=0,05$)/ $\text{n-PbSe}_{1-x}\text{S}_x$ ($x=0,07$) методом конденсации молекулярных пучков в вакууме 10^{-4} Па. В едином технологическом цикле на подложках BaF_2 (111) получены изопериодические эпитаксиальные фоточувствительные гетеропереходы $\text{p-Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ ($x=0,05$)/ $\text{n-PbSe}_{1-x}\text{S}_x$ ($x=0,07$), максимальное значение фоточувствительности которых наблюдается при длине волны $\lambda=6\text{мкм}$. Сравнением спектральной фоточувствительности гетеропереходов для различных составов, контактирующих пар, показано, что с увеличением значения x и соответственно уменьшением ширины запрещенной зоны, происходит перемещение максимума фоточувствительности в сторону длинных волн.

Ключевые слова: эпитаксия, гетеропереход, фоточувствительность, структура, цикл.

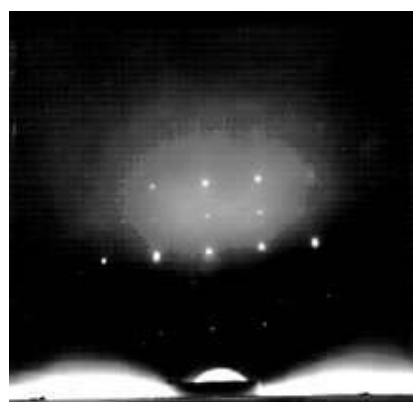
При изготовлении различных приборов инфракрасной техники (ИК) на область спектра $3\div 5$ и $8\div 12\text{мкм}$ находят широкое применение полупроводниковые соединения типа $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$ и твердые растворы на их основе [1]. Для получения структурно совершенных, однородных эпитаксиальных пленок этих материалов с заданными толщиной, составом и концентрацией носителей заряда разработаны ряд методов [2]. Для того чтобы свойства гетеропереходов (ГП) были воспроизводимыми и предсказуемыми на основании сведений о свойствах контактирующих материалов, формирующих переход, необходимо выполнение целого ряда условий совместимости по механическим, кристаллохимическим, термическим свойствам, кристаллической и энергетической структуре. В первую очередь необходимо учитывать следующие параметры контактирующих материалов: а) постоянные решетки, б) ширина запрещенной зоны, в) коэффициент термического расширения, г) энергия электронного сродства, д) диэлектрическая проницаемость. Главным среди перечислен-

ных требований, как правило, является близость постоянных решеток материалов, образующих гетеропереходы. Несоответствие параметров решеток приводит к возникновению дефектов на границе раздела гетероперехода [3]. Желательно, чтобы в гетероструктурах, параметры кристаллических решеток контактирующих пар имели одинаковое значение. В таких структурах отсутствуют дислокации несоответствия, и полученные структуры имеют высокое кристаллическое совершенство с необходимыми электрофизическими и фотоэлектрическими параметрами.

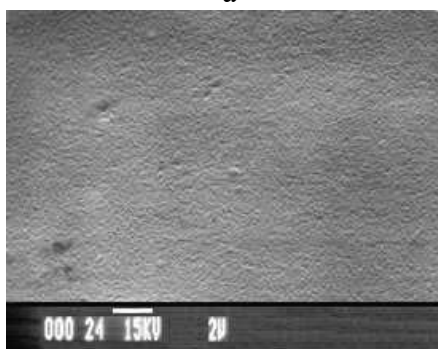
Известно, что при несогласованных параметрах кристаллических решеток действие механических напряжений вызывает локальные вариации ширины запрещенной зоны, что может привести к существенным изменениям электрических свойств.

В связи с вышеизложенным, в настоящей работе рассматривается получение и исследование изопериодических эпитаксиальных гетероструктур $\text{p-Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ ($x=0,05$)/ $\text{n-PbSe}_{1-x}\text{S}_x$ ($x=0,07$) на подложках BaF_2 (111). Использован-

ные в качестве подложки монокристаллы BaF_2 имеют хорошую механическую прочность, химически инертны и прозрачны в ИК диапазоне спектра $3\div 12$ мкм [4]. Кнудсеновская ячейка, изготовленная из графита, была использована в качестве испарителя. Эпитаксиальные пленки выращивались методом конденсации молекулярных пучков (КМП), на основе которых получались гетеропереходы в вакууме 10^{-4} Па, с применением дополнительного источника паров селена (Se) во время роста. В качестве источника были использованы заранее синтезированные твердые растворы $\text{Pb}_{0,95}\text{Sn}_{0,05}\text{Se}$ и $\text{PbSe}_{0,93}\text{S}_{0,07}$ состав которых был определен рентгенодифракционным методом. Надо отметить что, согласование параметров решеток твердых растворов $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ и $\text{PbSe}_{1-x}\text{S}_x$ позволило создать изопериодическую структуру $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}/\text{PbSe}_{1-x}\text{S}_x/\text{BaF}_2$.



а



б

Рис.1

Электроннограмма (а) и электронномикроскопический снимок (б) поверхности пленок $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$.

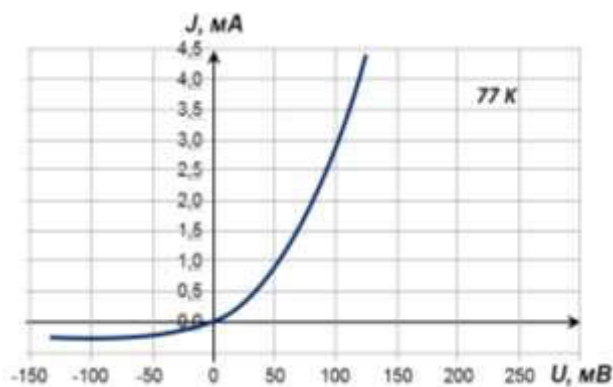
Методами электронографии, рентгенодифрактометрии, электронномикроскопии оп-

ределялась структура, кристаллическое совершенство и морфология поверхности пленок.

Известно, что структура и морфология поверхности играет важную роль при изготовлении различных приборов [5, 6]. Установлено, что на подложках BaF_2 (111) при температуре ($T_{\text{п}}=620\div 670$ К) растут структурно совершенные эпитаксиальные пленки $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ с кубической гранецентрированной решеткой ($a=6,10$ Å) с гладкой, чистой поверхностью, с плоскостью (111) (Рис.1.а, б)

С применением подвижной маски, с параллельно расположенными щелями в виде пересекающихся полос размером $0,3\times 0,3\text{ мм}^2$, получались гетероструктуры для исследования электрофизических и фотоэлектрических свойств. Такая конструкция дала возможность получения матрицы, состоящей из нескольких элементов р-п гетероструктур в едином технологическом цикле, без нарушения вакуума.

Было установлено что, гетеропереходы р- $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ / n- $\text{PbSe}_{1-x}\text{S}_x$ полученные на основе пленок с концентрациями носителей заряда ($p=10^{16}\div 10^{17}$; $n=10^{17}\div 10^{18}$) см⁻³ обладают выпрямляющими свойствами (Рис.2).

**Рис.2**

ВАХ ГП р- $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$
($x=0,05$)/n- $\text{PbSe}_{1-x}\text{S}_x$ ($x=0,07$).

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) полученных гетероструктур показывают, что утечки в них сильно зависят от степени структурного совершенства р-слоя. Прямая ветвь ВАХ ($U=30\div 100$ мВ) подчиняется экс-

пониженному закону $J=J_0 \exp(eU/\beta kT)$. При $\sim 77\text{K}$ коэффициент β изменяется в интервале $2 \div 2,5$, что характерно для генерационно-рекомбинационного механизма протекания тока через область пространственного заряда. В области больших прямых смещений ($U=100 \div 130\text{ мВ}$) протекание тока определяется туннелированием ($\beta=9 \div 10$). Таким образом, прямые токи моделируются механизмом рекомбинация-туннелирование на границе раздела. Большинство изготовленных p-n гетеропереходов оказались фоточувствительными при длине волны спектра $\lambda=6\text{ мкм}$. Их спектральная характеристика представлена на Рис.3.



Рис.3

Спектральная характеристика ГП $p\text{-Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}/n\text{-PbSe}_{1-x}\text{S}_x$.

Форма кривой соответствует типичной спектральной характеристике гетеропереходов. Как видно из рисунка, максимальное значение фоточувствительности наблюдается при длине волн $\lambda_{\text{max}}=6\text{ мкм}$. Данная характеристика соответствует ГП изготовленному при температуре подложки равной 520K .

Дифференциальное сопротивление изготовленных элементов при нулевом смещении R_0 составляет $1000 \div 1500\text{ Ом}$. Величина произведения $R_0 A$ составляло $1,2 \div 1,3\text{ Ом}\cdot\text{см}^2$ (A - площадь перехода) при температуре жидкого азота. R_0 определяется из выражения $R_0 = kT/qJ_0$, где J_0 - ток при нулевом смещении. Величина $R_0 A$ сравнима с аналогич-

ными величинами для диодов Шоттки на основе $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$, описанных в литературе.

В исследованных ГП сигнал фото-э.д.с. (S) достигает наибольших значений при концентрации дырок в пленках $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ $p=10^{16} \div 10^{17}\text{ см}^{-3}$. При $p > 4 \cdot 10^{17}\text{ см}^{-3}$, величина S быстро убывает с ростом концентрации и при $p=10^{17}\text{ см}^{-3}$ фотоответ практически не регистрируется. При уменьшении концентрации от $p=10^{16}\text{ см}^{-3}$ сигнал фототоответа также начинает падать, однако сравнительно медленнее. Для всех исследованных ГП концентрация электронов в пленках $\text{PbSe}_{1-x}\text{S}_x$ составляла $n=10^{18}\text{ см}^{-3}$.

Было проведено сравнение спектральной фоточувствительности изопериодических ГП для различных составов контактирующих пар $p\text{-Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ $x=(0,01; 0,03; 0,05)$; $n\text{-PbSe}_{1-x}\text{S}_x$ $x=(0,03; 0,05; 0,07)$. Оказалось, что с увеличением значения x наблюдается перемещение максимума фоточувствительности в сторону длинных волн, что связано с увеличением ширины запрещенной зоны (Рис.4).

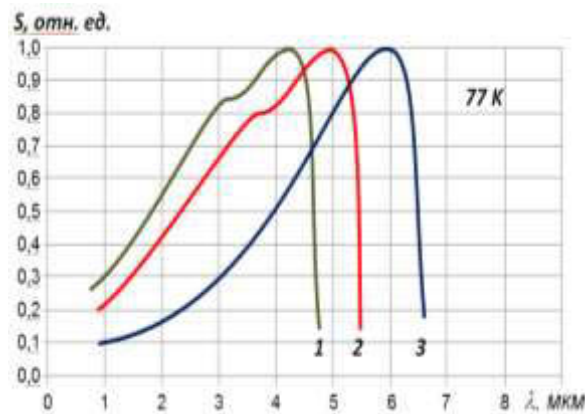


Рис.4

Спектральные характеристики ГП $p\text{-Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}/n\text{-PbSe}_{1-x}\text{S}_x$ при различных составах контактирующих пар
1 – $x=0,01$; 0,03, 2 – $x=0,03$; 0,005,
3 – $x=0,05$; 0,007

Определены оптимальные условия выращивания эпитаксиальных пленок и получены фоточувствительные гетеропереходы $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}/\text{PbSe}_{1-x}\text{S}_x$ на монокристаллических подложках BaF_2 (111). Показано, что с увеличением значения x в пленках, макси-

мальная фоточувствительность гетеропереходов смещается в сторону длинных волн, что объясняется увеличением ширины запрещенной зоны.

1. Ф.Ф.Сизов. Твердые растворы халькогенидов свинца и олова и фотоприемники на их основе, *Зарубежная электронная техника*, **24** (1977) 14-17.
2. А.В.Матвеев и др. Термическое вакуумное напыление эпитаксиальных полупроводниковых соединений группы $A^{IV}B^{VI}$, *Зарубежная электронная техника*, **11** (1982) 54-58.
3. W.G.Oldham, A.G.Milnes. Interface states in

abrupt semiconductor heterojunctions, *Solid State Electron*, **7** (1964) 153-165.

4. Е.М.Воронкова, Гречушников В.Н. и др. Оптические материалы для инфракрасной техники, Москва, Наука, (1965) 335.
5. А.М.Афанасьев, П.А.Александров, Р.М.Имамов. Рентгенодифракционная диагностика субмикронных слоев, Москва, Наука, (1989) 151.
6. И.Р.Нуриев. Морфология поверхности, фотоэлектрические свойства эпитаксиальных пленок узкозонных халькогенидов $A^{IV}B^{VI}$, Москва, Прикладная физика, №5 (2013) 16-18.

$Pb_{1-x}Sn_xSe / PbSe_{1-x}S_x / BaF_2$ İZOPERİODİK HETEROKEÇİDLƏRİ

H.R.NURIYEV, N.V.FƏRƏCOV, S.S.FƏRZƏLIYEV

Molekulyar dəstədən kondensasiya metodu ilə 10^{-4} Pa vakuumda $p-P_{1-x}Sn_xSe$ ($x=0,05$)/ $n-PbSe_{1-x}S_x$ ($x=0,07$) epitaksial təbəqələrin yetişdirilməsi şərtləri işlənib hazırlanmışdır. Vahid texnoloji şəraitdə, fəthəssaslığın maksimumu $\lambda=6\text{mkm}$ dalğa uzunluğunda olan, BaF_2 (111) altlıqları üzərində izoperiodik epitaksial, fəthəssas $p-P_{1-x}Sn_xSe$ ($x=0,05$)/ $n-PbSe_{1-x}S_x$ ($x=0,07$) heterokeçidləri alınmışdır. Müxtəlif tərkiblərində alınmış heterokeçidlərin fəthəssaslığının spektral xarakteristikalarının müqayisəsi göstərmişdir ki, x kəmiyyətinin artması və uyğun olaraq qadağan olunmuş zolağın eninin azalması ilə fəthəssaslığın maksimumu uzun dalğalara tərəf sürüşməsi baş verir.

ISOPERIODIC HETEROJUNCTION $Pb_{1-x}Sn_xSe / PbSe_{1-x}S_x / BaF_2$

H.R.NURIYEV, N.V.FARAJOV, S.S.FARZALIYEV

Growth conditions of $p-P_{1-x}Sn_xSe$ ($x=0.05$)/ $n-PbSe_{1-x}S_x$ ($x=0.07$) epitaxial films in 10^{-4} Pa vacuum by the molecular beam condensation method have been established. In a uniform technological cycle on the BaF_2 (111) substrates have been received $p-P_{1-x}Sn_xSe$ ($x=0.05$)/ $n-PbSe_{1-x}S_x$ ($x=0.07$) isoperiodic epitaxial photosensitive heterojunctions, which maximum value of photosensitivity has observed in the $\lambda=4\div 6\text{mkm}$ range of wavelength. Comparison of spectral photosensitivity for various compositions of the contacting couples has showed that happened movement of maximum of photosensitivity towards long waves as a result of increase in value x and respectively reduction of width of the forbidden zone.

Редактор: проф. С.Мехтиева

ВЯЗКОСТЬ ПРИ ТЕЧЕНИИ НЕНЬЮТОНОВСКОЙ ЖИДКОСТИ ПО КРУГЛЫМ ЦИЛИНДРИЧЕСКИМ ТРУБАМ

Г.Т.ГАСАНОВ, А.Н.ДЖАФАРОВА, М.А.ДЖАФАРОВА

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

Поступила: 16.06. 2015

Принята к печати: 22.07.2015

РЕФЕРАТ

Теоретически выведена формула, которая позволяет определить вязкость вязкопластичной жидкости с переменной вязкостью в нестационарном режиме. Установлено, что вязкость при малых значениях времени существенно изменяется со временем, а при больших значениях она стремится к своему стационарному значению.

Ключевые слова: вязкость, жидкость, скорость, нестационарный режим.

ВВЕДЕНИЕ И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Вязкость является одной из важных теплофизических характеристик жидкостей и по этой причине ее исследованию посвящено огромное количество работ, анализ которых приводится в [1-5]. В основу всех существующих методов исследования коэффициента вязкости лежит закон внутреннего трения Ньютона и гидродинамическая теория ламинарного стационарного движения вязких жидкостей. Наибольшее практическое применение, в частности в нефтяной и химической промышленности, нашел капиллярный вискозиметр, основанный на ламинарном стационарном движении вязких жидкостей в капиллярной трубке.

Многокомпонентные жидкости как гомогенные, так и гетерогенные, в большей степени, могут содержать в своем составе компоненты, значительно изменяющие вязкость жидкости, и даже кардинально меняющие саму физическую основу и природу внутреннего трения. Многочисленные эксперименты проведенные с многокомпонентными жидкостями показали, что в таких жидкостях гипотеза вязкостного трения Ньютона (пропорциональность напряжений градиенту скорости относительного движения жидкости) неприемлема [6,7]. Соответственно, такие жидкости принято

называть неньютоновскими жидкостями. Среди неньютоновских жидкостей принято выделять вязкопластичные, вязкоупругие, псевдопластичные и дилатантные жидкости.

Обобщая имеющиеся литературные материалы можно прийти к заключению, что для решения практических задач в неньютоновских жидкостях наиболее распространенными самыми простыми с математической точки зрения являются модели Шведова-Бингама, степенной закон Оствальда де Ваала и Гершеля - Балкли.

В данной работе мы рассматриваем вязкость вязких вязкопластичных, вязкоупругих жидкостей. Для вязкопластичных жидкостей характерной особенностью является то, что они до достижения некоторого внутреннего напряжения ведут себя как твердые тела и лишь при превышении внутреннего напряжения выше критической величины начинают двигаться как обычные жидкости. Причиной такого явления является то, что вязкопластичные жидкости имеют пространственную жесткую внутреннюю структуру, сопротивляющуюся любым внутренним напряжениям меньшим критической величины, это критическое напряжение в литературе называют статистическим напряжением сдвига. Для вязкопла-

стичных жидкостей справедлив закон Шведова-Бингама:

$$\tau = \tau_0 + \eta \frac{dv}{dr} \quad (1)$$

где τ - приложенное касательное напряжение, τ_0 - предельное статическое напряжение сдвига, η - коэффициент структурной вязкости, $\frac{dv}{dr}$ - градиент скорости.

К вязкопластичным жидкостям относятся коллоидные растворы, полимеры, различные нефти. Очевидно, что для вязкопластичной жидкости формула определения вязкости будет отличаться от формулы, полученной на основе формулы Пуазейля, выведенной для вязкой жидкости.

Как известно, ламинарное стационарное движение вязкой жидкости в капиллярной трубе описывается уравнением с постоянным коэффициентом

$$\eta \left(\frac{d^2 v}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dv}{dr} \right) + \frac{\Delta P}{l} = 0 \quad (2)$$

Количество жидкости, протекающее через поперечное сечение трубы за единицу времени, т.е. расход жидкости определяется по формуле

$$Q = \int_0^R 2\pi r v(r) dr = \text{const} \quad (3)$$

Из решения уравнения (2) при условиях $v(R) = 0$, $v(0) \neq \infty$ и воспользовавшись формулой (3) для определения коэффициента вязкости получена формула

$$\eta_\infty = \frac{\pi R^4 \Delta P}{8l Q_\infty}. \quad (4)$$

Отметим, что индекс " ∞ " соответствует стационарному движению.

Как известно, все реальные технологические процессы нестационарные и вследствие этого как перепад давления, так и расход жидкости, изменяются со временем. Очевидно изменения ΔP и Q со временем приведет и к изменению вязкости жидкости со временем. Естественно, тогда формула для определения коэффициента жидкости, выведенная для случая постоянного давления и расхода жидкости

будет отличаться от формулы для переменного давления и расхода жидкости. В связи с отмеченным возникает необходимость определения нестационарной вязкости жидкостей.

С этой целью рассмотрим ламинарное течение вязкой жидкости в цилиндрической трубе с переменным перепадом давления $\Delta P = P_1 - P$ на концах трубы и расхода жидкости. Данная задача сводится к решению уравнения для нестационарного режима, т.е.

$$\rho \frac{\partial v}{\partial t} = \eta(t) \left(\frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} \right) + \frac{\Delta P(t)}{l}. \quad (5)$$

Для решения уравнения (5) задаются следующие начальное и граничные условия:

$$v(r, 0) = 0; \quad v(R, t) = 0; \quad \frac{\partial v}{\partial r}(0, t) = 0. \quad (6)$$

Применяя метод осреднения силы инерции по радиусу трубы [8], т.е.

$$\varphi(t) = \frac{1}{R} \int_0^R \rho \frac{\partial v}{\partial t}(r, t) dr, \quad (7)$$

к уравнению (5) получим:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dv}{dr} \right) = \left(\varphi(t) - \frac{\Delta P}{l} \right) \frac{1}{\eta}. \quad (8)$$

Решение этого уравнения при отмеченных выше условиях (6) имеет вид

$$v = \left(\varphi - \frac{\Delta P}{l} \right) \left(\frac{r - R}{4\eta} \right). \quad (9)$$

При этом расход жидкости через поперечное сечение цилиндрической трубы будет определяться по формуле

$$Q(t) = -\frac{\pi R^4}{8\eta} \left(\varphi(t) - \frac{\Delta P}{l} \right). \quad (10)$$

Из решения уравнений (7), (9) и (10) для определения динамической вязкости вязких жидкостей выведена следующая расчетная формула:

$$\eta(t) = \frac{\pi R^4}{8Q} \cdot \frac{\Delta P}{l} - \frac{\rho R^2}{6} \frac{Q'}{Q}. \quad (11)$$

Таким образом формула (11) позволяет определять динамическую вязкость в нестационарном режиме при течении вязкой жидкости по круглой цилиндрической трубе. Очевидно при $\Delta P = const$, $Q = const$ формула (11) совпадает с формулой (4).

Аналогичным образом определяется динамическая вязкость вязкоупругих жидкостей, внутреннее трение которой отличается от закона внутреннего трения вязкой жидкости. Этот вопрос связан с тем, что растворы полимеров, смолистые нефти, глинистые растворы и некоторые другие жидкости обладают вязкоупругими свойствами. Для этой цели рассмотрено изотермическое нестационарное движение упруговязкой максвелловской жидкости в круглой цилиндрической трубе с переменными перепадом давления и расхода жидкости.

Решая обратную задачу для рассматриваемого случая, получено следующее уравнение для определения динамической вязкости при известных значениях плотности ρ и времени релаксации θ

$$\eta t_0 = (t_0 + \theta) \frac{\pi R^4 \Delta P^*(t_0)}{8\ell Q^*(t_0)} - \frac{\rho R^2 (t_0 + \theta)}{4t_0}, \quad (12)$$

где

$$\Delta P^*(t_0) = \int_0^\infty \Delta P(t) e^{-\frac{t}{t_0}} dt, \quad Q^*(t_0) = \int_0^\infty Q(t) e^{-\frac{t}{t_0}} dt.$$

В случаях, когда все физические параметры упруговязкой жидкости, такие как плотность ρ , время релаксации θ и вязкость η неизвестны, и требуется найти их сразу за один опыт, применяется метод детерминированных моментов. Для этой цели вводится момент k -го порядка для функций $Q(t) - Q_\infty$ и $\Delta P(t) - \Delta P_\infty$, т. е.

$$Q_k = \int_0^\infty [Q(t) - Q_\infty] \frac{t^k}{k!} dt;$$

$$\Delta P_k = \int_0^\infty [\Delta P(t) - \Delta P_\infty] \frac{t^k}{k!} dt \quad (13)$$

$$Q_\infty = \lim_{t \rightarrow \infty} Q(t); \quad \Delta P_\infty = \lim_{t \rightarrow \infty} \Delta P(t).$$

При этом для определения искомых величин получены формулы:

$$\eta = \frac{\pi R^4 \Delta P_0}{8\ell Q_0}$$

$$\rho = \eta \frac{4Q_1}{R^2 Q_0} - \frac{\pi R^2 \Delta P_1}{2\ell Q_0} + \frac{\pi R^2 \theta \Delta P_0}{2\ell Q_0} \quad (14)$$

$$\theta = \frac{\frac{R^2 \Delta P_2}{8\ell \eta} - \frac{Q_2}{\pi R^2} - \frac{R^2}{8\eta} \cdot \frac{\Delta P_1 \cdot Q_1}{\ell Q_0} + \frac{1}{\pi R^2} \cdot \frac{Q_1^2}{Q_0}}{\frac{Q_0}{4\pi \eta} - \frac{R^2}{8\eta} \cdot \frac{\Delta P_0 Q_1}{\ell Q_0} + \frac{R^2 \Delta P_1}{8\ell \eta}}$$

В случаях, когда перепад давления и расход жидкости со временем изменяются по законам

$$Q(t) = Q_0 (1 - e^{-k_1 t}),$$

$$\Delta P(t) = \Delta P_0 (1 - e^{-k_2 t})$$

для определения динамической вязкости имеем следующую формулу:

$$\eta = \frac{\pi R^4 \Delta P_\infty}{8\ell Q_\infty} \cdot \frac{k_1}{k_2} = \eta_0 \cdot \frac{k_1}{k_2}. \quad (15)$$

Вычисления, проведенные на основе экспериментальных данных, полученных непосредственно на бурящихся нефтяных скважинах при пуске насоса, показали, что $\frac{k_1}{k_2} = 0,87$.

Далее рассмотрим эту же задачу для течения вязкопластичных жидкостей по круглой цилиндрической трубе с постоянной вязкостью. Тогда данная задача, будет сводиться к решению уравнения (5) с учетом вязких и пластичных свойств жидкостей [7]:

$$\rho \frac{\partial v}{\partial t} = \eta \left(\frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} \right) - \frac{\tau_0}{r} + \frac{\Delta P(t)}{l}. \quad (16)$$

Аналогично применяя к уравнению (16) метод осреднения и учитывая начальные и граничные условия (6) получим следующее уравнение:

$$\eta \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dv}{dr} \right) = \varphi - \frac{\Delta P}{l} + \frac{\tau_0}{r}. \quad (17)$$

Для скорости течения вязкопластичной жидкости в цилиндрической трубе получим:

$$v = \left(\varphi - \frac{\Delta P}{l} \right) \left(\frac{r^2 - R^2}{4\eta} \right) + \frac{\tau_0}{\eta} (r - R). \quad (18)$$

Расход жидкости через поперечное сечение трубы для вязкопластичных жидкостей определяется по формуле:

$$Q = - \frac{\pi R^4}{8\eta} \left(\varphi - \frac{\Delta P}{l} \right) - \frac{\pi \tau_0 R^3}{3\eta}. \quad (19)$$

Аналогично вышеизложенному и с учетом (18) и (19) для вязкости вязкопластичных жидкостей выведена расчетная формула

$$\eta = \frac{\pi R^4}{8Q} \frac{\Delta P}{l} - \frac{\rho R^2}{6} \frac{Q'}{Q} - \frac{\pi R^3}{3} \frac{\tau_0}{Q}. \quad (20)$$

Из сравнения уравнения (11) и (20) видно, что вязкость для вязкопластичной жидкости отличается от вязкости вязкой жидкости на $-\frac{\pi R^3}{3} \frac{\tau_0}{Q}$.

При течении вязкопластичной жидкости по круглой цилиндрической трубе с переменным перепадом давления на концах трубы и расхода жидкости вязкость будет изменяться со временем.

Определение вязкости вязкопластичной жидкости с переменной вязкостью в нестационарном режиме математически сводится к решению уравнения движения вязкопластичной жидкости по цилиндрической трубе.

Дифференциальное уравнение движения вязкопластичной жидкости в круглой цилиндрической трубе при ламинарном режиме течения имеет вид:

$$\rho \frac{\partial v}{\partial t} = \eta(t) \left(\frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} \right) - \frac{\tau_0}{r} + \frac{\Delta P(t)}{l}. \quad (21)$$

При больших напряжениях сдвига принимается, что уравнение (21) описывает всю

область течения. Начальное и граничные условия задаются в виде (6).

Аналогично выше указанному методу определяем скорость течения вязкопластичной жидкости, которая равна:

$$v = \left(\frac{\varphi(t)}{\eta} - \frac{\Delta P}{\rho l \eta} \right) \left(\frac{r^2 - R^2}{4} \right) + \frac{\tau_0}{\rho \eta} (r - R). \quad (22)$$

Расход жидкости определяется по формуле:

$$Q(t) = \int_0^R 2\pi r v(r, t) dr. \quad (23)$$

Решая задачу (21) с использованием (6), (22) и (23) по аналогичному методу [8] для определения кинематической вязкости вязкопластичной жидкости выведена расчетная формула:

$$0,4 \frac{\tau_0}{\rho R} \frac{v'}{v} = - \frac{48 Q v^2}{\pi R^6} - \left(\frac{8 Q'}{\pi R^4} - \frac{6 \Delta P}{\rho l R} + \frac{16 \tau_0}{\rho R^3} \right). \quad (24)$$

Используя экспериментальные данные [7] и проводя вычисления в среде программ Mathcad по выведенной формуле (24), произведена визуализация результатов на Рис. 1.

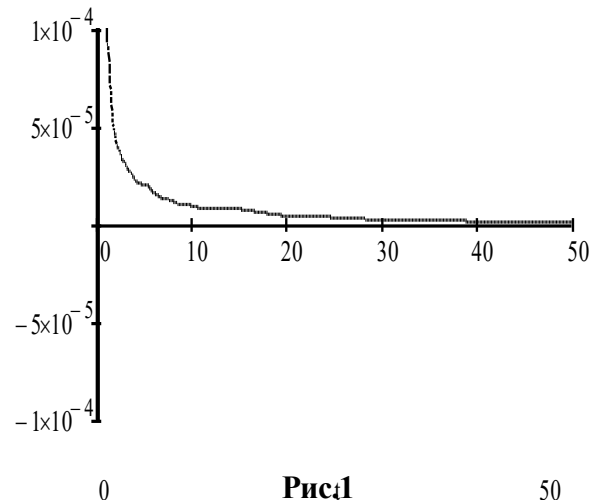


Рис.1

График зависимости кинематической вязкости v (м²/с) от времени t (с).

Из рисунка видно, что вязкость при малых значениях времени существенно изменяется со временем, а при больших значениях

времени она стремится к своему стационарному значению.

Эксперименты, проведенные с различными высокопарафинистыми и высоковязкими нефтями показали, что зависимость напряжения сдвига от скорости сдвига с достаточной точностью может быть выражена обобщением модели Шведова-Бингама в виде степенного закона, т.е. известной моделью Гершеля-Балкли.

$$\tau = \tau_0 + \eta \left(\frac{dv}{dr} \right)^n. \quad (25)$$

При стационарном движении этих жидкостей по круглым цилиндрическим трубам уравнение имеет вид:

$$\frac{\Delta P}{2l} \cdot r = \tau_0 + \eta \left(\frac{dv}{dr} \right)^n, \quad (26)$$

отсюда имеем:

$$\left(\frac{dv}{dr} \right)^n = \frac{\tau_0}{\eta} - \frac{\Delta P}{2l\eta} \cdot r. \quad (27)$$

Учитывая, что

$$v = \int_0^R \left(\frac{\tau_0}{\eta} - \frac{\Delta P r}{2l\eta} \right)^{\frac{1}{n}} dr, \quad (28)$$

для скорости течения неньютоновской жидкости по круглым цилиндрическим трубам имеем:

$$v = -\frac{2l\eta}{\Delta P} \frac{n}{n+1} \left[\left(\frac{\tau_0}{\eta} - \frac{\Delta P}{2l\eta} R \right)^{\frac{n+1}{n}} - \left(\frac{\tau_0}{\eta} \right)^{\frac{n+1}{n}} \right]. \quad (29)$$

Аналогично исходя из (23), определяем расход жидкости, который равен

$$Q = -\frac{2\pi R^2 l}{\Delta P} \cdot \frac{n}{n+1} \cdot \frac{1}{\eta^{\frac{1}{n}}} \left[\left(\tau_0 - \frac{\Delta P R}{2l} \right)^{\frac{n+1}{n}} - (\tau_0)^{\frac{n+1}{n}} \right] \quad (30)$$

Отсюда для вязкости неньютоновской жидкости имеем следующее уравнение:

$$\eta = \frac{2\pi R^2 l}{Q \Delta P} \frac{n}{n+1} \left[\left(\tau_0 - \frac{\Delta P R}{2l} \right)^{\frac{n+1}{n}} - (\tau_0)^{\frac{n+1}{n}} \right]^n. \quad (31)$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для проектирования режима транспортировки нефтей крайне важен правильный выбор уравнений для описания течения этих нефтей. Необходимость в таких уравнениях значительно возросла в последние годы в связи с увеличением объема добычи высокопарафинистых и высоковязких нефтей в республике и транспортировании их в различных климатических условиях. Поэтому учитывая, что теплофизические параметры жидкости, в том числе и вязкость очень чувствительны к условиям их определения, разработанный нами метод не требует создания лабораторной экспериментальной установки для их исследования и позволяет их определение в ходе технологического процесса, основываясь на информации об изменении перепада давления и расхода жидкости со временем, полученной в реальных условиях. Определение теплофизических параметров позволяет управлять технологическим процессом. Точность определения вязкости по предложенному методу зависит от точности полученных информации об изменении перепада давления и расхода жидкости со временем, то есть от точности применяемых для этой цели измерительных приборов.

1. Г.Т.Гасанов, Х.Г.Гасанов. *Нестационарный метод исследования теплофизических параметров жидкостей*, Баку, (2013) 216.

2. И.Н.Евдокимов, Н.Ю.Елисеев. *Молекулярные механизмы вязкости жидкости и газа*, Москва, (2005) 56.
3. Д.Н.Глумов, А.В.Стрекалов. *Способ расчета динамической вязкости газов в широком*

- диапазоне давлений, *Нефтегазовое дело*, №1 (2011) 194-209.
4. В.Г.Приданов, В.И.Хоничев. *К вопросу о течении неньютоновской жидкости. Журнал технической физики*, **82** (2012) 11-14.
 5. Е.Фукс. *Вязкость и пластичность нефтепродуктов*, М. Гостехиздат, (2003) 116.
 6. С.А.Положаенко. *Математическое моделирование процессов фильтрации аномальных жидкостей*, Труды Одесского Политехнического Университета, **27** (2007) 151-155.
 7. П.М.Огибалов, А.Х.Мирзаджанзаде. *Нестационарные движения вязкопластичных сред*, Издательство МГУ, Москва, (1970) 416.
 8. Н.А.Следкин. *Динамика вязкой несжимаемой жидкости*, М. Физматгиз, (1952) 360.

QEYRİ-NYUTON MAYENİN DAİRƏVİ SİLİNDRİK BORULARDA HƏRƏKƏTİ ZAMANI YARANAN

ÖZLÜLÜK

Q.T.HƏSƏNOV, A.N.CƏFƏROVA, M.Ə.CƏFƏROVA

Dəyişən özlülüyə malik özlüplastik mayenin qeyri- stasionar rejimdə özlülüyünü təyin etməyə imkan verən nəzəri düstur çıxarılmışdır. Müəyyən olunmuşdur ki, zamanın kiçik qiymətlərində özlülük zamandan asılı olaraq əsaslı dəyişir, zamanın böyük qiymətlərində isə özlülük özünün stasionar qiymətinə yaxınlaşır.

THE VISCOSITY OF NON-NEWTONIAN FLUID IN THE FLOW OF A ROUND CYLINDRICAL TUBE

G.T.HASANOV, A.N.JAFAROVA, M.A.JAFAROVA

Theoretically a formula that allows determining the viscosity of viscoplastic fluid (non-Newtonian fluid) with variable viscosity in the non-steady state has been derived. It has been found that the viscosity at low values of time varies considerably over time, and for large values of the time it tends to its steady-state value.

Редактор: к.ф.-м.н. К.Нуриев

УДК 537.226

ЭЛЕКТРЕТНЫЙ КОМПОЗИТ ПОЛИМЕР-СЕГНЕТОПЬЕЗОКЕРАМИКА И ВОЗМОЖНОСТИ ЕГО ИССЛЕДОВАНИЯ КАК ИСТОЧНИКА ЭНЕРГИИ

М.А.ГУРБАНОВ, З.А.ДАДАШЕВ, Ф.Н.ТАТАРДАР, И.С.РАМАЗАНОВА,
А.А.БАЙРАМОВ*, Э.Г.ГАШИМОВ*

*Институт Физики НАН Азербайджана,
AZ 1143, г Баку, пр. Г.Джавида, 131
Военная Академия Вооруженных Сил*,
AZ 1141, г Баку, пр. Мехтиева Шафаята 136
mirza.kurbanov@yahoo.com
azad.bayramov@yahoo.com*

Поступила: 16.06.2015

Принята к печати: 22.07.2015

РЕФЕРАТ

В работе приводятся результаты исследования предварительной кристаллизации электретного элемента на основе фторсодержащих полимерных матриц и пьезоэлектрической фазы семейства цирконата-титаната-свинца (PZT). Установлено, что предварительная кристаллизация электретного элемента увеличивает величину электретной разности потенциалов и его стабильность. Это позволяет его считать перспективным материалом для использования в качестве высокоёмкого источника энергии, в том числе для мини летательных аппаратов.

Ключевые слова: электрет, композит, полимер, сегнетопьезокерамика.

ВВЕДЕНИЕ

Использование тактических особенностей местности повышает эффективность использования техники, включая военную, улучшает маневренность и скрытность, а также уменьшает уязвимость в боевых условиях. Тактические особенности местности обусловлены рельефом и другими географическими объектами. Оперативное получение координат о наземных объектах и целях чрезвычайно актуально для решения различных тактических задач. Эту информацию можно использовать в высокоточных боевых корреляционно-экстремально навигационных системах [1]. Информацию о топографических элементах местности получают различными способами, в том числе дистанционно с помощью мини летательных аппаратов (МЛА) [2,3]. Эффективность использования МЛА зависит в значи-

тельной степени от длительности автономного полета, что напрямую связано с емкостью и стабильностью электропитания МЛА. В данной статье приводятся результаты исследования электретного композита полимер-сегнетопьезокерамика с высокой диэлектрической проницаемостью с целью изготовления на его основе высоко ёмкого и стабильного источника электроэнергии для мини летательного аппарата

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Введение в неполярные полимеры, полиэтилен и полипропилен, пьезоэлектрических наполнителей позволяет получать на их основе электреты с высокой поверхностной плотностью и большой стабильностью заряда. Известно, что полярные термопластические полимеры по сравнению с полиолефинами обладают значительно выраженными электретны-

ми свойствами [4]. Поэтому, если предположить аддитивность вкладов компонентов, можно ожидать, что композиционные электреты на основе полярных полимеров будут обладать еще более высокой поверхностной плотностью и стабильностью заряда. Такими полярными полимерными диэлектриками, в частности, являются термопластические фтор-содержащие полимеры, поливинилиденфторид (ПВДФ), полифторэтилен (Ф_3), сополимер винилиденфторида с тетрафторэтиленом (Ф-42), так как из-за полярности и электроотрицательного атома фтора они имеют глубокие ловушки и, следовательно, могут быть хорошими электретами в исходном состоянии [5,6].

Помимо указанных выше полярных материалов в работе исследовались неполярные полиэтилен высокой плотности (ПЭВП) и полипропилен (ПП). Поляризация материалов производилась при температуре $T = (333 \div 413) \text{ К}$, время поляризации 1 час и напряженности электрического поля E_n , равной $(2 \div 8) \text{ МВ/м}$.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На Рис. 1 показана зависимость начальной поверхностной плотности заряда электретов Q на основе композиции ПВДФ+ЦТС-2, поляризованной при температуре

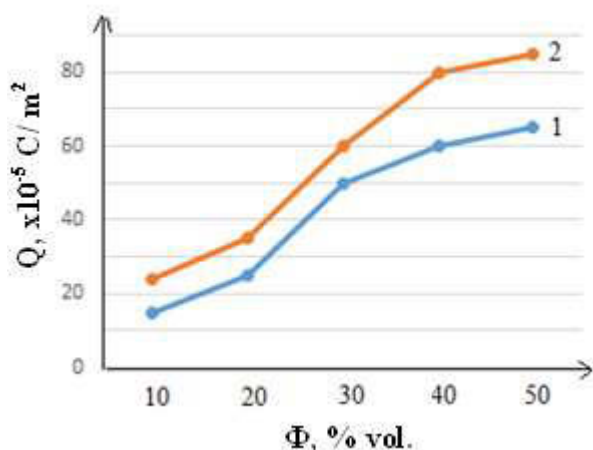


Рис.1

Зависимость плотности заряда электретов от объемного содержания ФЦТС-2 $Q=f(\Phi)$ для композита ПВДФ+ЦТС-2 при $T=413 \text{ К}$:
1 – $E_n=6 \text{ МВ/м}$; 2 – $E_n=8 \text{ МВ/м}$.

$T_n=413 \text{ К}$ и различной напряженности электрического поля E_n , от содержания наполнителя Φ . В этом случае начальная поверхностная плотность электретного заряда практически непрерывно возрастает с увеличением содержания наполнителя в композиции. Однако, в отличие от композиции ПЭВП+ЦТС-2 или ПП+ЦТС-1 [5,6] электреты на основе композиций ПВДФ+ЦТС-2 нестабильны и заряд их быстро падает в течении нескольких часов (Рис.2).

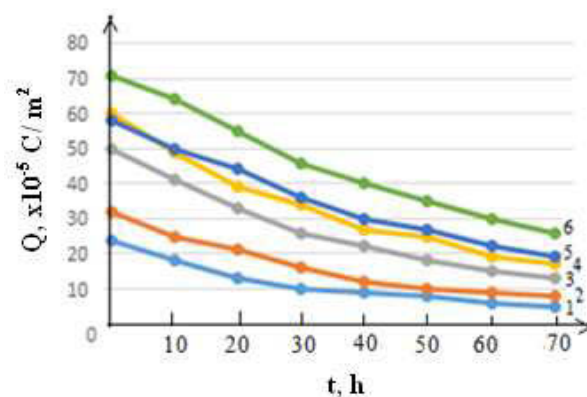


Рис.2

Зависимость плотности заряда электретов от времени t . $Q=f(t)$ для композита ПВДФ+ЦТС-2 при температуре $T=413 \text{ К}$ при различных концентрациях наполнителя Φ и напряженности электрического поля E_n : 1 – $\Phi=20\% \text{ об.}$, $E_n=6 \text{ МВ/м}$; 2 – $\Phi=30\% \text{ об.}$, $E_n=6 \text{ МВ/м}$; 3 – $\Phi=40\% \text{ об.}$, $E_n=6 \text{ МВ/м}$; 4 – $\Phi=20\% \text{ об.}$, $E_n=8 \text{ МВ/м}$; 5 – $\Phi=30\% \text{ об.}$, $E_n=8 \text{ МВ/м}$; 6 – $\Phi=40\% \text{ об.}$, $E_n=8 \text{ МВ/м}$.

В работе исследовались также электретные свойства композита на основе ПВДФ и сегнетожесткой пьезокерамики (ПКР-8) тетрагональной структуры. На Рис. 3 приведена зависимость электретной разности потенциала U электретов на основе композита ПВДФ+ПКР-8 от объемного содержания Φ наполнителя при оптимальных значениях E_n и T_n . При этом напряженность электрического поля поляризации варьировалась в пределах $(2 \div 6) \text{ МВ/м}$, температура поляризации $(333 \div 413) \text{ К}$ и время поляризации 1 час.

Из рисунка видно, что U линейно растет с увеличением объемного содержания наполнителя ПКР-8 и имеет достаточно высокое

значение. Однако стабильность U этих композитов очень низкая.

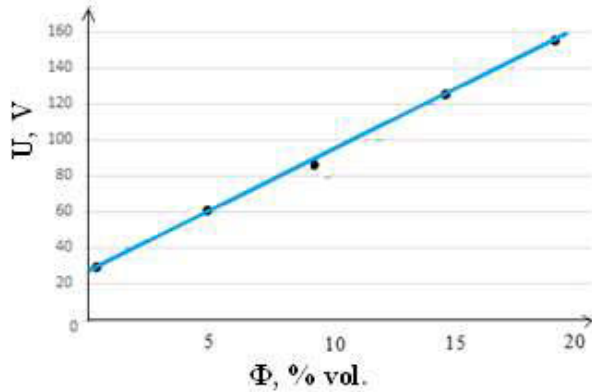


Рис.3

Зависимость $U = f(\Phi)$ для композита ПВДФ+ПКР-8 (PZT-8).

На Рис. 4 приведены зависимости U от t для исходного ПВДФ и композита с содержанием наполнителя 5%об., 10%об., 20%об., соответственно.

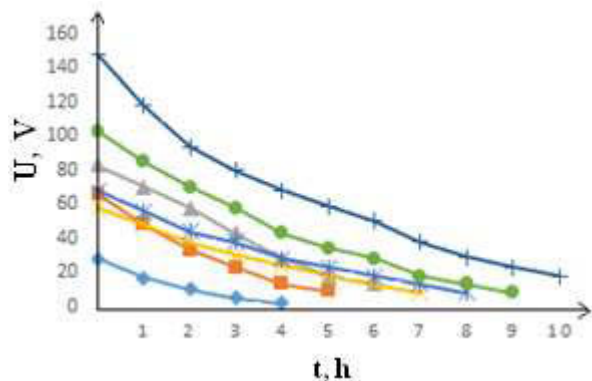


Рис.4

Зависимости $U=f(t)$ композитов ПВДФ+ПКР-8 (PZT-8) исходного ПВДФ. Кривая (♦) для исходного ПВДФ; кривые (x), (†) и (+) для композиций с содержанием наполнителя 5%об., 10%об., 20%об.ПКР-8 соответственно; кривая (●) для композита ПВДФ+ЦТС-1; кривая (▲) для композита ПВДФ+ЦТС-3; кривая (■) для композита ПВДФ+ЦТС-4.

Из рисунка видно, что при любом содержании наполнителя электреты нестабильны, и их электретные разности потенциалов в течении 10 часов практически падают до нуля. На этом же рисунке приведены зависимости U от t для композитов ПВДФ+ЦТС-1, ПВДФ+ЦТС-3 и ПВДФ+ЦТС-4, из которых

видно, что электреты на основе этих композитов также нестабильны и непригодны для использования их в качестве электретного материала. Были проведены также исследования электретных свойств композиций на основе фторсодержащих полимеров, обладающих еще большей полярностью, а именно сополимера винилиденфторида с тетрафторэтиленом и политрифторэтилена.

На Рис.5а приведена зависимость электретной разности потенциала U от напряженности электрического поля поляризации E_n с различным содержанием наполнителя для оптимальной температуры поляризации $T=413K$.

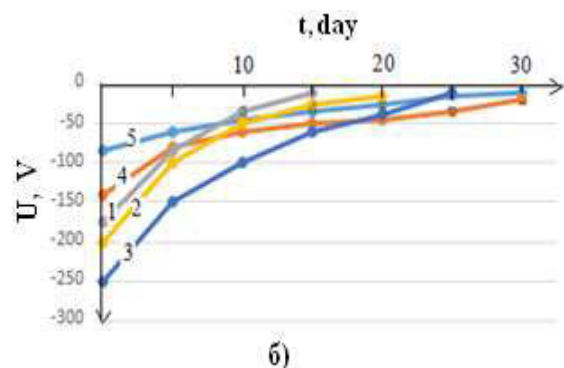
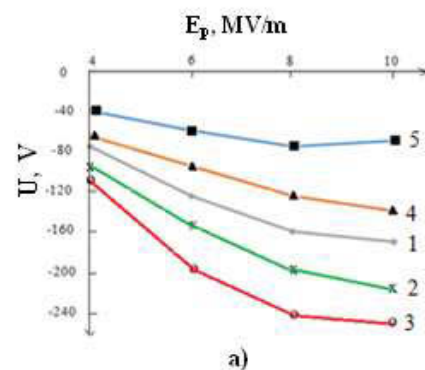


Рис.5

Зависимости $U=f(E)$ — (а), $U=f(t)$ — (б): Кривая 1 — исходный композит Ф-42; кривая 2 — композит Ф-42+50%об. ЦТС-2; Кривая 3 — композит Ф-42+10%об. ЦТС-2; кривая 4 — композит Ф-42+20%об. ЦТС-2; Кривая 5 — композит Ф-42+30% об. ЦТС-2.

Для всех композиций величина U в зависимости от E сначала растет и далее стремится к насыщению, причем электреты как из исходного Ф-42 (кривая 1), так и из композиций

Ф-42+ЦТС-2 (кривые 2, 3, 4, 5) имеют гомозаряды. Несмотря на высокую начальную поверхностную разность потенциалов, например для композиции Ф-42+10% об.ЦТС ($U = 250$ В), электреты из этих композиций для всех содержаний компонентов нестабильны (Рис. 5, б), так же, как и электреты из композиций на основе ПВДФ.

Еще большей начальной электретной разностью потенциалов обладают электреты из композиций на основе политрифторэтилена (Ф3) с ЦТС-2. На Рис. 6а представлена зависимость U от E при $T=393$ К для электретов из исходного Ф-3 (кривая 1) и композита Ф-3+5%об. ЦТС-2 (кривая 2). Электреты как из Ф-3, так и из композиций являлись гомозаряженными

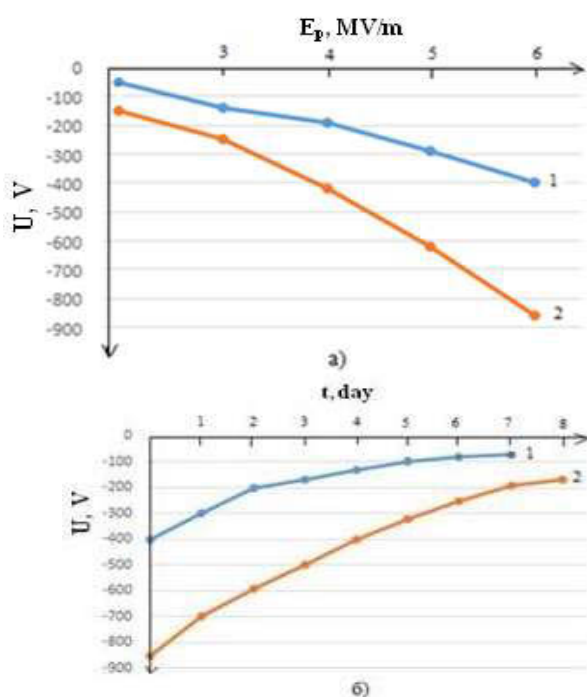


Рис.6

Зависимости $U=f(E)$ (а) и $U=f(t)$ (б) для композиции Ф-3+ЦТС-2:

кривая 1 для исходного полимера Ф-3;
 кривая 2 для композита Ф-3+5%об. ЦТС-2.

Из Рис. 6а видно, что U в зависимости от E растет быстрее, чем по линейному закону. Начальное значение U электретов из композиции очень высокое по сравнению с электретом

из исходного Ф-3. Однако, значение U со временем уменьшается и практически в течении 10 суток стремится к нулю (Рис. 6б). Таким образом, приведенные исследования показывают, что электреты из композиций, полученных на основе фторсодержащих термопластических полярных полимеров и сегнетопьезоэлектриков не обладают стабильностью.

Нестабильность электретов из композиций на основе фторсодержащих полимеров и сегнетопьезоэлектриков можно объяснить следующим образом. Из приведенной на Рис. 7 зависимости проводимости $\ln(\gamma)$ от обратной температуры для композиций ПВДФ+ЦТС-2 (кривые 1, 2) и ПЭВП+ЦТС-2 (кривые 3, 4) видно, что при одинаковом наполнении, например 10%об. ЦТС-2, композиция на основе ПВДФ+ЦТС-2 имеет заметно большую объемную проводимость по сравнению с композицией ПЭВП+ЦТС-2. Кроме того, характер изменения зависимости $\ln(\gamma)=f(1/T)$ этих композиций отличается, а именно, для композиции ПЭВП+ЦТС-2 при определенной температуре наблюдается позисторный эффект, а проводимость композиции ПВДФ+ЦТС-2 во всем температурном интервале уменьшается. Для увеличения электретной разности потенциалов указанных композитов нами были разработаны технологии получения электретных материалов с высокой стабильностью, электретной разностью потенциалов и диэлектрической проницаемостью.

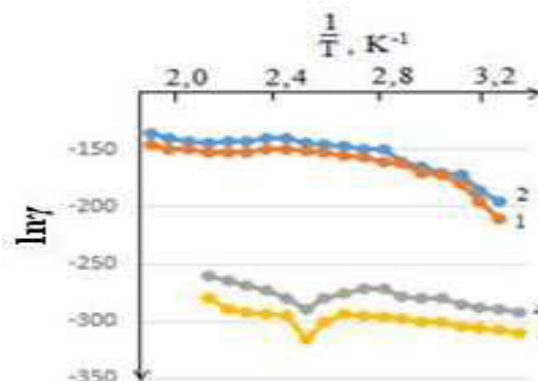


Рис.7

Зависимость $\ln(\gamma)=f(1/T)$: кривые 1 и 2 для композиций ПВДФ+ЦТС-2, кривые 3 и 4 для композиций ПЭВП+ЦТС-2; кривые 1 и 3 для Ф=10%об.ЦТС-2; кривые 2 и 4 для Ф=20%об.ЦТС-2.

Сущность этой технологии заключается в том, что электретный элемент с фторсодержащих полимерных матриц предварительно кристаллизуются в условиях плазмы электрического разряда. На Рис. 8 приведены изменения электретной разности потенциалов композита $\text{Pb}(\text{Ti}_x\text{Zr}_{1-x})\text{O}_3$ от параметра x состава $\text{Pb}(\text{Ti}_x\text{Zr}_{1-x})\text{O}_3$; $x=0,2-0,8$. Объемное содержание пьезофазы равно $\Phi=5\%$ объема. Полученные результаты показывают, что электретная разность потенциалов в случае предварительной плазмокристаллизации электретных элементов при всех структурах пьезофазы заметно больше, чем у электретных элементов, некристаллизованных плазмой электрического разряда.

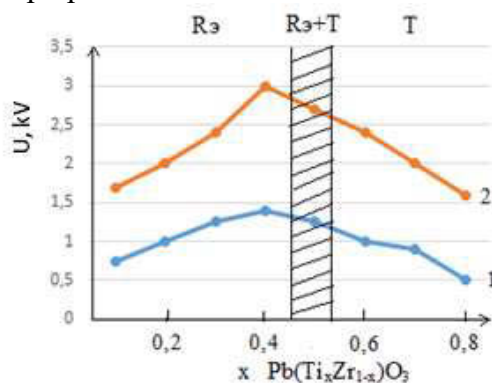


Рис.8

Изменение электретной разности потенциалов композита $\text{Pb}(\text{Ti}_x\text{Zr}_{1-x})\text{O}_3$ от концентрации компонента PbTiO_3 . 1 – электротермополяризованные композиты; 2 – предварительные плазмокристаллизованные, а затем электротермополяризованные.

$R_э$ – ромбоэдрическая структура; T – тетрагональная структура; $R_э+T$ – гетерогенная структура.

На Рис. 9. Приведена временная зависимость стабильности электретного заряда, определяемого, как отношение Q_t/Q_0 композитов $\Phi-42$ – ПКР-3М и $\Phi-3$ – ПКР-8: здесь Q_t – электретный заряд в момент времени t , Q_0 – электретный заряд в начальный момент времени. Напряженность электрического поля поляризации $E=1,5\text{МВ/м}$; температура поляризации $T=373\text{К}$; время поляризации 0,5 часа, энергия разряда $W=45\text{Дж}$.

1. E.Q. Həşimov. *Naviqasiya məsələlərinin həllinin bir metodu haqqında, H.Əliyev adına AANM. Elmi əsərlər məcmuəsi*, **20** (2013) 45-49.

Эти результаты показывают, что электретные элементы, которые предварительно кристаллизованы в условиях действия плазмы электрического разряда, обладают высокой стабильностью. Повышенное значение электретной разности потенциалов и его высокая стабильность позволяет использовать их в качестве высокоэффективных и высокоёмких источников энергии, в том числе для мини летательных аппаратов.

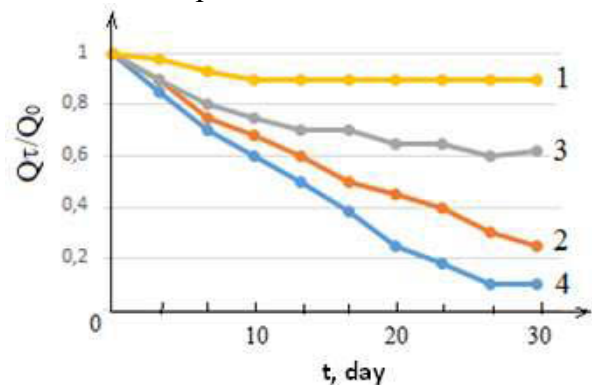


Рис.9

Временная зависимость стабильности электретного заряда: кривая 1 – для плазмокристаллизованного композита $\Phi-42$ – ПКР-3М; кривая 2 – для термосталлизованного композита $\Phi-42$ – ПКР-3М; кривая 3 – для плазмосталлизованного композита $\Phi-3$ – ПКР-8; кривая 4 – термосталлизованного композита $\Phi-3$ – ПКР-8.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, проведенные исследования показывают, что предварительная кристаллизация электретного элемента на основе фторсодержащих полимерных матриц и пьезоэлектрической фазы семейства цирконата-титаната-свинца увеличивает величину электретной разности потенциалов и его стабильность. Это позволяет его считать перспективным материалом для использования в качестве высокоэффективного и высокоёмкого источника энергии, в том числе для мини летательных аппаратов.

2. В.В.Бутин. *Дистанционно-пилотируемые летательные аппараты как источник данных ДЗЗ, «Геоматика»*, **3** (2013) 24-27.

3. Е.А.Варварина. *Использование бестеплотных летательных аппаратов для построения ортофотопланов линейных объектов*, *Науки о Земле*, 2 (2012) 66-70
4. М.К.Керимов, М.А.Курбанов, А.А.Байрамов, А.И.Мамедов. *Matrix Active Micro- and Nanocomposites Based on the Polymer, Semiconductive and Ferropiezoceramic Materials. Nanocomposites and Polymers with Analytical Methods, Book 3. Book edited by: John Cuppoletti*, (2011) 375-404
5. М.А.Курбанов, А.А.Байрамов, N.A.Safarov, I.S.Sultanaxmedova, S.N.Musaeva. *Electret composites polymer-piezoelectric with deep trapping centers on the interphase boundary. Patent US 8187488*, (2012)
6. М.А.Курбанов, А.А.Байрамов, F.N.Tatardar, F.F.Yahyayev, A.A.Nuraliyev, Z.A.Dadashev, B.X.Xudayarov. *Ultra dispersestate of polymerphases as stabilizator of ultradispersestateinnanosized BaTiO₃, polar and nonpolar polymercomposites. Azerbaijan Journal of Physics, Fizika, XX №1 (2014) 55-59.*

**ENERJİ MƏNBƏLƏRİ ÜÇÜN İSTİFADƏ OLUNA BİLƏN POLİMER-
SEQNETOPYEZOKERAMİKA ƏSASINDA ELEKTRET KOMPOZİTİ**

**M.Ə.QURBANOV, Z.A.DADAŞOV, F.N. TATARDAR, I.S. RAMAZANOVA, A.A.BAYRAMOV,
E.Q.HƏŞİMOV**

Məqalədə ftortərkibli polimer matrisalı və PZT ailənin pyezoelektrik fazalı əsasında elektret elementlərin əvvəlcədən kristallaşdırmanın nəticələrini təhlil olunur. Müəyyən olunub ki, elektret elementin əvvəlcədən kristallaşdırması onun elektret potensial fərqi və sabilliyini artırır. Ona görə bu materialı yüksək effektiv və yüksək tutumlu enerji mənbə kimi, o cümlədən kiçik uçuş aparatlarda istifadəsi üçün perspektiv hesab oluna bilər.

ELECTRET POLYMER-FERROPIEZOCERAMICSCOMPOSITE FOR ENERGY SOURCE

**M.A.KURBANOV, Z.A.DADASHOV, F.N.TATARDAR, I.S.RAMAZANOVA, A.A.BAYRAMOV,
E.G.GASHIMOV**

The results of investigation of the preliminary crystallization of electret element based on the fluorine-containing polymer matrix and piezoelectric phase of lead zirconatetitanate (PZT) have been presented. It has been revealed that the preliminary crystallization of electret element has increased an electret potential difference and its stability. This has been allowed adopting it as perspective material for using as high effective and high capacity energy source also for mini aircraft.

Редактор: д.т.н. А.Мамедов

UOT: 536. 6

YARIMKEÇİRİCİ-METAL TIPLI GaSb-CrSb EVTEKTİK KOMPOZİTİN TERMODİNAMİK XASSƏLƏRİ

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

*Azərbaycan MEA Fizika İnstitutu
AZ 1143, H.Cavid prospekti, 131.
Azərbaycan Milli Aviasiya Akademiyası*
AZ 1045, Bakı, Binə, 25-km
rashad@physics.ab.az*

Daxil olub: 18.05.2015
Çapa verilib: 22.06.2015

REFERAT

Yarımkeçirici-metal tipli GaSb-CrSb evtektik kompozitdə istilik selinin dəyişməsi və xüsusi istilik tutumu 200÷900K temperatur bölümündə tədqiq edilib. 516K və 690K temperaturlarda ekzotermik piklər, 868K temperaturda endotermik pik müşahidə olunub. $T_1=300K\div502K$, $T_2=525K\div652K$, $T_3=705K\div785K$ temperatur bölümlərində istilik tutumun polinomial ifadələri alınaraq entropiya, entalpiya və Gibbs enerjisinin temperatur asılılıqları hesablanıb.

Açar sözlər: DSC, xüsusi istilik tutumu, entropiya, entalpiya, Gibbs enerjisi.

GİRİŞ

3d-keçid metalları və III-Y qrup birləşmələri əsasında yaranan maqnit xassəli evtektik kompozitlər müddətsiz ferromaqnit və ya antiferromaqnit material kimi sürətli yaddaş sistemlərin yaradılması üçün perspektiv material sayılır. Həm yarımkeçirici, həm də metal xassələr cəmləşən bu sinif evtektik kompozitlərdə metal qatmalar iynə şəklində matrisdə paralel düzülərək bərabər paylandığından, onlar özlərini qeyri-bircins yarımkeçirici kimi aparır. Belə kompozitlərin fiziki xassələri 3d-keçid metalların elektron konfigurasiyasından, qatmaların həndəsi formasından və fazalar arası zonaların yaranışından asılı olur [1-4]. İlkin işlərimizdə Fe, Mn elementləri, ikiqat GaSb və InSb birləşmələr əsasında alınmış evtektik kompozitlərin mikrostrukturunu, morfologiyası, elektron-fonon prosesləri öyrənilib.

GaSb-CrSb sisteminə daxil olan CrSb birləşməsində c oxuna perpendikulyar istiqamətdə düzülmüş ferromaqnit müstəvilər arasındakı əlaqə antiferromaqnit xarakter daşıdığından [5, 6]. belə sistemin az qatılıqlı maqnit material kimi öyrənilməsi əhəmiyyət kəsb edir. GaSb-CrSb evtektik kompozitin alınması ilk dəfə Müllərin işlərində göstərilib [1]. Umehara və b. GaSb-CrSb evtektik

kompozitin hal diaqramını vermiş, Bricein üsulu ilə müxtəlif sürətlərdə sintez olunmuş kompozitdə kristallaşma sürətinin metal qatmaların ölçülərinə və qatmalararası məsafələrə təsirini tədqiq edərək fazalararası enerjini hesablamışlar [2]. [4]-cü işdə GaSb-CrSb kompozitin mikrostrukturunu öyrənilərək metal qatmaların ölçüləri müəyyən olunub, rentgen-faza analizi ilə piklərin GaSb matrisinə və CrSb qatmalarına uyğun gəldiyi göstərilərək sistemin ikifazalılığı təsdiq edilib.

Məlumdur ki, xarici temperaturun dəyişməsi ilə atomlararası qarşılıqlı təsiri aşkar edən termik analiz materialın fiziki xassələrini tədqiq etmək üçün böyük əhəmiyyət kəsb edir. Termik analizin DSC və DTA üsulları geniş temperatur bölümündə materialda baş verən birinci və ikinci növ faza keçidləri, istilik prosesləri haqqında qiymətli məlumatlar almağa imkan verir. Son zamanlar yaradılan yeni cihazlar maddədə istilik selinin dəyişmə sürətini və diferensiallaşmış istilik selini ölçərək faza çevrilmələrinin, istilik tutumunu, ərimə-kristallaşma hadisəsini, oksidləşmə stabilliyini, müxtəlif proseslərin istilik kinetikasını dəqiq təyin etməyə imkan verir. Diferensial termik analizdə araşdırılan maddə və etalon nümunə eyni bir sobada yerləşir və xüsusi proqramla həyata keçirilən qızma və soyuma prosesində temperatur

fərqi yazılır. Paralel aparılan termoqravimetrik analizlə (TG) kütlənin dəyişməsi, parçalanma və ya korroziya qiymətləndirilir. Diferensial darəma kalorimetrində isə proqramla tənzimlənən temperatur dəyişdikcə nümunədə və etalonu istilik selinin sürətlərinin fərqi yazılır. DSC analizində istilik selinin dəyişməsi həm temperaturdan, həm də zamandan asılı olaraq yazılır və bu üsul istilik tutumunun və entalpiyanın hesablanması üçün istifadə olunur. Qazlardan fərqli olaraq kondensə olunmuş bərk cisimlərin termodinamik funksiyalarını nəzəri hesablamaq mümkün deyil. Ona görə də bu parametrlər əsasən istilik tutumunun və ya entalpiyanın dəyişməsinin kalorimetrdə aparılmış təcrübi ölçüləri əsasında təyin olunur. Maddədə baş verən dəyişiklik yeni qərarlaşmış strukturun yaranması ilə baş verirsə belə çevrilməyə birinci növ fəza keçidi kimi baxılır. Kristal quruluşun sıçrayışla dəyişdiyi birinci növ fəza keçidindən fərqli olaraq ikinci növ fəza keçidi strukturun temperaturu tədricən dəyişməsi ilə xarakterizə olunur. Belə çevrilmə zamanı entalpiya, entropiya və həcmnin dəyişməsi müşahidə olunur.

[7]-ci işdə GaSb-CrSb evtektik kompozitin diferensial termik analizi aparılaraq, ərimənin başlanğıc və son nöqtələri, ərimənin entalpiyası müəyyən edilib. İndiki işdə GaSb-CrSb evtektik kompozitin DSC əyrisi əsasında xüsusi istilik tutumu təyin olunub və onun temperatur asılılığından termodinamik parametrlər hesablanıb.

EKSPERİMENTİN APARILMASI

GaSb-CrSb kompozitin sintezi iki mərhələdə aparılıb. GaSb ikili birləşməsi ayrı-ayrı elementlərin stexiometrik miqdarında birgə əridilib çoxsaylı zona ərintisindən keçirilib. Alınmış p-tipli GaSb monokristalında dəşiklərin konsentrasiyası $p=1,2 \cdot 10^{17} \text{ sm}^{-3}$ olmuşdur. GaSb birləşməsi və 13,5%CrSb-ində CrSb birlikdə əridilmiş, 4 saat 1200K temperaturda vibrasiya olunmuş və şaquli Bricmen sobasında 0,3mm/dəqiqə sürətlə istiqamətli kristallaşma aparılıb.

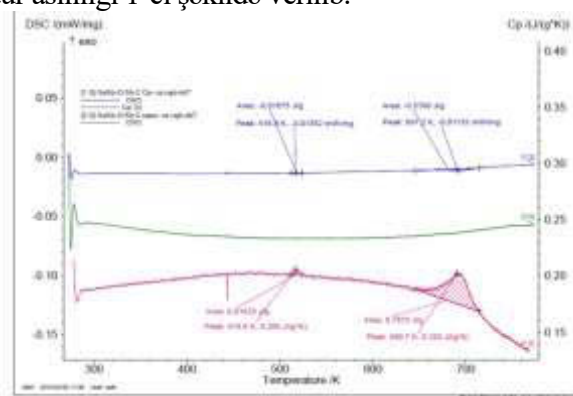
Diferensial darəma kalorimetrik analizi “NETZSCH DSC 204F1” (Almaniya) cihazında argon atmosferində aparılıb. Çəkisi 40mq olan kompozit alüminium yuvacığa yerləşir. Etalon nümunə kimi sapfir, qızma sürəti 10 K/dəq, təsirsiz

qaz axınının sürəti 20 ml/dəq, seçilib. Tədqiqatlar 200÷900K temperatur bölümündə aparılıbdır. İstilik selinin dəyişmə (DSC) əyrisindən və aşağıda verilmiş ifadədən istifadə olunaraq xüsusi istilik tutumu hesablanıb:

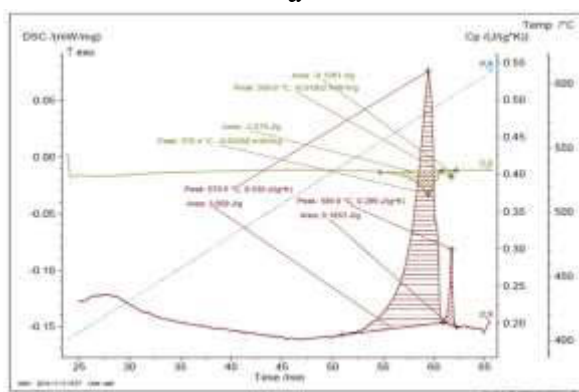
$$C_p = \frac{m_{\text{standart}}}{m_{\text{sample}}} \frac{DSC_{\text{sample}} - DSC_{\text{bas}}}{DSC_{\text{standart}} - DSC_{\text{bas}}} C_{p, \text{standart}} \quad (1)$$

burada C_p , $C_{p, \text{standart}}$ - nümunənin və etalonun T temperaturundakı istilik tutumu; m_{standart} və m_{sample} -uyğun olaraq etalonun və nümunənin kütləsi; DSC_{standart} -standart əyridə DSC signalın T temperaturdakı qiyməti; DSC_{bas} -baza xətdə DSC signalın T temperaturdakı qiymətidir.

GaSb-CrSb kompoziti üçün 200÷800K temperatur bölümündə “NETZSCH DSC 204F1” (Almaniya) cihazından alınmış DSC və C_p -nin temperatur asılılığı 1-ci şəkildə verilib.



a



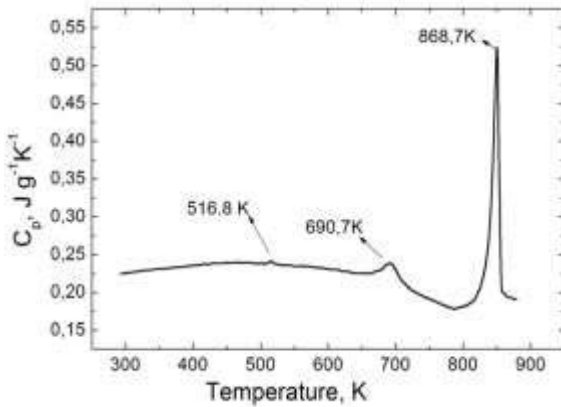
b

Şəkil 1

GaSb-CrSb kompoziti üçün a) 273-773K (0-500C), b) 673-873K (400-600C) temperatur bölümündə DSC və C_p asılılığı.

Cədvəl 1.

Pik, K	DSC area, J/g	C _p , J/gK	
516 (226°C)	-0,01875	0,206	ekzotermik
691 (401°C)	-0,05166	0,2031	ekzotermik
868 (578°C)	3,959	0,539	ekzotermik

**Şəkil 2**

GaSb-CrSb kompoziti üçün istilik tutumun temperatur asılılığı.

NƏTİCƏLƏRİN MÜZAKİRƏSİ

1-ci şəkildən göründüyü kimi istilik selinin dəyişmə (DSC) əyrisində $T=516\text{K}$ və 690K temperaturalarda ekzotermik və 868K temperaturda endotermik effektlər baş verir (Cədvəl 1). 865K ətrafında baş verən endoeffekt maddədə gedən oksidləşmə ilə bağlı ola bilər. [7]-ci işdə $T=516\text{K}$ və 690K temperaturalarda baş verən ekzoeffektlərin maqnit çevrilmələri ilə baş verən II növ faza keçidinə uyğunluğu güman edilmişdi.

Məlumdur ki, maddənin tarazlıq halında bir fazadan digərinə keçməsi ikinci növ faza keçidi sayılır. Belə keçidlərdə Gibbs enerjisi sıçrayışla dəyişir; gizli istiliyin udulması və ya ayrılması baş verir; həcm və ya istilik tutumu sıçrayışla dəyişir; elektrik müqavimətində, maqnitlənmə və seqneto-elektrik xassələrdə dəyişiklik yaranır. Belə keçidlərdə hansı fazanın dayanıqlı olması temperaturun və həcmnin sabit qiymətində Qelmqolts sərbəst enerjisi $Q(V,T)$ ilə, verilmiş temperatur və təzyiqdə isə Gibbs potensialı $G(T,p)$ ilə müəyyən olunur. Həm enerji, həm də entropiya xarici təsirlərlə (təzyiq və temperatur) dəyişir, xarici şəraitlə müəyyənləşən faza isə mümkün olan ən kiçik Gibbs potensialına malik olur.

Termodinamikadan məlumdur ki, istilik tutumu üçün 0K temperaturdan T temperaturadək alınmış bilgilərdən istifadə edərək maddənin bir sıra vacib xassələrini təsvir etmək olar [8].

$$\text{Entropiya} \quad S = \int_0^T \frac{C_p}{T} dT, \quad (2)$$

$$\text{Entalpiya} \quad H = \int_0^T C_p dT, \quad (3)$$

$$\text{Gibbs Enerjisi} \quad G = H - TS. \quad (4)$$

(2) - (4) tənliklərini həll etmək üçün $C_p(T)$ eksperimental əyrisinin polinomial ifadəsi alınmışdır. $C_p(T)$ asılılığı müxtəlif temperaturalarda mürəkkəb xarakter daşıdığından ayrı-ayrı temperatur bölmələrində onun polinomial ifadəsi müxtəlif düsturlarla verilib:

$T_1=300\text{K}-502\text{K}$ temperatur bölümü üçün:

$$C_1(T_1) = 0.2998 - 0.0008 \cdot T_1 + 2.6144 \cdot 10^{-6} \cdot T_1^2 - 2.5107 \cdot 10^{-9} \cdot T_1^3$$

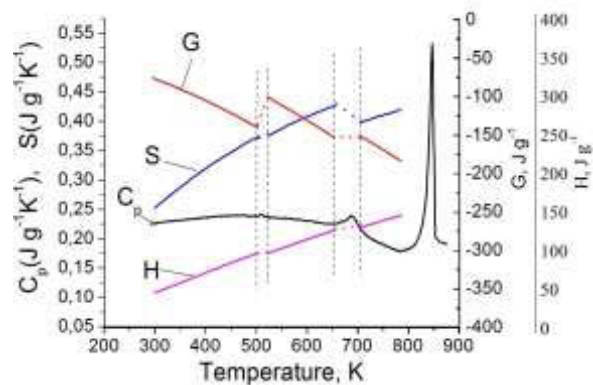
$T_2=525\text{K}-652\text{K}$, temperatur bölümü üçün:

$$C_2(T_2) = 0.297 - 0.00082 \cdot T_2 + 2.614 \cdot 10^{-6} \cdot T_2^2 - 2.4 \cdot 10^{-9} \cdot T_2^3$$

$T_3=705\text{K}-785\text{K}$ temperatur bölümü üçün:

$$C_3(T_3) = 0.115 + 0.00049 \cdot T_3 - 5.0676 \cdot 10^{-7} \cdot T_3^2$$

Ekzotermik və endotermik effektlər baş verən temperatur bölmələrində $C_p(T)$ asılılığı mürəkkəb xarakter daşıdığından bu bölmələrdə hesablama aparmaq mümkün olmamışdır. 3-cü Şəkildə entropiya, entalpiya və Gibbs enerjisinin hesablanmış qiymətləri verilib.

**Şəkil 3**

Xüsusi istilik tutumu, entropiya, entalpiya və Gibbs enerjisinin temperatur asılılıqları

Göründüyü kimi $C_p(T)$ asılılığında görünən piklərə uyğun temperaturlarda entropiya və Gibbs enerjisi sıçrayışla dəyişir. 785÷850K bölümündə $C_p(T)$ asılılığı λ şəklindədir. Qeyd edək ki, 80-800K temperatur bölümündə elektrik keçiriciliyi

və Holl əmsalı tədqiq olunarkən 502÷525K bölümündə yükdaşıyıcıların işarəsinin dəyişməsi, 650÷700K bölümündə isə elektrik keçiriciliyin temperatur asılılığında əyilmə müşahidə olunub [7]. Gələcək işlərdə bu məsələlər araşdırılacaq.

1. A.Müller, M.Wilhem. *Über Den Gerichteten Einbau von Schwermetallphasen 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.Umehara, S.Koda, *Structure of a unidirectionally solidified GaSb-CrSb eutectic alloy*, J.Japan Inst. Metals, **50** (1986) 666-670.
3. M.I.Aliyev, A.A.Khalilova, D.H.Arasly, 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.
4. R.N.Rəhimov, İ.X.Məmmədov, M.V.Kazımov, D.H.Araslı, A.Ə.Xəlilova. *GaSb-CrSb evtektik kompozitin alınması və strukturu*. Journal of Qafqaz University-Physics, **1** №2 (2013) 166-168.
5. J.DijkstraTS, C.F.van Bruggeni, C.Haasi, R.A. de Grooti. *Electronic band-structure calculations of some magnetic chromium compounds*, J. Phys.: Condens. Matter **1** (1989) 9163-9174.
6. 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**, no2 (2012) 125-132.
7. D.H.Araslı, R.N.Rəhimov, M.V.Kazımov, İ.X.Məmmədov, A.A.Xəlilova, M.N.Mirzəyev, C.Ə.Nağıyev, *GaSb-CrSb evtektik kompozitin termik analizi*. Transactions of National Academy of Sciences of Azerbaijan, Series of Physics-Mathematical and Technical Sciences, Physics and Astronomy, **XXXV** №2 (2015) 94-99.
8. C.Schick. *Differential Scanning Calorimetry (DSC) of semicrystalline polymers*. Anal Bioanal Chem (2009) 395:1589–1611.

TERMODYNAMIC PROPERTIES OF GaSb-CrSb SEMICONDUCTIVE-METAL TYPE EUTECTIC COMPOSITE

R.N.RAHIMOV, İ.Kh.MAMMADOV, M.V.KAZIMOV, D.H.ARASLY, A.A.KHALILOVA

The heat flow change and specific heat capacity of GaSb-CrSb eutectic composite in the 200÷900K temperature range have been investigated. Exothermic peaks at the 516K and 690K and endothermic peak at the 868K are observed. The temperature dependence of enthalpy, entropy and Gibbs energy are calculated from the specific heat capacity expressed by polynomial expressions in the $T_1=300K÷502K$, $T_2=525K÷652K$, $T_3=705K÷785K$ temperature ranges.

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЭВТЕКТИЧЕСКОГО КОМПОЗИТА GaSb-CrSb ТИПА ПОЛУПРОВОДНИК-МЕТАЛЛ

Р.Н.РАГИМОВ, И.Х.МАМЕДОВ, М.В.КЯЗЫМОВ, Д.Г.АРАСЛЫ, А.А.ХАЛИЛОВА

Исследованы изменения теплового потока и удельная теплоемкость эвтектического композита GaSb-CrSb в области температур 200÷900K. При 516K и 690K наблюдаются экзотермические пики, а при 868K – эндотермический. Теплоемкость при $T_1=300K÷502K$, $T_2=525K÷652K$, $T_3=705K÷785K$ выражена полиномиальными формулами, рассчитаны температурные зависимости энтропии, энтальпии и энергии Гиббса.

Редактор: проф. С.И.Мехтиева

UOT 621.315.592

ŞÜŞƏVARI SiO_2 ƏSASINDA İKİ VƏ ÜÇ KOMPONENTLİ ŞÜŞƏYƏBƏNZƏR SİSTEMLƏRİN AŞAĞI TEMPERATURLARDA İSTİLİK TUTUMUNUN ANOMALİYASI

N.N.ƏLİYEV

*Azərbaycan Tibb Universiteti
AZ1007, Bakı şəhəri, Bakıxanov küçəsi, 23
nusreddin.aliyev@mail.ru*

Daxil olub: 18.05.2015
Çapa verilib: 22.06.2015

REFERAT

Şüşəyabənzər $\text{SiO}_2\text{--Al}_2\text{O}_3$, $\text{SiO}_2\text{--TiO}_2$, $\text{SiO}_2\text{--Al}_2\text{O}_3\text{--Na}_2\text{O}$ və $\text{SiO}_2\text{--B}_2\text{O}_3\text{--Na}_2\text{O}$ sistemlərdə $5\div 30\text{K}$ temperatur bölümündə $C(T)/T^3$ – asılılığının gedişində anomaliya müşahidə olunmuşdur. Müəyyən edilib ki, həmin sistemlərin $C(T)/T^3$ funksiyası üçün maksimumların yeri həmin sistemlərdə ikinci və üçüncü komponentin konsentrasiyasından və kimyəvi tərkibindən asılı olaraq yüksək temperatur tərəfə cürüşür. Bu sistemlərdə müşahidə olunan anomaliya onlarda kvazilokal rəqslərin mövcudluğu ilə bağlıdır.

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

GİRİŞ

Şüşəvari materiallarda mövcud olan kiçik energetik həyəcanlanmalar ($1\div 10\text{eV}$) kvazilokal rəqslərin yaranmasına səbəb olur və həmin materialların aşağı temperaturlarda fiziki xassələrində, həmçinin istilik tutumunda müşahidə olunan anomaliyaları yaradır [1-3]. Belə ki, şüşəyabənzər SiO_2 -nin, $\text{SiO}_2\text{--B}_2\text{O}_3$ və $\text{SiO}_2\text{--GeO}_2$ sistemlərində istilik tutumunun ($5\div 30\text{K}$) temperatur bölümündə $C(T)/T^3$ asılılığı gedişində anomaliyanın olması göstərilmişdir [4].

Neytronların səpilməsi metodu ilə müxtəlif amorf materialların tədqiqi göstərir ki, ($5\div 30\text{K}$) temperatur bölümündə rəqs halının enerji sıxlığı Debayın $g_d(\omega)$ -dan fərqli olaraq $g_d(\omega)\sim\omega^2$ – şəklinə ifadə edilir. Bu anomaliya bütün tədqiq olunan şüşəvari materiallarda, tərkibindən asılı olmayaraq baxılan temperatur bölümündə əlavə istilik tutumunun yaranmasına səbəb olur [1]. Habelə, KS (kombinasion səpilmə) və İQ (infraqırmızı spektr) spektrində $10\div 100\text{sm}^{-1}$ tezlik və $5\div 30\text{K}$

temperatur bölümündə istilik tutumunun temperatur asılılığının anomaliyası nizamsız quruluşa malik materialların quruluş xüsusiyyəti ilə bağlıdır [3].

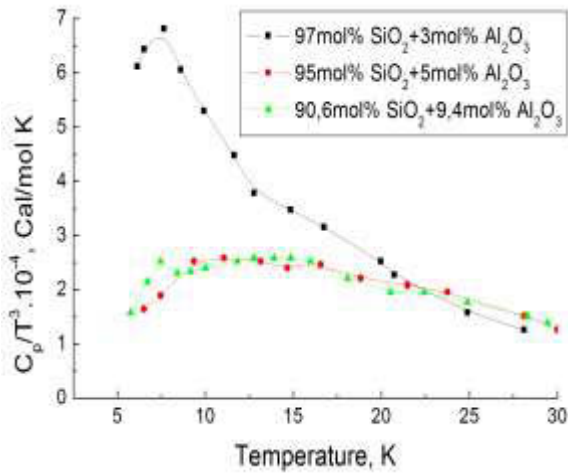
NƏTİCƏ VƏ MÜZAKİRƏLƏR

Şüşəyabənzər $\text{SiO}_2\text{--Al}_2\text{O}_3$, $\text{SiO}_2\text{--TiO}_2$, $\text{SiO}_2\text{--B}_2\text{O}_3\text{--Na}_2\text{O}$ və $\text{SiO}_2\text{--Al}_2\text{O}_3\text{--Na}_2\text{O}$ sistemlərində istilik tutumunun temperatur ($5\div 300\text{K}$) və tərkibdən asılılığı öyrənilmişdir [5, 6]. Hazırkı işdə isə həmin sistemlərdə istilik tutumunun $5\div 30\text{K}$ temperatur bölümündə $C(T)/T^3$ asılılığı tədqiq edilmiş və anomaliya müşahidə olunmuşdur. Belə ki, $C(T)/T^3$ –asılılığındakı maksimumun yeri və amplitudu həmin sistemlərdə ikinci komponentin konsentrasiyasından, kimyəvi tərkibindən asılı olaraq şüşəvari SiO_2 -yə nəzərən müxtəlif olması, yəni əsasən yüksək temperatur bölümünə tərəf sürüşməsi göstərilib (bax: Şəkil 1, 2 və 3, Cədvəl).

Cədvəl 1

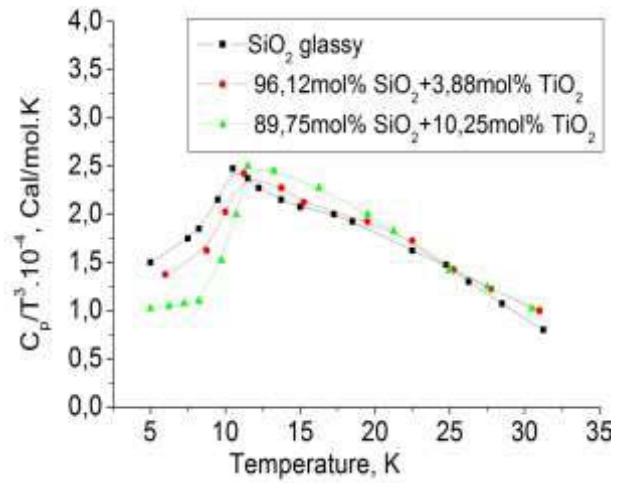
Şüşəyabənzər $\text{SiO}_2\text{--Al}_2\text{O}_3$, $\text{SiO}_2\text{--TiO}_2$, $\text{SiO}_2\text{--B}_2\text{O}_3\text{--Na}_2\text{O}$ və $\text{SiO}_2\text{--Al}_2\text{O}_3\text{--Na}_2\text{O}$ sistemlərinin $C(T)/T^3$ asılılıqındakı “pik”ə uyğun temperatururlar.

№	Maddə	Temperatur, K
	SiO_2	10
	97,00 mol % SiO_2 + 3,00mol% Al_2O_3	12
	95,00 mol% SiO_2 + 5,00mol% Al_2O_3	10
	90,60 mol% SiO_2 + 9,40 mol % Al_2O_3	11
	96,12 mol% SiO_2 + 3,88 mol% TiO_2	11
	89,75 mol% SiO_2 + 10,25 mol % TiO_2	13
	97,00 mol % SiO_2 + 2,50 mol% B_2O_3 + 0,50 Na_2O	9,6
	97,00 mol% SiO_2 + 1,00 mol% B_2O_3 + 2,00 Na_2O	8,5
	97,00 mol% SiO_2 + 0,50 mol% B_2O_3 + 2,50 Na_2O	8
	93,90 mol% SiO_2 + 1,00 mol % Al_2O_3 + 5,0 mol% Na_2O	8,4
	93,90 mol % SiO_2 + 3,00 mol % Al_2O_3 + 3,10 mol% Na_2O	9
	93,90 mol% SiO_2 + 5,00 mol% Al_2O_3 + 1,10 mol% Na_2O	11



Şəkil 1

Şüşəvari $\text{SiO}_2 - \text{Al}_2\text{O}_3$ sistemin $C(T)/T^3(T)$



Şəkil 2

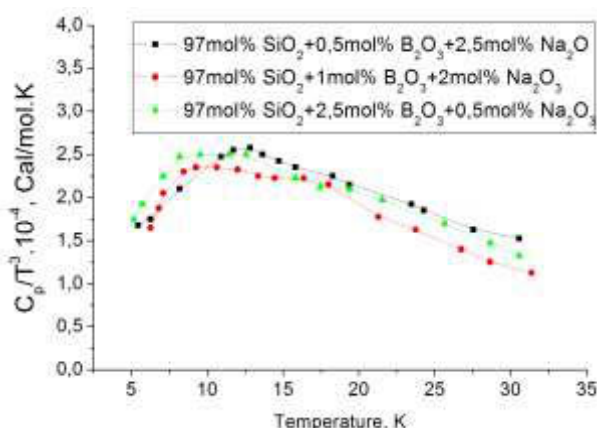
Şüşəvari $\text{SiO}_2 - \text{TiO}_2$ sistemin $C(T)/T^3(T)$

Göstəriləndiyi kimi $\text{SiO}_2\text{--Al}_2\text{O}_3$ və $\text{SiO}_2\text{--TiO}_2$ şüşəvari sistemlərdə tərkibində Al və Ti atomlarının rolundan asılı olaraq istilik tutumunun izotermələrinin gedişindəki anomal xarakteri SiO_4 tetraedrləri ilə AlO_3 oktaedrləri və TiO_4 tetraedrlərinin öz aralarındakı yaranmış rabitələrin (Si–O–Si, Si–O–Al və Si–O–Ti) həndəsi xüsusiyyətinə əsaslanır [5]. Yəni SiO_2 -nin qəfəsinə daxil olan Al və Ti atomları həndəsi olaraq onun Si-O-Si bucağının

dəyişməsinə və SiO_2 -də anion karkasın rabitələrinin mütəhərrikliyinin artmasına səbəb olur və ehtimal ki, SiO_2 -də ~10K temperatur ətrafında istilik tutumunun anomaliyasını yaradır.

Müəlliflərin [6,7] xassənin tərkibdən asılılıq fikrinə uyğun olaraq $\text{SiO}_2\text{--B}_2\text{O}_3\text{--Na}_2\text{O}$ və $\text{SiO}_2\text{--Al}_2\text{O}_3\text{--Na}_2\text{O}$ şüşəvari sistemlərində B və Al atomlarının koordinasiya ədədinin dəyişməsinə əsaslanaraq istilik tutumunun konsentrasiyadan asılılığını izah etmişik [8, 9]. Göstərilib ki, natriumbo-

rosilikat (NBS) və natriumalüminiumsilikat (NAS) tərkibində az miqdarda Na_2O aşqarının olması həmin materialların quruluşunda borooksigen və alminiumoksigen karkaslarının yenidən qurulmasına səbəb olur. Belə ki, B və Al atomlarının bir qismi tetraedrik mövqedə olaraq onlarda Si- atomunu izomorf əvəz edir, qalan B və Al atomları isə oktaedrik mövqedə qalır və [6,7] işdə göstərilən fikrə uyğun gəlir.



Şəkil 3

Şüşəvari $\text{SiO}_2 - \text{B}_2\text{O}_3 - \text{Na}_2\text{O}$ sistemin $C(T)/T^3(T)$

Bu zaman körpü təşkil etməyən bütün oksigen atomları BO_4 və AlO_4 tetraedrlərinə daxil olur və hər bir Na ionları BO_4 və AlO_4 tetraedrlərində yerləşir. Bu isə şüşə karkasında kimyəvi rabitənin möhkəmlənməsinə gətirir və şüşə karkasında $[\text{SiO}_{4/2}]$, $[\text{BO}_{4/2}]$ Na və $[\text{AlO}_{4/2}]$ Na düyünləri arasında izomorfizmin mövcudluğunu təsdiq edir. Bu halda belə şüşənin anion

quruluşu silisiumborooksigen və silisium alüminiumoksigenin BO_4 və AlO_4 tetraedrlərində B-O və Al-O vahid rabitənin enerjisi uyğun olaraq $80 \div 100 \text{ kkal/mol}$ təşkil edir ki, bu da təqribən SiO_4 -tetraedrinde Si-O rabitəsinin enerjisindən $\sim 15\%$ aşağıdır. Nəticədə SiO_2 -anion karkası rabitələrinin mütəhərrikliyinin artmasını yaradır.

Beləliklə, B, Al və Ti atomları SiO_2 -nin karkasına daxil olaraq Si-atomlarını əvəz edərək Si-O-B, Si-O-Al və Si-O-Ti rabitələrinin yaranmasına, Si-O-Si bucaqlarının dəyişməsi hesabına SiO_2 anion karkasının rabitələrinin mütəhərrikliyinin artmasına səbəb olur. Bu da çox ehtimal ki, kvazilokal rəqslərin yaranmasına və ($5 \div 30 \text{ K}$) temperatur bölümündə göstərilən sistemlərin istilik tutumunun anomaliyasına səbəb olur.

ALINAN NƏTİCƏLƏR

Şüşəyəbənzər $\text{SiO}_2 - \text{Al}_2\text{O}_3$, $\text{SiO}_2 - \text{TiO}_2$, $\text{SiO}_2 - \text{B}_2\text{O}_3 - \text{Na}_2\text{O}$ və $\text{SiO}_2 - \text{Al}_2\text{O}_3 - \text{Na}_2\text{O}$ sistemlərində $\sim (5 \div 30 \text{ K})$ temperatur intervalında $C(T)/T^3$ asılılıqındakı “pik”in olması nizamsız quruluşa malik materialların quruluş xüsusiyyəti, kvazilokal rəqslərin həyəcanlanması ilə bağlıdır. Müəyyən edilib ki, $\text{SiO}_2 - \text{B}_2\text{O}_3 - \text{Na}_2\text{O}$ və $\text{SiO}_2 - \text{Al}_2\text{O}_3 - \text{Na}_2\text{O}$ sistemlərində $C(T)/T^3$ asılılıqındakı maksimumların yeri ikinci və üçüncü komponentlərin konsentrasiyasından asılı olaraq B və Al kationlarının koordinasiyaşının dəyişməsinə əsasən yüksək temperatur bölümünə tərəf sürüşməsi cüzidir.

1. *Amorphous solids low-temperature properties*. Ed W.A.Phillips N.Y., (1981) 180
2. J.C.Philips. T^3 spesifik heat anomaly in network solids, *Phys.Rev.*, **32** (1985) 5356-5361.
3. U.Buchnam et al., *Low-frequency modes in vitreous silic*, *Phys.Rev.*, **B.34** (1986) 5665-5673.
4. N.N.Əliyev. Şüşəvari $\text{SiO}_2 - \text{B}_2\text{O}_3$ və $\text{SiO}_2 - \text{GeO}_2$ sistemlərinin aşağı temperaturlarda istilik tutumunun anomaliyası, *Transactions of National Academy of Sciences of Azerbaijan, Series of Physics-Mathematical and Technical Sciences, Physics and Astronomy*, **XXXIV** N 2 (2014) 125-129.
5. K.K.Mamedov, A.B.Abdullaev, B.3.Şalумов, M.И.Мехтиев, M.Алджанов, Н.Н.Алиев, Д.О.Гумбатов. Теплоемкость и термодинами-

- ческие свойства стеклообразных систем $\text{SiO}_2 - \text{Al}_2\text{O}_3$ и $\text{SiO}_2 - \text{TiO}_2$ при низких температурах, *Физика хим.стекла*, **11** (1985) 536-541.
6. Н.Н.Алиев, Г.Т.Ахмедли, Ф.Ю.Алиев. Теплоемкость натриевоборосиликатных стекол при низких температурах, *ЖФХ*, **66** (1992) 417-422.
7. Н.Н.Алиев, А.Б.Абдуллаев, Б.3.Шалумов, С.С.Дьяконов. Концентрационные зависимости теплоемкости бинарных стекол на основе диоксида кремния при низких температурах, *Изв.АН ССР Неорганические материалы*, **24** (1988) 124-127.
8. В.В.Горбачев, В.Н.Петряков и др. Координационное состояние бора в натриевоборосиликатных стеклах по данным рентгеновской и

КР спектроскопии, Физика и химия стекла, **11** (1985) 410-413.

особенности стекол системы $\text{Na}_2\text{O}-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{SiO}_2$, Физика и химия стекла, **12** (1986) 26-31.

9. Т.И.Песина, Л.Г.Байкова, В.Л.Пух, И.И.Новак, М.Ф.Киреснко. *Прочность и структурные*

**ANOMALY IN HEAT CAPACITY OF $\text{SiO}_2-\text{Al}_2\text{O}_3$, $\text{SiO}_2-\text{TiO}_2$, $\text{SiO}_2-\text{B}_2\text{O}_3-\text{Na}_2\text{O}$
and $\text{SiO}_2-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{Na}_2\text{O}$ GLASS-LIKE SYSTEMES AT LAW TEMPERATURES**

N.N.ALIYEV

The anomaly “peak” has been observed at the 5÷30K temperature range in $C(T)/T^3$ dependence fo glass like $\text{SiO}_2-\text{Al}_2\text{O}_3$, $\text{SiO}_2-\text{TiO}_2$, $\text{SiO}_2-\text{B}_2\text{O}_3-\text{Na}_2\text{O}$ and $\text{SiO}_2-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{Na}_2\text{O}$ system. It has been found that for the $\text{SiO}_2-\text{Al}_2\text{O}_3$, $\text{SiO}_2-\text{TiO}_2$, $\text{SiO}_2-\text{B}_2\text{O}_3-\text{Na}_2\text{O}$ and $\text{SiO}_2-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{Na}_2\text{O}$ systems the makxima depend on the concentration and chemical composition of the second and third components and displace towards higher temperature region. The observed anomaly for the heat capacity in these materials has been probably related to the existence of the guasi-local vibrations.

**АНОМАЛИЯ ТЕПЛОЕМКОСТИ СТЕКЛООБРАЗНЫХ СИСТЕМ $\text{SiO}_2-\text{Al}_2\text{O}_3$, $\text{SiO}_2-\text{TiO}_2$, $\text{SiO}_2-\text{B}_2\text{O}_3-\text{Na}_2\text{O}$ и
 $\text{SiO}_2-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{Na}_2\text{O}$ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ**

Н.Н.АЛИЕВ

Для стекловидных $\text{SiO}_2-\text{Al}_2\text{O}_3$, $\text{SiO}_2-\text{TiO}_2$, $\text{SiO}_2-\text{B}_2\text{O}_3-\text{Na}_2\text{O}$ и $\text{SiO}_2-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{Na}_2\text{O}$ систем в зависимости $C(T)/T^3$ в области температуры 5÷30K наблюдаются аномалии. Показано, что для систем $\text{SiO}_2-\text{Al}_2\text{O}_3$, $\text{SiO}_2-\text{TiO}_2$, $\text{SiO}_2-\text{B}_2\text{O}_3-\text{Na}_2\text{O}$ и $\text{SiO}_2-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{Na}_2\text{O}$ максимумы функции $C(T)/T^3$ зависят от концентрации второго и третьего компонента и смещаются в сторону высоких температур.

Редактор: акад. Дж.Абдинов

UOT 621.315.592

$K_{0,965}Rb_{0,035}NO_3$ KRİSTALLARINDA QURULUŞ FAZA ÇEVİRMƏLƏRİ

V.İ.NƏSİROV, R.B.BAYRAMOV

*Azərbaycan MEA-nın Fizika İnstitutu
AZ 1143, Bakı şəh., H.Cavid pr., 131
bayramov.razim@mail.ru*

Daxil olub: 18.05.2015
Çapa verilib: 22.06.2015

Açar sözlər: polimorfizm, enantiotrop, modifikasiya, monokristal, polimorf çevrilmə.

REFERAT

Optik mikroskopiya metodu ilə $K_{0,965}Rb_{0,035}NO_3$ monokristallarında II $\leftrightarrow$ III polimorf çevrilmələri zamanı yeni modifikasiya kristallarının böyümə morfolojiyası tədqiq olunmuş, II və III modifikasiya kristalları arasında tarazlıq temperaturu təyin edilmişdir ($T=452\pm0,5K$). Difraktometrik üsulla polimorf modifikasiyaların kristal qəfəsi parametrləri təyin olunmuş və müəyyən edilmişdir ki, tədqiq olunan nümunələrdə polimorf çevrilmələr enantiotrop olub, monokristal $\leftrightarrow$ monokristal tiplidir.

GİRİŞ

Qələvi metalların nitrat birləşmələrində polimorf çevrilmələrin tədqiqi böyük elmi əhəmiyyətə malik olduğu kimi, həm də praktik əhəmiyyətlidir. Belə ki, bu proses bir tərəfdən qarışıq tərkibli monokristalların alınma texnologiyası ilə sıx bağlıdır. Digər tərəfdən isə tədqiq olan maddələr partladıcı maddələrdə, xüsusilə pirotexnikada, dərman obyektlərində geniş tətbiq olunur.

Otaq temperaturundan ərimə temperaturuna kimi kalium nitrat kristallarında iki, rubidium nitrat kristallarında isə üç polimorf çevrilmə baş verir. Həmin maddələrin polimorf modifikasiyalarının kristal quruluşu, kristal qəfəsi parametrləri, fəza qrupu və mövcudolma temperatur oblastları barədə məlumat Cədvəl 1-də verilmişdir.

Qələvi metalların nitrat birləşmələrində, o cümlədən kalium və rubidium nitrat monokristallarında polimorf çevrilmələrin mexanizminin araşdırılmasına çoxsaylı işlər həsr olunmuşdur [8-11]. [12]-də $K_{1-x}Rb_xNO_3$ kristallarında kombinasiyalı səpilmə spektroskopiyası metodu ilə polimorf çevrilmələr, [14-16]-də kalium nitratda gümüş və sezium nitratın bərk məhlullarında polimorf çevrilmələrin

mexanizmi tədqiq olunmuş və bir sıra maraqlı nəticələr alınmışdır.

KNO_3 və $RbNO_3$ -ün bərk məhlullarında quruluş çevrilmələrinin mexanizmini araşdırmaq məqsədilə təqdim olunan bu işdə $K_{0,965}Rb_{0,035}NO_3$ kristallarında optik mikroskopik və rentgenoqrafik tədqiqatlar aparılmışdır. Həmin kristallarda bu tip tədqiqatlar indiyə kimi aparılmamışdır.

TƏCRÜBİ HİSSƏ

Tədqiq olunan $K_{0,965}Rb_{0,035}NO_3$ kristalları otaq temperaturunda KNO_3 və $RbNO_3$ birləşmələrinin suda məhlulundan izotermik kristallaşma yolu ilə alınmışdır. Alınan kristallar iynəvari və müstəvi lövhələr şəklində olmuşdur. İynəvari kristalların boyu [001] kristalloqrafik istiqamətində yönəlmiş və ölçüləri $\sim 1\times 0,5\times 10$ mm olmuşdur.

Morfoloji tədqiqatlar xüsusi qızdırıcı ilə təmin edilmiş МИН-8 markalı optik polyarizasiya mikroskopunda [17]-də verilən metodika üzrə aparılmışdır. Polimorf çevrilmə zamanı kristal böyüməsi “Levenhuk C310 NK” tipli kinokamera vasitəsilə qeydə alınaraq kompyuterlə müşahidə edilmişdir. Nümunənin temperaturu ucu birbaşa onun səthinə toxunan termocüt vasitəsilə ölçülmüşdür. Temperatur

ölçmələrinin dəqiqliyi $100^{\circ}C$ -də $\pm 0,5^{\circ}C$ olmuşdur.

Rentgendifraksiya tədqiqatları “Bruker” firmasının D8 ADVANCE tipli ovuntu difraktomet-rində, 40kV, 40mA rejimdə, CuK_{α} ($\lambda=1,5406\text{\AA}$) şüalanmada, TTK450K temperatur kamerasında $300 < T < 723\text{K}$ temperatur intervalında aparılmışdır. Difraksiya əksolunmaları $20^{\circ} \leq 2\theta \leq 80^{\circ}$ bucaq intervalında aparılmış, alınan nəticələrin indeks-lənməsi TOPAS proqramı ilə aparılaraq EVA proqramı ilə dəqiqləşdirilmişdir. Morfoloji tədqiqatlar zamanı hər şeydən əvvəl II və III modi-

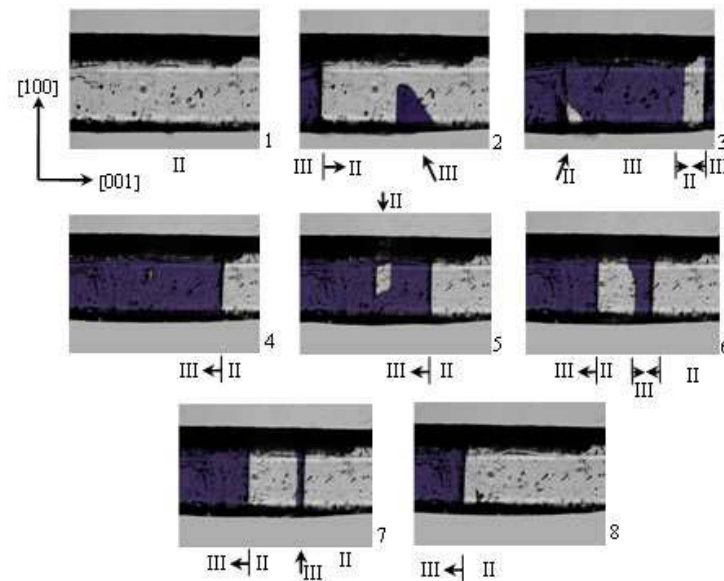
fikasiya kristalları arasındakı tarazlıq temperaturu təyin edilmiş və $T_0=452\pm 0,5\text{K}$ alınmışdır.

Optik mikroskop altında aparılan müşahidələr göstərmişdir ki, tədqiq olunan kristalda II→III polimorf çevrilməsi həmişə $T > T_0$ temperaturda ana kristal daxilində yeni kristalın rü-şeyminin yaranması və böyüməsi ilə baş verir.

Cədvəl 1

Kalium və rubidium nitratda polimorf modifikasiyaların kristalloqrafiyası və mövcudolma temperatur oblastları

Maddə	Sinqoniya	Kristal qəfəsin parametrləri			Fəza qrupu	Mövcud olma temperatür intervalı T, K	Ədəbiyyat
		a, Å	b, Å	c, Å			
KNO_3	rombik	4.41	9.17	6.42	Pnma	300–400	1
	romboedrik	7.41	-	10.71	$R\bar{3}m$	400–610	2
		4.35	-	9,11	$R\bar{3}m$	383–397	3
$RbNO_3$	kubik	7.32	-	-	Fm3m	564–587	4
	romboedrik	5.48	-	10.71	R3m	492–564	5
	kubik	4.30	-	-	Pm3m	437–492	6
	triqonal	10.48	-	7.45	P3 ₁ m	<437	7



Şəkil 1

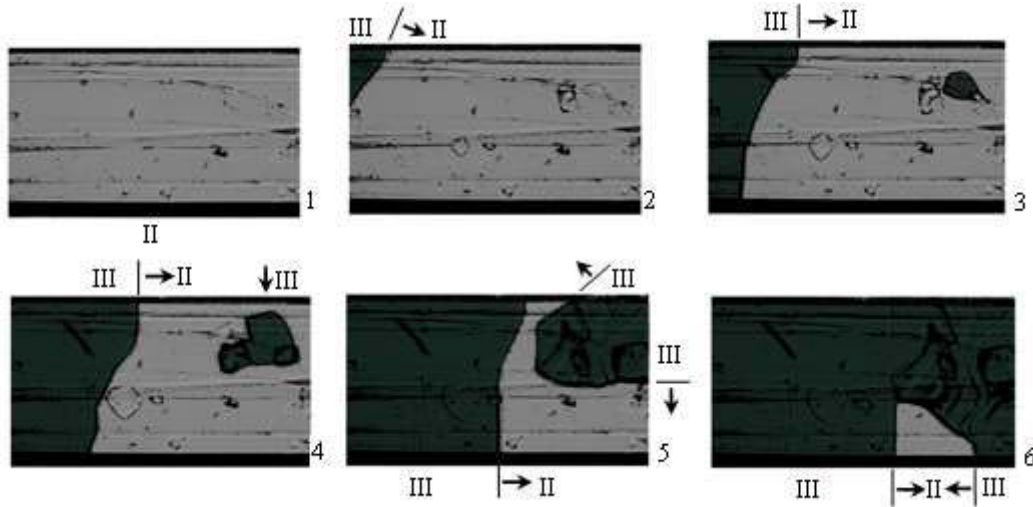
$K_{0,965}Rb_{0,035}NO_3$ kristallarında II↔ III çevrilməsi zamanı III və II modifikasiya kristalının böyümə morfolojiyasını əks etdirən mikrofotografiyalar. Böyütmə 90 dəfə.

Baxılan kristalda temperatur yubanması $\Delta T \sim 1K$ tərtibində olur. $\Delta T = T_{\text{çev}} - T_0$, burada $T_{\text{çev}}$ – çevrilmə, T_0 – isə tarazlıq temperaturudur. Yeni yaranan kristal rüşeyimlərinin sayı ana kristalın defektlilik dərəcəsi və temperaturdan asılıdır. Şəkil 1-də ana kristal daxilində yeni fazanın 3 rüşeyiminin əmələ gəlməsi və böyüməsi ilə baş verən çevrilmə verilmişdir. Şəkil 1, foto 2-dən görünür ki, ikinci rüşeyim əvvəlcə ana kristalın $[100]$ istiqamətində böyüyür və bu istiqamətdə böyümə başa çatdıqdan sonra $[001]$ kristalloqrafik istiqamətdə davam edir.

Əks proses, yəni $III \rightarrow II$ çevrilmə $T_{\text{çev}} < T_0$ temperaturda baş verir və bu çevrilmə də ana kristal daxilində yeni yaranan kristalın rüşeyiminin yaranması və böyüməsi ilə baş verir. Şəkil 1, foto 5-də görüldüyü kimi $III \rightarrow II$ çevrilməsi zamanı da III -modifikasiya kristalının rüşeyimi əvvəlcə $[100]$ istiqamətində və daha sonra $[001]$ istiqamətində böyüyür (Şəkil 1, foto 6).

Alınan bu nəticə göstərir ki, müvafiq temperatur rejimini seçməklə çox rüşeyimli keçidin əksi tək rüşeyimli ola bilər. Bu faktın özü müvafiq şərait yaradıldıqda polikristal $\rightarrow$ monokristal keçidin mümkünlüyünü göstərir.

Şəkil 2-də II -modifikasiya kristalı daxilində III -modifikasiya kristalının 2 rüşeyimlə böyüməsini əks etdirən mikrofotografiyalar verilmişdir. Şəkil 2, foto 2-dən görüldüyü kimi birinci rüşeyim ana kristalın sol küncündə yaranmış və ana kristalın $[001]$ istiqamətində böyüməyə başlamışdır. Sağ tərəfdə yaranan ikinci rüşeyim isə (Şəkil 2, foto 4,5) sürətlə eyni zamanda hər iki istiqamətdə $[100]$ və $[001]$ kristalloqrafik istiqamətlərində böyüməyə başlamışdır. Nəticədə $II \rightarrow III$ polimorf çevrilmə zamanı ana kristal daxilində yeni kristalın iki rüşeyimli böyüməsi müşahidə olunmuşdur. Onu da qeyd edək ki, III və II fazaların sərhəddinin müxtəlif ana kristalda eyni formaya malik olması diqqəti çəkir.



Şəkil 2

$K_{0,965}Rb_{0,035}NO_3$ kristallarında $II \rightarrow III$ çevrilməsi zamanı III -modifikasiya kristalının böyümə morfolojiyasını əks etdirən mikrofotografiyalar. Böyütmə 90 dəfə.

Rentgenoqrafik tədqiqatlar göstərmişdir ki, $II \leftrightarrow III$ çevrilmələri zamanı II və III -modifikasiya kristalları arasında sərt kristalloqrafik istiqamət əlaqələri mövcuddur.

Beləliklə, aparılan morfoloji tədqiqatlar göstərmişdir ki, tədqiq olunan nümunələrdə $II \leftrightarrow III$ polimorf çevrilmələri yeni modifikasiya

kristalı rüşeyiminin ana kristal daxilində yaranması və böyüməsi ilə baş verir. Aparılan müşahidələrə görə baxılan kristallarda quruluş çevrilmələri enantiotrop olub, monokristal $\leftrightarrow$ monokristal tiplidir.

Otaq temperaturunda ($T=300K$) və normal təzyiqdə II -modifikasiya kristallarından

alınan difraksiya əks olunmaları rombik qəfəsdə indeksləşərək kristal qəfəsi parametrləri üçün: $a=5,417$, $b=9,168$ və $c=6,432\text{\AA}$ alınmışdır. Fəza qrupu $Pmcn$ olmuşdur. Otaq temperaturunda aparılan çəkilişdən sonra difrakto metrin qızdırıcı kamerası qoşulmuş və 20-30K-dən bir çəkilişlər aparılmışdır. Çəkilişdən qabaq kristal verilmiş temperaturda 30dəq saxlanılmışdır. Müəyyən edilmişdir ki, $T>T_0=450\text{K}$

temperaturda tədqiq olunan nümunədə quruluş çevrilməsi baş verir və bu temperaturda alınan difraksiya əks olunmaları $R\bar{3}m$ fəza qruplu, $a=5,413$, $c=9,716\text{\AA}$ parametrlı heksaqonal qəfəsdə indeksləşir. $T=300\text{K}$ və $T=450\text{K}$ temperaturlarda alınan difraktoqramların hesabı cədvəl 2-də verilmişdir.

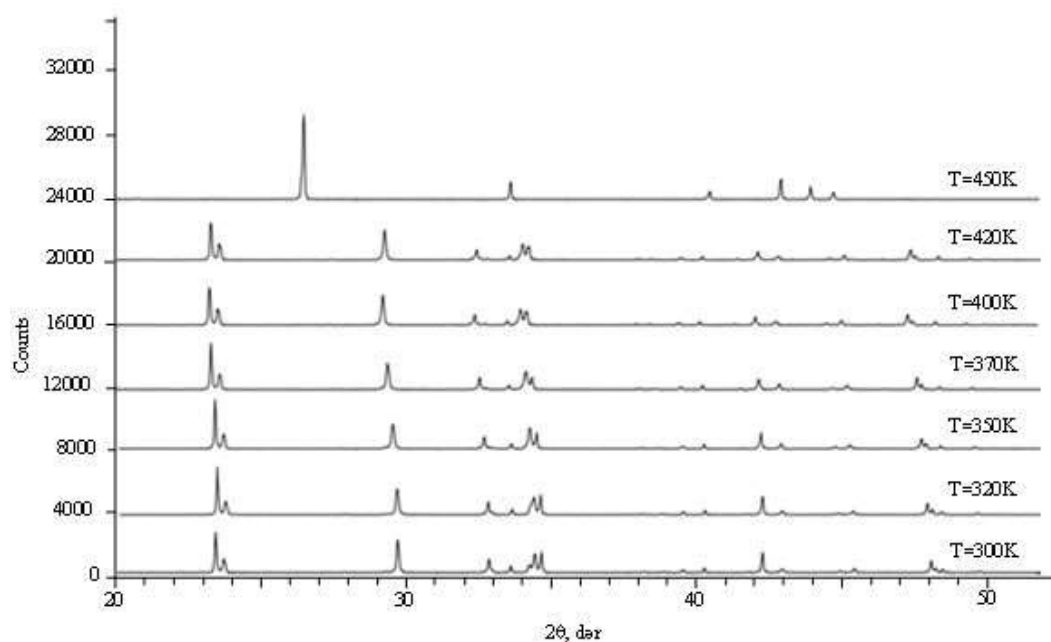
Cədvəl 2

K_{0,965}Rb_{0,035}NO₃ kristallarında alınan difraktoqramların hesabı. Şüalanma: CuK α ($\lambda_\alpha=1.5406\text{\AA}$, 40kV, 40mA)

T _{eks.} , K	2 θ	$\frac{I}{I_0}$ %	d _{eks.} , $\text{\AA}$	hkl	Elementar qəfəs parametrləri, $\text{\AA}$
300	19,012	17,6	4,66411	110	Rombik $a=5,417\text{\AA}$ $b=9,168\text{\AA}$ $c=6,432\text{\AA}$ fəza qr. $Pmcn$
	19,346	21,5	4,58445	020	
	23,542	100	3,77599	111	
	23,815	35,7	3,73335	021	
	29,405	90,8	3,03503	012	
	32,344	40,1	2,76564	102	
	32,406	13,4	2,76056	031	
	33,044	20,7	2,7087	200	
	33,642	22,8	2,6619	130	
	33,826	57,5	2,64781	112	
	34,022	62,8	2,63298	022	
	39,273	13,6	2,29222	040	
	41,139	59,9	2,19242	221	
	41,801	10,7	2,15923	041	
	43,652	5,2	2,07185	202	
	44,127	12,3	2,05068	132	
	46,58	35,1	1,94821	113	
	46,731	12,8	1,94228	023	
	48,158	4,8	1,888	222	
	54,691	3,3	1,67691	151	
450	58,196	4,2	1,58399	014	Heksaqonal $a=5,413\text{\AA}$ $c=9,716\text{\AA}$ fəza qr. $R\bar{3}m$
	60,532	16,9	1,52834	152	
	60,54	16,9	1,52815	060	
	26,359	100	3,37847	10-2	
	33,04	21,8	2,70899	110	
	41,77	25,2	2,16077	104	
	42,75	23,7	2,11347	202	
	43,478	15,2	2,07976	113	
	50,715	5,2	1,79864	10-5	
	52,399	5,2	1,74475	211	
	59,011	3,2	1,56404	300	
	67,19	3,2	1,39215	116	

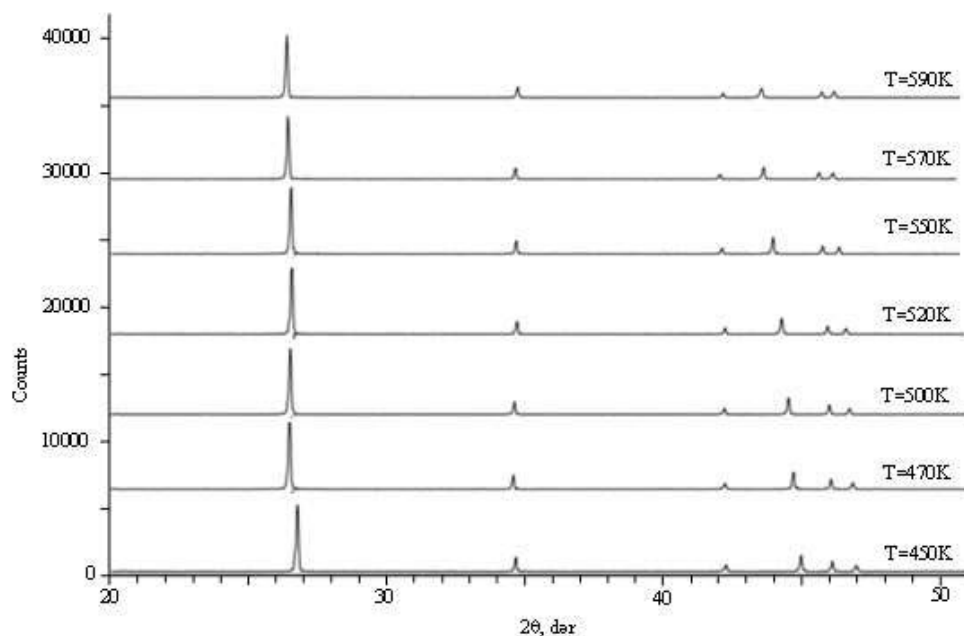
Tədqiq olunan kristallarda difraksiya mənzərəsi şəkil 3-də verilmişdir. Temperaturun sonrakı artırılması nəticəsində ərimə tempe-

raturuna kimi difraksiya mənzərəsində heç bir dəyişiklik müşahidə olunmamışdır (Şəkil 4).



Şəkil 3

$K_{0.965}Rb_{0.035}NO_3$ kristallarında müxtəlif temperaturlarda çekilmiş difraksiya mənzərəsi

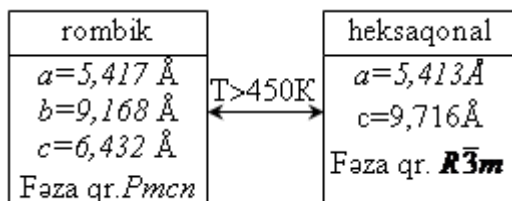


Şəkil 4

$K_{0.965}Rb_{0.035}NO_3$ kristallarında müxtəlif temperaturlarda çekilmiş difraksiya mənzərəsi

NƏTİCƏLƏR

Beləliklə, K_{0,965}Rb_{0,035}NO₃ kristallarında otaq temperaturundan ərimə temperaturuna kimi quruluş faza çevrilməsinin aşağıdakı sxem üzrə baş verdiyi müəyyən edilmişdir:



Çoxsaylı mikroskopik və rentgenoqrafik tədqiqatlar göstərmişdir ki, KNO₃ kristallarında III-modifikasiya kristalları soyudularkən II-modifikasiyaya keçməmiş müşahidə olunan romboedrik qəfəslı I-modifikasiya [10] mövcud

deyildir. Aparılan təcrübələrin təhlili nəticəsində belə nəticəyə gəlmək olar ki, K_{0,965}Rb_{0,035}NO₃ kristallarında $T > 450\text{K}$ temperaturda rombik $\rightarrow$ heksaqonal quruluş faza çevrilməsi baş verir. Bu çevrilmə enentiotrop olub, monokristal $\leftrightarrow$ monokristal tiplidir. Tədqiq olunan kristallarda II $\leftrightarrow$ III çevrilmələri ana kristal daxilində yeni kristalın kristal rüşeyiminin yaranması və böyüməsilə baş verir və qarşılıqlı çevrilən modifikasiya kristalları arasında sərt kristalloqrafik istiqamət əlaqələri saxlanılır.

Tədqiqat prosesinin gedişində və alınan nəticələrin müzakirəsində göstərdiyi maraq və tövsiyələrinə görə 4 saylı laboratorianın elmi işçisi İ.R.Əmiraslanova dərin minnətdarlığımızı bildiririk.

1. D.A.Edward, *A determination of the complete crystal structure of potassium nitrate*, *Z.Krist.*, **80** (1943) 154-158.
2. P.E.Tahvonen, *X-ray investigation of molecular rotation in potassium nitrate crystal*, *Ann. Acad. Sci. Fennicae, ser. A*, **44** (1947) 20-25.
3. P.W.Bridgman, *The velocity of polymorphic change between solid*, *Proc. Am. Acad. Arts. Sci.*, **52** (1916) 57-88.
4. R.N.Brown, A.C.McLaren, *The thermal transformation in solid rubidium nitrate*, *Acta Cryst.*, **15** (1962) 974-978.
5. M.Shamsuzzona, B.W.Lucas, *Polymorphs of rubidium nitrate and their crystallographic relationships*, *Canad J.Chem.* **66** (1988) 819-823.
6. R.N.Brown, A.C.McLaren, *On the mechanism of the thermal transformation in solid rubidium and ammonium nitrate*, *Proc. Roy. A*, **266** (1962) 329-343.
7. L.Pauling, J.Sherman, *Note On the crystal structure of rubidium nitrate*, *J. Chem. Phys.*, **4** (1966) 1318-1325.
8. S.W.Kennedy, M.Odlyha, *Polimorphic transformation II $\rightarrow$ I in potassium nitrate. Multiple orientation*, *Aust. J.Chem.*, **27** (1974) 1121-1124.
9. Y.G.Asadov, V.İ.Nasirov, G.A.Jabrailova, *Morphology of crystal at polymorphic transformation in KNO₃, AgNO₃ and NH₄NO₃ single crystals*, *J. Crystal Growth*, **15** (1972) 45-50.
10. Ю.Г.Асадов, В.И.Насиров, *О морфологии роста кристаллов при $\alpha \leftrightarrow \beta$, $\beta \leftrightarrow \gamma$ и $\gamma \leftrightarrow \alpha$ превращениях в нитрате калия*, *Кристаллография*, **6** (1970) 1204-1208.
11. Y.Shinnaka, S.Yamamoto, *X-ray study of Orientational Disorder in Cubic RbNO₃*, *J. Phys. Soc. Jpn.* **50** (1981) 2091-2094.
12. H.Zamali, M.Jemal, *Phase Diagrams of Binary Systems: AgNO₃-KNO₃ and AgNO₃-NaNO₃*, *Journal of Phase Equilibria*, **16** (1995) 235-238.
13. Ю.Г.Асадов, Э.В.Насиров, *Полиморфный переход монокристал $\rightarrow$ монокристалл в K_{0,975}Rb_{0,025}NO₃*, *Кристаллография*, **5** (2010) 945-948.
14. Ю.Г.Асадов, Э.В.Насиров, Р.Дж.Алыева, *Исследованные кинетики полиморфного II $\rightarrow$ III превращение в K_{1-x}Ag_xNO₃*, *Доклад НАН Азерб.*, **4** (2007) 37-41.
15. В.И.Насиров, А.Ф.Хазиева, Ю.Г.Асадов, *Полиморфные превращения в монокристалл $\leftrightarrow$ монокристалл Rb_{0,975}Cs_{0,025}NO₃*, *Кристаллография*, **5** (2011) 1146-1150.
16. В.И.Насиров, А.Ф.Хазиева, Ю.Г.Асадов, А.С.Амиров, *Рентгенографические исследования полиморфных превращений в Rb_{0,90}Cs_{0,10}NO₃*, *AMEA, Məruzələr*, **2** (2011) 33-38.
17. В.И.Насиров, *Полиморфизм в оптически прозрачных кристаллах*, Баку (1997) 168.

STRUCTURAL PHASE TRANSFORMATIONS IN $K_{0.965}Rb_{0.035}NO_3$

V.I.NASIROV, R.B.BAIRAMOV

The morphology of the crystal growth during polymorphic transitions II $\leftrightarrow$ III has been investigated by optical microscopy. The temperature of equilibrium between these crystal phases ($T=452\pm0.5K$) has been determined. By x-ray diffraction methods has been defined the unit cell constants before and after transitions, it has been established that the phase transition was reversibled and was the transition type as single crystal to single crystal.

СТРУКТУРНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В КРИСТАЛЛА $K_{0.965}Rb_{0.035}NO_3$

В.И.НАСИРОВ, Р.Б.БАЙРАМОВ

Методам оптической микроскопии исследованы морфология роста кристаллов при полиморфных превращениях II $\leftrightarrow$ III и определена температура равновесия между этими фазами ($T=452\pm0.5K$). Методам рентгеновской дифракции определены параметры элементарных ячеек до и после превращений, установлено, что превращение обратимо и является превращением типа монокристалл $\leftrightarrow$ монокристалл.

Редактор: проф. Ю.Асадов

UOT 621.365:691.327001

ÇOXELEKTRODLU KOMPOZİTLİ ELEKTRİKQIZDIRICILARININ ELEKTRİK VƏ KONSTRUKTİV PARAMETRLƏRİNİN HESABLANMA MODELİ

S.A.HÜSEYNOVA, T.M.XALİNA¹

Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyasının Fizika İnstitutu

AZ 1143, Bakı, H.Cavid, 131

İ. Polzunov adına Altay Dövlət Texniki Universiteti¹

Rusiya 656038, Barnaul, Lenin pr., 46

sabish1977@rambler.ru

Daxil olub: 18.05.2015
Çapa verilib: 22.06.2015

Açar sözlər: elektrofiziki və fiziki-mexaniki
xarakteristikalar, elektroqızdırıcılar, çoxelektrodlu
sistemlər, qızdırılan səth.

REFERAT

İşdə çoxelektrodlu aşağı temperaturlu kompozitli elektrikqızdırıcılarının elektrik istilik parametrlərinin, nəzəri qiymətləndirilməsi məsələsinə baxılmışdır. Göstərilmişdir ki, komplanar sahələr üçün ikiölçülü Laplas tənliyinə əlavə funksiya daxil etmək zəruridir. Bu funksiya harmonik olub, komplanar elektrik sahəsinin intensivlik vektorunun dekart koordinat sisteminin oxlarından biri ilə əmələ gətirdiyi bucağın funksiyasıdır

GİRİŞ

Kompozitli elektrikqızdırıcısı elektrik enerjisini istilik enerjisinə çevirən və istənilən səthdə əvvəlcədən verilmiş (300÷400K) temperaturu və onun elektrofiziki və fiziki-mexaniki xarakteristikalarını təmin edə bilən qurğudur. Bu cür qızdırıcılar ümumi halda kompozit tipli rezistiv qatdan (elektrodlardan) və onları bir-birindən izolə edən qatlardan ibarət olur.

Hazırda bu qurğuların konstruksiyalarının təkmilləşdirilməsi prosesi, onlarda istifadə olunan rezistiv, keçirici və izolyasiya materiallarının texniki göstəricilərinin yaxşılaşdırılması ilə yanaşı, həm də maya dəyərinin aşağı salınmasına xidmət edir. Ona görə də bu istiqamətdə aparılan işlərin əsas məqsədi onların tətbiq sahəsindən asılı olaraq elektrik sahəsinin və temperaturun səthdə paylanması ilə bağlı konkret məsələlərin həllində sistemin hər elementinin rolunun dəqiqləşdirilməsi ilə bağlıdır.

Bu cür qızdırıcılar özünün effektivliyi, kontaktların hazırlanma texnologiyasına görə bir-birindən seçilməsinə və lokal qızdırma imkanına görə xalq təsərrüfatında (xüsusən kənd təsərrüfatı obyektlərində) geniş istifadə edilir.

Bu cür qızdırıcıların nəzəri işlənməsi, layihələndirilməsi, hazırlanması və tətbiqi bir çox məqalələrdə öz əksini tapmışdır (məsələn [1-3]). Hazırda çoxelektrodlu sistemlərdə biricins elektrik və istilik sahələrinin paylanması və onların vəziyyətlərinin qiymətləndirilməsi məsələləri aşağı temperaturlu kompozitli elektrikqızdırıcılarının (ATKQ) elektrik və istilik parametrlərinin kompleks təyin olunma məsələsi həlli vacib olan məsələlərdəndir. Bu parametrlərin seçilməsi məsələsinin dəqiq həlli isə yalnız elektrik sahəsinin bu və ya digər paylanmasını təmin edə biləcək elektrodlar sistemin elektrik sahə potensialının və mühitin xüsusi keçiriciliyin analitik hesablanması, materialların seçilməsi və hazırlanması yolu ilə mümkündür. Analitik həllin üstünlüyü ondadır ki, bu üsul nəinki elektrik, səthdə sahənin potensialının paylanma funksiyasını (U), həm də onun törəmələrini təyin etməyə imkan verir.

Tədqiqatlar göstərir ki, Laplas tənliyinin analitik həlli hələlik yalnız müstəvi-paralel elektrik sahələrinin bəzi məsələləri üçün tətbiq olunmuşdur.

Bu baxımdan məqalə qızdırılan səthdə elektrik və istilik sahələrinin intensivliklərinin

təyin olunması üsulu ilə müstəvi çoxelektrodlu kompozitli qızdırıcı sistemlərin hal vəziyyətlərinin (səthdə elektrik və istilik sahələrinin paylanma funksiyalarını) qiymətləndirilməsinə həsr olunub.

NƏZƏRİ HİSSƏ

Çoxelektrodlu qızdırıcı sistemin sabit bircins elektrik və istilik sahələrində hal vəziyyətinin qiymətləndirilməsi dedikdə ATKQ-nın kompleks elektrik və istilik parametrlərinin araşdırılması ilə yanaşı qızdırıcının səthində potensial və temperaturun paylanmasının kompleks araşdırılması nəzərdə tutulur.

Bu üsul baxılan səthdə elektrik sahəsinin intensivliyinin həmin səthdə yerləşən və baxılan sahənin hər hansı bir nöqtəsində dekart koordinat sisteminin oxlarının biri ilə əmələ gətirdiyi bucağın qiymətini xarakterizə edən bir köməkçi $\gamma(xy)$ funksiyasının əlavə edilməsinə əsaslanıb.

Bu $\gamma(xy)$ funksiyası harmonik olmaqla iki ölçülü Laplas tənliyinin və sahənin qüvvə xəttləri ilə ekvipotensial xəttlərinin ortoqonallıq şərtindən meydana çıxan və birinci növ sərhəd şərtlərini ödəyən funksiyadır:

$$U_s = \text{const} \text{ və } \partial U / \partial n = 0. \quad (1)$$

Qeyd edək ki, köməkçi $\gamma(xy)$ funksiyasının hesablanması qarışıq sərhəd şərtləri daxilində potensialın hesablanmasından daha asandır. Bu funksiyayı təyin etdikdən sonra birbaşa sahənin kompleks intensivliyini, elektrostatik sahənin (və ya sahələrin) intensivliklərinin, E modulunu aşağıdakı münasibətlərdən tapmaq olar.

$$\begin{cases} \frac{\partial \gamma}{\partial x} = \frac{\partial(\ln |E|)}{\partial y} \\ \frac{\partial \gamma}{\partial y} = \frac{\partial(\ln |E|)}{\partial x} \end{cases} \quad (2)$$

[5,6]-dan məlum olduğu kimi müstəvi-paralel elektrik sahələrinin kompleks intensivliyi aşağıdakı düsturla hesablanır.

$$E = E_\zeta + jE_\eta = \frac{A \prod_{i=1}^m (\zeta - c_{oi})}{\prod_{k=1}^n \sqrt{(\zeta - a_k)(\zeta - a'_k)}}, \quad (3)$$

harada ki, $\zeta - E$ -nin təyin olduğu nöqtənin kompleks koordinatı; $a'_k - k$ lövhəsinin (elektrodunun) sərhədlərinin koordinatı; c_{oi} - sahənin intensivliyinin sıfıra bərabər, $\vec{E}$ vektorunun isə istiqaməti naməlum olan hallar üçün, ikinci tərtib xüsusi nöqtənin kompleks koordinatıdır, A - sabit kəmiyyət, n - elektrodların sayı; $m = n = 2$ isə ikinci tərtib xüsusi nöqtələrin maksimal sayıdır.

Bu zaman $\eta = 0$ müstəvisində yerləşən və sonsuz uzunluğa malik yüklənmiş və bir müstəvi üzərində yerləşən n sayda lövhələrin yaratdığı elektrostatik sahəsinin $E_{\eta=0}(\xi)$ və elektrik sahəsinin E_{η} intensivliklərinin modulu

$$E_{\eta=0}(\xi) = E_{\eta=0}(\xi) = \frac{A \prod_{j=1}^m |\xi - c_{oj}|}{\prod_{k=1}^n \sqrt{|\xi - a_k| |\xi - a'_k|}} \quad (4)$$

düsturu ilə hesablanır. Burada A -sabit, və naməlum c_{oi} koordinatların qiyməti sahə elektrostatik olan halda ümumi yükün miqdarı kimi və ya uyğun elektrodlara tətbiq olunan potensiallar fərqi kimi hesablanır. Bu zaman kompozitli elektrikqızdırıcısından keçən cərəyan şiddətinin qiyməti riyazi analoqdan istifadə etməklə [7,8]-də verilən tənliklərin köməyi ilə hesablanır.

$$I_{k,\ell} = \gamma \int_{a_k}^{a'_k} E_{\eta=0}(\xi) d(\xi) \quad (5)$$

və

$$\Delta U_{k_1 k+1} = U_k - U_{k+1} = \int_{a_k}^{a'_{k+1}} E_{\eta=0}(\xi) d\xi, \quad (6)$$

harada ki, $I_{k\ell}$ - keçiriciliyə malik materialın vahid uzunluğundan keçən cərəyanın qiyməti, $\Delta U_{k_1 k+1}$ - k -ci və $k+1$ -ci elektrodlar arasındakı potensiallar fərqi, γ -kompozit materiallar xüsusi keçiriciliyidir.

Qeyd edək ki, çoxelektrodlu müstəvi–paralel sahələrin hesablanması üçün təklif olunan bu üsul ədədi hesablanma üsulundan daha məqsədə uyğundur. Doğrudan da, tor üsulundan istifadə edərkən birinci və ikinci tərtib xüsusi nöqtələrin nəzərə alınması bir sıra mürəkkəb hesablamalara gətirir.

(5) və (6) sərhəd şərtləri daxilində c_{oi} -ni təyin etdikdən sonra sistemin vahid uzunluğuna düşən elektrik keçiriciliyi üçün aşağıdakı ifadəni alırıq

$$G_{\partial\ell} = \frac{I_{k\ell}}{\Delta U_{k,k+1}}. \quad (7)$$

Qeyd edək ki, sistemin vahid uzunluğuna düşən keçiriciliyini hesablayarkən A sabitini hesablamaq heç də zəruri deyil, çünki (7)-yə əsasən o həddi ixtisar olunur.

Bu üsul adətən n - koplanar sistemin gərginliyini təmin etmək üçün istifadə olunduğundan, baxılan sistemi də bir müstəvidə yerləşən n - elektrodlu sistemə çevirmək zəruridir. Bunun üçün daha effektiv olan konform çevirmə üsulundan istifadə etmək daha məqsədə uyğundur. Bu üsulun əsasında konform çevrilmələrinə invariant olan nisbi keçiricilik durur. Başqa sözlə keçiriciliyin bir və ya bir neçə sahənin konform çevrilmələrində cərəyanın qiyməti dəyişmir (bu halda, gələn məqalədə ətraflı danışılacaq).

Beləliklə çoxelektrodlu sistemlərin keçiriciliyinin hesablanması birinci mərhələsi real model müəyyən şərtlər daxilində ekvivalent hesablama modeli ilə əvəz etmək, ikinci mərhələsi hesablama modelini aşağı z müstəvisindən ζ yarım-müstəvisinə əksinin həndəsi köçürülməsi əməliyyatı, fiziki xarakter daşıyan üçüncü mərhələsi isə n – elektrodlu müstəvi-paralel elektrik sahəsinin intensivliyinin modulunu $E_{\partial\eta}$ (4) düstürünün köməyi ilə təyin olunma mərhələsidir. Bu zaman ikinci tərtib xüsusi m nöqtələrinin naməlum c_{oi} koordinatlarının (5) və (6) ifadələri əsasında müəyyən sərhəd şərtlərinin (uyğun elektrodlar arasındakı potensiallar fərqi sifirə bərabər olması şərti) köməyi ilə tapmaq olar.

TƏCRÜBİ HİSSƏ

Konkret parametrlərə malik çoxelektrodlu sistemlərin (təqribən bircins mühitdə) elektrik

keçiriciliyini əyani hesablamaq üçün Şək.1-də verilən konkret sərhəd şərtlərinə malik sistem seçilmişdir. Bu sistem əsasında hesablama modeli elə seçilmişdir ki, sistemə qoyulan tələblər onun parametrlərini lazım dəqiqliklə hesablamağa imkan verir. Bunun üçün modelə qoyulan əsas tələblərdən biri elektrikqızdırıcılarında sahənin formalaşması faktorunun ciddiliyini təmin etməkdir. İkincisi, $f=50\text{Hz}$ tezlikli periodik dəyişən proseslər bu modeldə kvazistasionar proses kimi o vaxt qəbul edilə bilər ki, qızdırıcının ölçüləri elektromaqnit dalğalarının dalğa uzunluğundan kiçik olsun ($2l \ll \lambda$). Burada $2l \ll 1\text{m}$ (harada ki, l – qızdırıcının maksimal ölçüsü, λ -50 Hz elektromaqnit dalğasının uzunluğudur). Onda

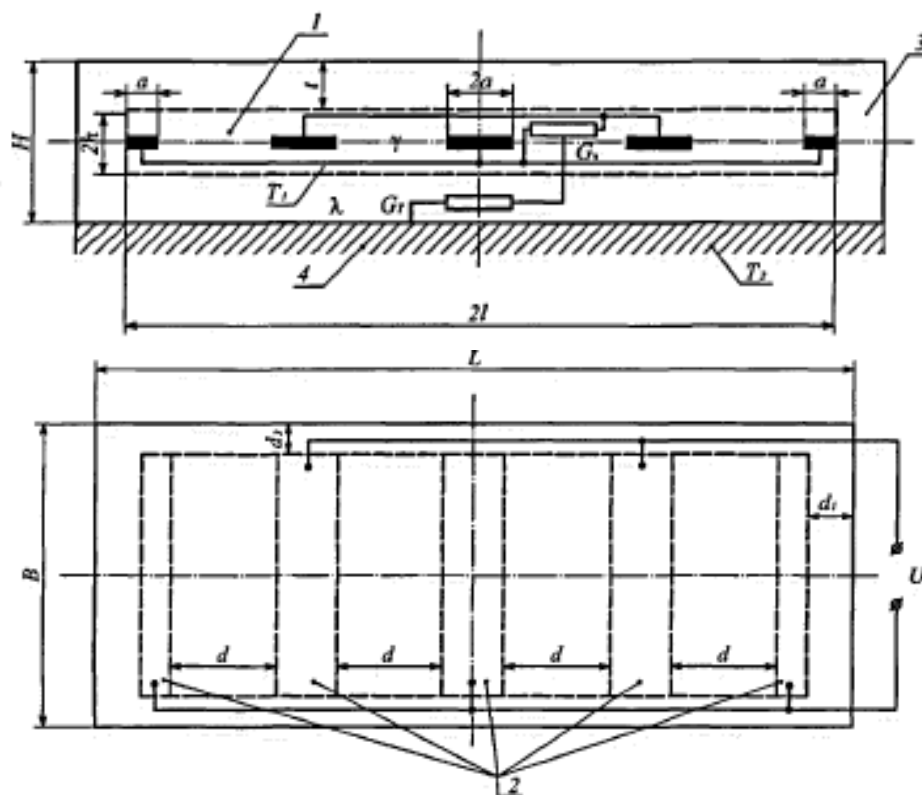
$$\lambda' = 3 \cdot 10^8 / 50 = 6 \cdot 10^6 \text{ m}.$$

Sahənin kvazistasionarlığı özünü doğrultduğu üçün ATKQ-ni mərkəzləşmiş parametrlı sistem kimi qəbul etmək olar. Elektrikqızdırıcısı işləyən zaman elektrik cərəyanı, keçiriciliyi çox olan metal elektrodan rezistiv materiallara keçir. Əgər elektrodlar γ_{Cu} elektrik keçiriciliyi böyük olan misdən (Cu), kompozit material γ_{Km} isə texniki karbondan (П-234) hazırlanmışdırsa, onların elektrik keçiriciliklərinin nisbəti

$$58 \cdot 10^6 \text{ Sm/m} : 27 \cdot 10^{-2} \text{ Sm/m} = 2 \cdot 10^8 \gg 1 \text{ olar.}$$

Bu zaman mis elektrodlarda gərginlik düşgüsünü nəzərə almamaq olar ($U=\text{const}$). Başqa sözlə mis elektrodların daxilində elektrik sahəsini ekvipotensial qəbul etmək olar.

Qeyd edək ki, ATKQ-nin uzunluğu rezistiv materialların həndəsi ölçüləri tərtibində, eni ondan çox-çox kiçik, qalınlığı isə sonsuz kiçik olduğu üçün (həm də rezistiv materiallar, bircins olduğundan) elektrik qızdırıcılarındakı elektrik sahəsini müstəvi-paralel, perimetr boyu rezistiv materialın sahəsini isə elektrik sahə qüvvə xətləri üçün qeyri-şəffaf qəbul etmək olar [9]. Digər tərəfdən kompozitli elektrik qızdırıcılarında istifadə olunan kompozit materialın (dielektrik nüfuzluğu $\varepsilon \leq 3,5$ -dir) tutum müqaviməti, ona paralel qoşulmuş aktiv müqavimətdən bir neçə tərtib çox olduğu üçün aktiv müqaviməti nəzərə almamaq olar. Beləliklə qəbul olunan şərtlər seçilmiş hesablama modelinin əsasını təşkil etməklə bu modeli şəkildə verilmiş qızdırıcının hesablanması üçün işlək olmağına zəmanət verir.



Şəkil

Dörd elektrodlu müstəvi elektrik qızdırıcısının sxemi:

1-Rezistivli material, 2- elektrodlar, 3-izolyaedici qat, 4- istilik şüalandırıcı səth.

NƏTİCƏ

1. Qəbul edilən hesablama modelini həm elektrodlararası məsafənin kiçik olan elektrikqızdırıcıları, həm də kifayət qədər birincinsliliyi olan keçirici mühitdə yerləşən qurğular üçün doğrudur.

2. Yuxarıda qəbul edilən fərziyyələr təcrübədə müəyyən yaxınlaşmalarla yerinə yetirilir ki, bunların qəbul olunma ehtimalının nəzəri cəhətdən hesablanması bir sıra çətinliklərlə üzləşdiyindən təcrübi yolla yaxınlaşma daha məqsədə uyğundur.

1. И.Ф.Кудрявцев, В.А.Керасенко. *Электрический нагрев и электротехнология*. М., Колос, (1975) 384.
2. В.Н.Росстричин. *Основы электрификации тепловых процессов в сельскохозяйственном производстве*. М. Агропромиздат, (1988) 255.
3. С.А.Ростимешкин. *Обоснование параметров локальных электрообогревателей для молодняки сельскохозяйственных животных*, Автореферат диссертации док.тех.наук ВИАЭСХ, (1996).
4. Т.М.Халина. *Определение распределения потенциала по поверхности низкотемпературного композиционного электрооборудования*

- с копланарными электродами, Изв. ВУЗов. строительство, №6 (1999) 86.
5. А.Я.Сочиев. *Расчет напряженности поля прямым методом*, Энергоатомиздат, (1986) 136.
6. М.Г.Струнский, М.М.Горбов. *Расчет электрических емкостей в системе трех замкнутых оболочек прямоугольного сечения*, Изв. РАН Энергетика, №1, (1994) 82.
7. Л.Р.Нейман, Н.В.Коровкин. В.Л.Чечурин. *Теоретические основы электроэнергетики*, СПб Питер, 3 (2004) 377.
8. В.В.Евстигнеев, Г.А.Пугачев, Т.М.Халина. *Расчет и проектирование низкотемператур-*

ных композиционных электрообогревателей,
Новосибирск, Наука, (2001) 168.

композиционном электронагревателе, Элек-
тричество, №10, (2003) 53.

9. Т.М.Халина. *Расчет электрической про-
водимости между системами электродов в*

MODEL FOR CALCULATING THE ELECTRIC AND CONTRUCTIONAL PARAMETERS OF MULTI- ELECTRODE COMPOSITE ELECTRIC RADIATORS

S.A.HUSEYNOVA, T.M.KHALINA

Comprehensive state of the electric and thermal parameters of low temperature composite electroheaters has been theoretically appreciated. It has been shown that it has been necessary to introduce an auxiliary function in the two-dimensional Laplace equation for a successful solution of this problem. This function satisfied the two-dimensional Laplace equation. Also expresses value of the angle boundary conditions of the first kind, which has formed by the vector of tension plane-parallel to the field with one of the axes of a Cartesian coordinate system and has been harmonic.

Investigation of electrical properties has been shown that TiYbSe_2 had p-type conductivity. The band gap of TiYbSe_2 , as well as the mechanism of carrier scattering in it has been determined. Measurements of the magnetic characteristics have shown that the compound TiYbSe_2 had a paramagnetic state.

МОДЕЛЬ ДЛЯ РАСЧЕТА ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И КОНСТРУКЦИОННЫХ ПАРАМЕТРОВ МНОГО- ЭЛЕКТРОДНЫХ КОМПОЗИЦИОННЫХ ЭЛЕКТРООБОГРЕВАТЕЛЕЙ

С.А.ГУСЕЙНОВА, Т.М.ХАЛИНА

В работе теоретически оценено комплексное состояние электрических и тепловых параметров низкотемпературных композиционных электронагревателей. Показано, что для успешного решения этой задачи необходимо в двумерное уравнение Лапласа ввести вспомогательную функцию. Эта функция, удовлетворяющая двумерному уравнению Лапласа и граничным условиям первого рода, выражает величину угла, образуемого вектором напряженности плоско-параллельного поля с одной из осей декартовой системы координат и является гармонической.

Редактор: д.н.по физике К.Нуриев

УДК 621.315.592

ЭЛЕКТРОННАЯ РЕЛАКСАЦИЯ, ВЫЗЫВАЕМАЯ ФОНОНАМИ В ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ КВАНТОВОМ ДИСКЕ

Г.Б.ИБРАГИМОВ, Р.Г.АБАСЗАДЕ

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

Поступила: 16.06. 2015

Принята к печати: 22.07.2015

РЕФЕРАТ

Изучена электронная релаксация в квантовом диске. Рассмотрено электронно-фононное взаимодействие для акустических фононов посредством деформационного потенциала и полярно - оптических фононов.

Ключевые слова: квантовый диск, электронно-фононное взаимодействие, электронная релаксация

ВВЕДЕНИЕ

В течение последних трех десятилетий возник большой интерес к исследованию низко-размерных микроструктур, таких как квантовые ямы (КЯ), проволоки квантовых ям (ПКЯ), квантовые точки (КТ), квантовые диски, квантовые кольца и нанотрубки, т. к. эти микроструктуры позволяют открывать новые физические явления и имеют потенциальное технологическое применение. Теоретические исследования низкоразмерных полупроводниковых приборов открыли новое измерение в области изучения наноструктур, которое было усилено экспериментаторами после успехов в микроэлектронике, точнее методов выращивания структур [1]. Ограничение движения электрона возможно путем понижения размерности таким образом, что оно становится соизмеримым с длиной волны де Бройля и приводит к значительным изменениям как в микроскопических, так и макроскопических свойствах структур из-за квантования энергетических уровней. Это может быть эффективно использовано в новых электронных [2] и фотонных устройствах [3]. Квантовая точка является одной из совершенных разработанных наноструктур, которая открывает двери для создания квантового компьютера [4]; в последнее десятилетие различные геометрические вариации квантовых точек были предло-

жены исследователями [5-6]. Большой интерес вызывают кольцевые структуры для теоретических [7-8] и экспериментальных исследований [9].

Быстрый прогресс в области выращивания кристаллов и технологий микрофабрикации позволяет исследовать проблему туннелирования в полупроводниковых структурах нанометрового диапазона; квантowo-механическая волновая природа электронов в подобных структурах используется для создания новых полупроводниковых структур. Ряд исследований по резонансному туннелированию приведен в [10-12]. Быстрый прогресс в технологиях микрофабрикации естественным образом привел к идее туннелирования через трехмерно ограниченные структуры квантовых точек [13-15]. Вследствие того, что электроны ограничены поперечно и вертикально в этих структурах, они становятся предметом большого интереса как с точки зрения физики явлений переноса, так и изготовления устройств с высоко интегрированным функциональным резонансным туннелированием. Созданы структуры самосборных дисков [16-17], были вычислены электронные уровни в приближении эффективной массы и адиабатическом приближении. Feng Chi и др.[18] исследовали влияние поперечных подзон, вызванных квантованным движением в плоско-

сти дисков, на плотность тока во всей структуре.

Теоретически большинство работ по КТ фокусируется на сферических КТ и только несколько работ по прямоугольным и цилиндрическим КТ или по квантовым дискам. Фактически, в то время как микрокристаллиты приблизительно сферические, КТ лучше описываются тонким диском [19] или цилиндрами [20,21]. В теоретическом исследовании квантовых структур в форме диска Кауанума [22] изучал возбуждение Wannier для бесконечных потенциальных барьеров, используя вариационный метод. Le Golf и Stebe [23] исследовали эту же проблему для цилиндрических КТ с конечным потенциалом. Guy Lamouche и Lepine [24] получили основное состояние электрона или дырки, ограниченной в квантовом диске, методом эффективного индекса. Peeters и Schweifer [25] изучали энергетические уровни двух электронных квантовых дисков с конечным потенциалом в магнитном поле. Chuan-Yu Chen и др. [26] исследовали влияние собственных волновых функций и собственных энергий и поляронного эффекта на энергетические уровни в квантовом диске, используя теорию возмущения.

Из-за отличия многих свойств низкоразмерных полупроводников от массивных образцов, их исследование привлекло большое внимание в последние годы. В частности, имеется много работ, посвященных электрон-фононному взаимодействию в КЯ [27,28] в ПКЯ [29–31] и в КТ [32,33].

В этой статье мы теоретически изучаем взаимодействие между электронами и фононами в квантовом диске.

ФОРМАЛИЗМ

Рассмотрим квантовый диск толщины $2d$ и радиуса R . В цилиндрических координатах (ρ, φ, z) пусть диск занимает пространство $|z| \leq d$ и $\rho \leq R$, в то время как в пространстве $|z| > d$ и $\rho > R$ - вакуум. В рамках аппроксимации эффективной массы Гамильтониан для одиночной задачи имеет вид

$$H_e = \begin{cases} -\frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla^2, & |z| \leq d \text{ и } \rho < d \\ -\frac{\hbar^2}{2m_0} \nabla^2 + V_0, & \text{в противном случае} \end{cases}$$

где m^* - эффективной массы электрона и m_0 - масса покоя свободного электрона, V_0 - высота потенциального барьера на поверхности и для приближения на бесконечности $V_0 \rightarrow \infty$.

В крайнем квантовом пределе волновые функции основных состояний для электрона, ограниченного в квантовом диске, задаются известными выражениями [26]

$$\Psi_{n0} = \sqrt{\frac{2}{V}} \frac{1}{J_1(x_{0t})} J_0\left(\frac{x_{0t}}{R} \rho\right) \sin \frac{(z+d)n\pi}{2d}$$

$$E_{n,t,0} = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left[\left(\frac{x_{0t}}{R}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{2d}\right)^2 \right].$$

Предполагая, что x_{0t} есть t -ый нуль бесселевой функции нулевого порядка $J_0(x)$, для гамильтониана электронно-продольно-оптического (ПО) фононного взаимодействия имеем [34]

$$H_{LO} = \left[\frac{4\pi e^2}{V} \hbar \omega_{LO} \left(\frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_0} \right) \right]^{1/2} \cdot \sum_{\vec{k}} e^{-i\vec{k} \cdot \vec{\rho}} \left(\sum_{m=1,3,\dots} \frac{\cos(m\pi/2d)z}{[k^2 + (m\pi/2d)^2]^{1/2}} a_{k,m}^+ + \sum_{m=2,4,\dots} \frac{\sin(m\pi/2d)z}{[k^2 + (m\pi/2d)^2]^{1/2}} a_{k,m}^+ \right) + H.C.$$

где $a_{k,m}^+(a_{k,m})$ порождают (уничтожают) ограниченный ПО фонон с частотой ω_{LO} и волновой вектор $K = (k, m\pi/2d)$, нижние индексы m означают фононные моды по отношению к z -ой компоненте волнового вектора K , k - компонента волнового вектора K в плоскости $X-Y$.

Электрон взаимодействует с модами продольного акустического (ПА) фонона посредством деформационного потенциала и

может рассматриваться как звуковая волна для длинных волн и соответствующее фоновое поле может быть записано как [35]

$$H(r, t) = i \sqrt{\frac{\hbar q}{2\rho v_s}} E_{ac} (e^{(iqr - \omega t)} - h.c.),$$

где E_{ac} - деформационный потенциал и v_s - скорость звука.

Время электронного рассеяния между начальным состоянием $\Psi_i(r)$ и конечным состоянием $\Psi_f(r)$ из-за фоновой эмиссии может быть вычислено по золотому правилу Ферми,

$$\frac{1}{\tau} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{n,k} |\langle \Psi_i(r) | H | \Psi_f(r) \rangle|^2 \delta(E_f - E_i - \hbar\omega_q).$$

где E_f и E_i соответствуют начальным и конечным электронным уровням, и $\hbar\omega_q$ - энергия фонона.

Элементы квадратной матрицы электронно-ПО фоновой взаимодействия имеют вид:

$$\langle \Psi_i(r) | H | \Psi_f \rangle = \left[\frac{256\pi^2 e^2 \hbar \omega_{LO}}{V^3} \left(\frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_0} \right) \right] \frac{1}{J_1^2(x_{0t}) J_1^2(x_{0r})} \cdot \left| \int_0^R J_0(k\rho) J_0\left(\frac{x_{0t}}{R}\rho\right) J_0\left(\frac{x_{0r}}{R}\rho\right) \rho d\rho \right|$$

Множитель электронно-ПА фоновой взаимодействия, возникающий вследствие перекрытия электронных и фоновых волновых функций, задается в виде

$$I_{n,t,0;n',t',0} = \int_0^R |\Psi_i(r)|^2 |\Psi_f|^2 r dr,$$

который зависит только от начальных/конечных электронных состояний. По этому уравнению может быть вычислена электронная подвижность, ограниченная фононами.

1. D.Granados, J.M.Garcia. *In(Ga)As Self-Assembled Quantum Ring Formation by Molecular Beam Epitaxy*, *Appl. Phys. Lett.*, **82** (2003) 2401-2403.
2. L.Zhuang, L.Guo, S.Y.Chou. *Silicon Single-Electron Quantum-Dot Transistor Switch Operating at Room Temperature*, *Appl. Phys. Lett.*, **72** (1998) 1205-1207.
3. M.Kunz et. al. *High-Speed Quantum Dot Lasers and Amplifiers for Optical Data Communication*, *Appl. Phys. A.*, **80** (2005) 1179-1182.
4. D.Loss, D.P.DiVincenzo. *Quantum Computation with Quantum Dots*, *Phys. Rev. A.*, **57** (1998) 120-126.
5. Y.Li, O.Voskoboinikov, C.P.Lee, S.M.Sze. *Electron Energy State Dependence on the Shape and size of semiconductor Quantum Dots*, *Jour. App. Phys.*, **90** (2001) 6416-6420.
6. Y.Li, O.Voskoboinikov, C.P.Lee, S.M.Sze. *Computer Simulation of Electron energy Levels for different Shape InAs/GaAs Semiconductor Quantum Dots*, *Comp. Phys. Comm.*, **141** (2001) 66-72.
7. T.V.Bandos, A.Cantarero, A.Garcia-Cristobal. *Finite Size Effects on the Optical Transitions in Quantum Rings under a Magnetic Field*, *The European Physical Journal B*, **53** (2006) 99-108.
8. S.Bhattacharyya, S.Sen, N.R.Das. *Tuning of Inter-subband Transition in a Quantum Ring by External Electric Field*, *Proc. of the XIVth*

Int.Workshop on Physics of Semiconductor Devices (IWPSD-07), India, (2007).

9. A.Lorke et. al. *Spectroscopy of Nanoscopic Semiconductor Rings*, *Phys Rev. Lett.*, **84** (2000) 2223-2226.
10. G.W.Bryant. *Electrons in coupled vertical quantum dots: Interdot tunneling and Coulomb correlation*, *Phys.Rev. B*, **48** (1993) 8024-8034.
11. X.-H. Wang, B.-Y.Gu, G.-Z.Yang. *Coupling between the transverse and longitudinal components of an electron in resonant tunneling*, *Phys.Rev. B*, **55** (1997) 9340-9343.
12. S.S.Allen, S.L.Richardson. *Theoretical investigations of resonant tunneling in asymmetric multibarrier semiconductor heterostructures in an applied constant electric field*, *Phys. Rev. B*, **50** (1994) 11693-11700.
13. Y.S.Joe, D.S.Ikeler, R.M.Cosby. *Characteristics of transmission resonance in a quantum-dot superlattice*, *J. Appl. Phys.*, **88** (2000) 2704-2708.
14. Y.Suda, H.Koyama. *Electron resonant tunneling with a high peak-to-valley ratio at room temperature in Si_{1-x}Ge_x/Si triple barrier diodes*, *Appl. Phys. Lett.*, **79** (2001) 2273-2275.
15. T.Bryllert et.al. *Transport through an isolated artificial molecule formed from stacked self-assembled quantum dots*, *Appl. Phys. Lett.*, **82** (2003) 2655-2657.

16. M.Korkusinski, P.Hawrylak. *Electronic structure of vertically stacked self-assembled quantum disks*, Phys. Rev. B, **63** (2001) 195311.
17. J.-L.Lui et.al. *Electronic structure of coupled vertically stacked self-assembled InAs quantum disks in a vertical electric field*, Superlatt. Microstruct., **33** (2003) 29-40.
18. Feng Chi, Jing-Lin Xiao, Shu-Shen Li. *Electronic transport through self-assembled quantum disks*, Superlatt. Microstruct., **35** (2004) 59-65.
19. K.Kash, A.Scherer, J.M.Worlock, H.G.Graighead, M.C.Tamargo. *Optical spectroscopy of ultrasmall structures etched from quantum wells*, Appl. Phys. Lett., **49** (1986) 1043-1045.
20. Reed, J.N.Randall, R.J.Aggarwal, R.J.Maty, T.M.Moore, A.E.Wetsel. *Observation of discrete electronic states in a zero-dimensional semiconductor nanostructure*, Phys. Rev. Lett., **60** (1988) 535-537.
21. H.E.G.Arnot, M.Watt, C.M.Sotomayor-Torres, R.Giew, R.Cusco, J.Bates, S.P.Beaumout. *Photoluminescence of overgrown GaAs-GaAlAs quantum dots*, Superlatt. Microstruct., **5** (1989) 459-463.
22. Y.Kayanuma. *Wannier exciton in microcrystals*, Solid State Commun., **59** (1986) 405-408.
23. S.Le Goff, B.Stebe. *Influence of longitudinal and lateral confinements on excitons in cylindrical quantum dots of semiconductors*, Phys. Rev. B, **47** (1993) 1383-1391.
24. Guy Lamouche, Yves Lepine. *Ground state of a quantum disk by the effective-index method*, Phys. Rev. B, **51** (1995) 1950-1953.
25. F.M.Peeters, V.A.Schweigert. *Two-electron quantum disks*, Phys. Rev. B, **53** (1996) 1468-1474.
26. Chuan-Yu Chen, Wai-Sang IL, Xiao-Ying Teng, Shi-Dong Liang. *Polaron in a quantum disk*, Physica B: Condensed Matter., **245** (1998) 92-102.
27. S.L.Ban, J.E.Hasbun. *Bound polaron in a polar semiconductor heterojunction* Phys. Rev. B, **59** (1999) 2276.
28. G.B.Ibragimov. *Free-carrier magnetoabsorption in quantum well structures*, Ukr. J. Phys., **48** (2003) 527-532.
29. M.Bouhassoune, R Charrou, M.Fliyou, D.Bria, A.Nougauui. *Free-carrier magnetoabsorption in quantum well structures*, Physica B, **304** (2001) 389-397.
30. G.B.Ibragimov. *Free-carrier magnetoabsorption in quantum well wires*, J. Phys. Condens. Matter., **15** (2003) 8949-8956.
31. G.B.Ibragimov. *Confined LO phonon limited free-carrier absorption in quantum well wires*, Semiconductor Physics, Quantum Electronics and Optoelectronics, **9** (2007) 12-16.
32. Li Zhang, Hong-Jing Xie, Chuan-Yu Chen, *A Bound Polaron in a Spherical Quantum Dot with a Finite Confining Potential*, Chinese J. Phys., **41** (2003) 148.
33. You-Bin Yu, Kang-Xian Guo, *Exciton effects on nonlinear electro-optic effects in semiparabolic quantum wires*, Physica E, **18** (2003) 492.
34. J.J.Licari, R.Evard. *Electron-phonon interaction in a dielectric slab: Effect of the electronic polarizability*, Phys. Rev. B, **15** (1977) 2254-2264.
35. J.H.Davis. *The Physics of Low -Dimensional semiconductors* (Cambridge University Press, (1997) 303.

PHONON-INDUCED ELECTRON RELAXATION IN A SEMICONDUCTOR QUANTUM DISK.

G.B.IBRAGIMOV, R.G.ABASZADE

The electron-phonon interaction for acoustic phonons taking into accounts deformation potential and polar-optical phonons has been considered.

YARIMKEÇİRİCİ KVANT DİSKDƏ FONONLAR VASİTƏSİLƏ ELEKTRONLARIN RELAKSASIYASI

H.B.İBRAHİMOV, R.Q.ABASZADƏ

Deformasiya potensialı və polyar optik fononlar nəzərə alınaraq akustik fononlar üçün elektron-fonon qarşılıqlı təsirə baxılmışdır.

Редактор: акад. М.Алиев

UOT 535-46

SPEKTROSKOPİK ELLİPSOMETRİYA ÖLÇMƏLƏRİNİN TƏDQIQINDƏ "GRAPHICAL ANALYSIS" PROQRAMININ TƏTBİQİNİN ÜSTÜNLÜKLƏRİ

O.R.ƏHMƏDOV*, **M.H.HÜSEYNƏLİYEV***, **N.M.ABDULLAYEV****,
X.N. XƏLİLOVA**, **N.A.QASIMOV****

*AMEA Naxçıvan Bölməsi**
AZ 7700, H. Əliyev prospekti 35
*Azərbaycan MEA-nın Fizika İnstitutu***
AZ 1143, Bakı şəh., H. Javid pr., 131
orucahmedov@mail.ru, mamedhuss@mail.ru,
nadirabdulla@mail.ru, ngasimov@physics.ab.az, khalilova@physics.ab.az

Daxil olub: 18.05.2015
Çapa verilib: 22.06.2015

REFERAT

İşdə spektroskopik ellipsometriya ölçmələrinin tədqiqində "Graphical analysis" proqramının tətbiqinin üstünlüklərindən bəhs olunur. Bu proqram vasitəsilə koordinatlarla verilmiş eksperimental asılılığı qurmaq, bu asılılığın birinci, ikinci tərtib törəmələrini çox asanlıqla almaq mümkündür və nəhayət həmin əyrinin və yaxud onun müəyyən oblastının fittingini aparmaq mümkündür. Nəticədə bu funksiyalara daxil olan sabitlər təyin olunur. PbS nazik təbəqəsinin timsalında bu məsələlərə aydınlıq gətirilir.

Açar cözlər: PbS, nazik təbəqə, "Graphical analysis", fitting, kritik nöqtə, kompleks dielektrik funksiyası, ikinci tərtib törəmə.

Yarımkeçiricilər fizikasında yarımkeçiricinin kritik nöqtələrinin təyini əsas məsələdir. Spektroskopik ellipsometriya ölçmələri bu nöqtələri təyin etməyə imkan verən tədqiqat üsullarından biridir. Bu ölçmələrin nəticələri analiz olunarkən eksperimental əyrilərin nəzəri funksiyalara fittinginin aparılması əsas məsələlərdən biridir. Bir çox müəlliflər fitting prosesini yerinə yetirərkən çox mürəkkəb hesablamalardan [1], Savitski-Golay alqoritmlərindən [2], SA alqoritmlərindən və s. istifadə etmişlər.

Halbuki bu məqsəd üçün "Graphical analysis" proqramından istifadə etmək çox münasibdir, ona görə ki, əvvəla bu proqramla koordinatlarla verilmiş eksperimental əyri qurmaq mümkündür. Bu asılılığın birinci, ikinci tərtib törəmələrini çox asanlıqla almaq mümkündür və nəhayət həmin əyrinin və yaxud onun müəyyən oblastının fittingini aparmaq (yəni həmin əyri ilə maksimum üst-üstə düşə bilən nəzəri asılılıqları müəyyən etmək) mümkündür. Konkret olaraq spektroskopik ellipsometriya məsələlərinin həlli zamanı ekspe-

rimental kompleks dielektrik funksiyası $\varepsilon(\omega)$ -nın ikinci tərtib törəmələrinin həqiqi və xəyali hissələri üçün aldığımız asılılıqların fittingi belə məsələlərin həllində istifadə olunan nəzəri funksiyaların vasitəsilə aparılır. Nəticədə bu funksiyalara daxil olan sabitlər təyin olunur. Bu sabitlərdən biri də E -kritik nöqtəsidir ki, bu da yarımkeçiricilər nəzəriyyəsi üçün çox mühüm kəmiyyətdir.

ANALİZİN METODOLOGİYASI VƏ ƏSAS İFADƏLƏR

Bu metodun əsasında kompleks dielektrik funksiyasının ikinci tərtib törəməsinin standart analitik funksiyalarla fittingi durur. Kompleks dielektrik funksiyası üçün analitik ifadə $m \neq 0$ halı üçün aşağıdakı şəkildədir:

$$\varepsilon(\omega) = C - Ae^{i\theta}(\omega - E + i\Gamma)^m \quad (1)$$

burada A -amplituda, E -kritik nöqtə, Γ - genişlənmə, θ -isə eksiton faza bucağıdır.

İfadəyə daxil olan m kəmiyyəti dörd müxtəlif qiymət ala bilər: $m = \frac{1}{2}$ kritik nöqtənin üçölçülü (3D) halına aiddir; $m = 0$ kritik nöqtənin ikiölçülü (2D) halına aiddir; $m = -\frac{1}{2}$ kritik nöqtənin birölçülü (1D) halına aiddir; $m = -1$ isə eksiton tip kritik nöqtədir [4]. $m = 0$ halı üçün (1) ifadəsi aşağıdakı kimi olur

$$\varepsilon(\omega) = C - Ae^{i\theta} \ln(\omega - E + i\Gamma) \quad (2)$$

Lakin (1) və (2) funksiyalarına daxil olan parametrləri təyin etmək üçün (eləcə də C parametrlərini aradan qaldırmaq üçün) $\varepsilon(\omega)$ dielektrik funksiyasının eksperimental qiymətlərinin ikinci tərtib diferensiallanmasından alınan $\frac{d^2\varepsilon}{d\omega^2}$ funksiyasından istifadə etmək lazım gəlir.

Bu halda (1) və (2) funksiyalarının ikinci tərtib törəmələri $m \neq 0$ halı üçün

$$\frac{d^2\varepsilon}{d\omega^2} = -m(m-1)Ae^{i\theta}(\omega - E + i\Gamma)^{m-2} \quad (3)$$

və ya triqonometrik formada yazsaq

$$\frac{d^2\varepsilon}{d\omega^2} = A^1(\Omega)^{m-2/2} \cdot \left\{ \cos \left[(m-2) \arg \cos \left(\frac{\omega - E}{\Omega^{\frac{1}{2}}} \right) + \theta \right] + i \sin \left[(m-2) \arg \cos \left(\frac{\omega - E}{\Omega^{\frac{1}{2}}} \right) + \theta \right] \right\} \quad (4)$$

olacaqdır, burada $A^1 = -m(m-1)A$

və $\Omega = (\omega - E)^2 + \Gamma^2$. $m = 0$

halı üçün

$$\frac{d^2\varepsilon}{d\omega^2} = Ae^{i\theta}(\omega - E + i\Gamma)^{-2} \quad (5)$$

və triqonometrik formada

$$\frac{d^2\varepsilon}{d\omega^2} = \frac{A}{\Omega} \left\{ \cos \left[-2 \arg \cos \left(\frac{\omega - E}{\Omega^{\frac{1}{2}}} \right) + \theta \right] + i \sin \left[-2 \arg \cos \left(\frac{\omega - E}{\Omega^{\frac{1}{2}}} \right) + \theta \right] \right\} \quad (6)$$

Fittingq apararkən triqonometrik formada yazılmış (4) ($m \neq 0$ olduqda) və ya (6) ($m = 0$ olduqda) funksiyasının həqiqi $d^2\varepsilon_1(\omega)/d\omega^2$ və xəyali $d^2\varepsilon_2(\omega)/d\omega^2$ komponentləri istifadə olunur.

Başqa sözlə eksperimental alınan $\varepsilon_1(\omega)$ və $\varepsilon_2(\omega)$ -dən hesablanmış $d^2\varepsilon_1(\omega)/d\omega^2$ və $d^2\varepsilon_2(\omega)/d\omega^2$ ayrıləri ilə uyğun olaraq (4) və ya (6) funksiyalarından alınan $d^2\varepsilon_1(\omega)/d\omega^2$ və $d^2\varepsilon_2(\omega)/d\omega^2$ ayrıləri fittingq cəlb olunur və ən yaxşı fitting halı üçün A , E , Γ və θ -parametrləri təyin olunur. Qeyd etmək lazımdır ki, "Graphical analysis" proqramı bu sabitləri nəticə olaraq verir.

NƏTİCƏLƏR VƏ ONLARIN MÜZAKİRƏSİ

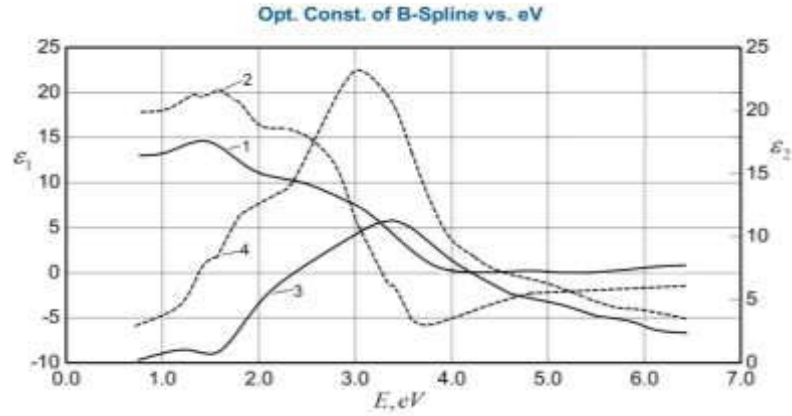
Bütün bu deyilənlərə tərəfimizdən alınan PbS nazik təbəqəsi üçün apardığımız ellipsometrik ölçmələrin misalında baxaq. Bu ölçmələr "J. A. WOOLLAM COMPANY – M 2000 ELLIPSO-METER" ellipsometrində yerinə yetirilmişdir.

Şəkil 1-də kompleks dielektrik funksiyası $\varepsilon(\omega)$ -nın həqiqi $\varepsilon_1(\omega)$ (1-əyrisi) və xəyali $\varepsilon_2(\omega)$ (3-əyrisi) hissələrinin eksperimental spektrləri (bütöv xətlər) göstərilmişdir.

Bu ayrıləri "Graphical analysis" proqramına köçürmək üçün ellipsometr cihazının hər bir əyri üçün verdiyi 700-dən çox nöqtənin koordinatından istifadə edilmişdir. Bu proqram vasitəsilə $\varepsilon_1(\omega)$ və $\varepsilon_2(\omega)$ ayrıləri üzərində hər bir nöqtə üçün ikinci tərtib törəmə alınmış, $d^2\varepsilon_1(\omega)/d\omega^2$ və $d^2\varepsilon_2(\omega)/d\omega^2$ ayrıləri qurulmuşdur (Şəkil 2).

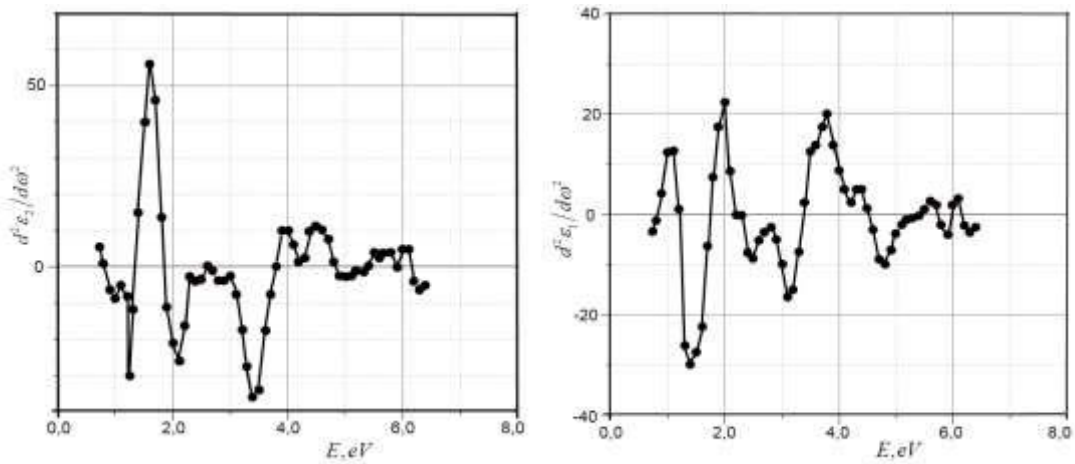
Hər iki əyri eyni olmaqla müəyyən oblastlara bölünmüş və fittingq bu oblastlar üzrə yerinə yetirilmişdir.

Səkil 3-də spektrin 2,3÷4,3 eV oblastı üçün eksperimental və "Graphical analysis" proqramı vasitəsilə müəyyən edilmiş $d^2\varepsilon_1(\omega)/d\omega^2$ və $d^2\varepsilon_2(\omega)/d\omega^2$ fittingq ayrıləri göstərilmişdir. Ən yaxşı fittingq halı $m = 0$ qiyməti üçün alınmışdır. Nəticədə (6) ifadəsinə daxil olan parametrlər təyin olunmuşdur: $A=5,30$; $E=3,53$; $\Gamma=0,420$; $\theta=2,10$.



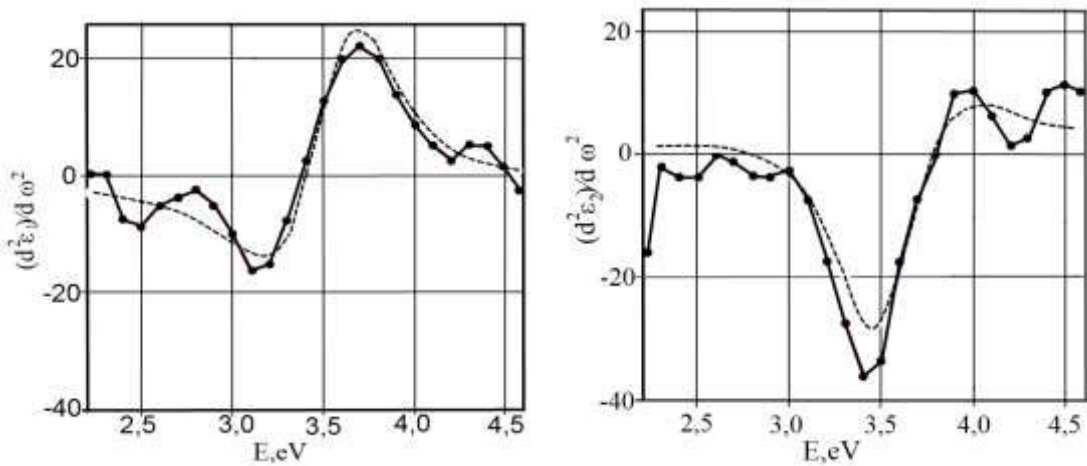
Şəkil 1.

PbS nazik təbəqəsinin otaq temperaturunda ölçülmüş kompleks dielektrik funksiyasının (ε_1) -həqiqi (1-əyrisi) və (ε_2) -xəyali (3-əyrisi) hissələrinin və PbS standartına uyğun (ε_1) -həqiqi (2-əyrisi) və (ε_2) -xəyali (4-əyrisi) hissələrinin spektral asılılıqları.



Şəkil 2.

PbS nazik təbəqəsinin "Graphical analysis" proqramı əsasında qurulmuş $d^2\varepsilon_1(\omega)/d\omega^2$ -həqiqi və $d^2\varepsilon_2(\omega)/d\omega^2$ -xəyali hissələri.



Şəkil 3.

PbS nazik təbəqəsinin 2,3÷4,3eV enerji oblastı üçün $\varepsilon_1(\omega)$ və $\varepsilon_2(\omega)$ eksperimental əyrilərinin ikinci tərtib törəmələri və uyğun nəzəri fitting əyriləri.

Eyni bir kompleks funksiyanın həqiqi və xəyali hissələri olduqları üçün müəyyən bir oblast daxilində təyin olunan bu parametrlər də eyni olmalıdır. Göstərdiyimiz bu misalda kritik nöqtə $E_1 = 3,53$ eV təyin edilmişdir.

Bu qayda ilə $4,2 \div 5,4$ eV enerji oblastı üçün $E_2 = 4,57$ eV təyin edilmişdir.

Kritik nöqtələr üçün aldığımız bu qiymətlər ədəbiyyat göstəriciləri [5,6] ilə üst-üstə düşmüşdür.

1. J.G.Alborno, R.Serna, M.Leon. Optical properties and electronic structure of polycrystalline $Ag_{1-x}Cu_xInSe_2$ alloys, J. Appl. Phys., **97** (2005) 103515 (1-7).
2. S.G.Choi, H.Y.Zhao, C.Persson. Dielectric function spectra and critical point energies of $Cu_2ZnSnSe_4$ from 0,5 to 9,0eV, J. Appl. Phys., **111** (2012) 33506 (1-6).
3. S.Levchenko, G.Gurieva, E.J.Friedrich. Optical constants of $Cu(In_{0.7}Ga_{0.3})_5Se_8$ and $Cu(In_{0.4}Ga_{0.6})_5Se_8$ crystals, Materials Chemistry and Physics, **71** (2010) 1443 (43-49).
4. P.Lautenschlager, M.Garriga, S.Logothetidis, M.Cardona. Interband critical points of GaAs and their temperature dependence, Phys. Rev. B, **35** (1987) 9174 (9174-9180).
5. J.J.Valenzuela-Jáuregui, R.Ramírez-Bon, A.Mendoza-Galván. Optical properties of PbS thin films chemically deposited at different temperatures, Thin Solid Films, **441** (2003) (104-110).
6. D.E.Aspnes, M.Cardona. Electro-Optic Measurements of PbS, PbSe, and PbTe, Phys. Rev., **173** (1968) 714-721.

ADVANTAGES TO USE THE "GRAPHICAL ANALYSIS" PROGRAM IN DATA PROCESSING IN SPECTROSCOPY ELLIPSO-METRIC RESEARCH

O.R.AHMADOV, M.H.HUSEYNALİYEV, N.M.ABDULLAYEV, X.N.CHALILOVA, N.A.GASIMOV

It has been discussed the benefits of using the "Graphical analysis" program in data processing in ellipsometric studies. With this software, you could plot the coordinates, it was very easy to obtain the first and second derivatives and hold the fitting of this dependence, or any part of this relationship. It has been possible to calculate function's constants. All of these issues have been clarified in the example of a thin film PbS.

ПРЕИМУЩЕСТВА ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ПРОГРАММЫ "GRAPHICAL ANALYSIS" В ОБРАБОТКЕ ДАННЫХ В СПЕКТРОСКОПО-ЭЛЛИПСОМЕТРИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

O.P.AXMEДОВ, M.Г.ГУСЕЙНАЛИЕВ, Н.М.АБДУЛЛАЕВ, Х.Н.ХАЛИЛОВА, Н.А.ГАСИМОВ

В работе ведется дискуссия о преимуществах использования программы "Graphical analysis" в обработке данных в эллипсометрических исследованиях. С помощью этой программы можно построить зависимость по координатам, очень легко можно получить первую и вторую производные и провести фиттинг этой зависимости или какой-то части этой зависимости. В результате определяются постоянные входящие в функцию. Все эти вопросы поясняются на примере тонкой пленки PbS.

Редактор: проф. Г.Оруджев

УДК 539.143.43

ТЕОРИЯ МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА НА ЯДРАХ ПАРАМАГНИТНЫХ ИОНОВ В ПОЛУМАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

М.Н.АЛИЕВ

*Бакинский Государственный Университет
AZ 1148, г. Баку, ул. 3.Халилова, 23
mammadaliyev@hotmail.com*

Поступила: 16.06. 2015
Принята к печати: 22.07.2015

Ключевые слова: полумагнитные полупроводники, ядерный магнитный резонанс, аналитические функции Грина, теория возмущения.

РЕФЕРАТ

Исследована форма линии магнитного резонанса на ядрах парамагнитных ионов в полумагнитных полупроводниках методом функции Грина при произвольных температурах и малых концентрациях ионов. Найдены критерии наблюдаемости ядерного магнитного резонанса, вычислены ширина и сдвиг резонансной линии.

Кристаллы с парамагнитными ионами как объект исследования и применения занимают важное место в физике твердого тела. Особый интерес представляет всестороннее теоретическое и экспериментальное изучение высокотемпературных сверхпроводников и полумагнитных полупроводников (ПМП), которые так же являются сложными соединениями содержащими парамагнитные ионы. Метод магнитного резонанса (МР) дает возможность использования парамагнитных ионов в данных соединениях как источник информации на атомном уровне [2], [3].

Настоящая работа посвящена развитию теории ядерного магнитного резонанса в ПМП. Известно, что форма линии резонансного магнитного поглощения $[f(\omega)]$, ее ширина (Δ) и сдвиг (δ) дают важную информацию об исследуемой системе на микроскопическом уровне. Методом двухвременных аналитических функций Грина (ФГ) проведем вычисление этих важных характеристик $[f(\omega); \Delta; \delta]$ линии поглощения МР.

Согласно формализму МФГ, ФЛ ЯМР отыскивается как мнимая часть ядерной запаздывающей ФГ $\ll I_l^- | I_{l'}^+ \gg_\omega^R$:

$$f(\omega) = \text{Im} \ll I_l^- | I_{l'}^+ \gg_\omega^R, \quad (1)$$

здесь $I^\pm$ - ядерные повышающие и понижающие спиновые операторы.

Для дальнейших вычислений $f(\omega)$ необходимо записать цепочку зацепляющихся уравнений для антикоммутаторной ФГ:

$$E \ll I_l^- | I_{l'}^+ \gg = - \ll [I_l^-, I_{l'}^+] \gg + \ll [I_l^-, H] | I_{l'}^+ \gg. \quad (2)$$

Соотношение (2) показывает, что для составления цепочки уравнений необходимо иметь явный вид гамильтониана системы Н:

$$\begin{aligned} H &= H_{zc} + H_{zs} + H_{zN} + H_L + H_{sph} + H_{sl} + H_{\sigma s} \\ H &= H_0 + H_{\text{int}}; \quad H_0 = H_{z\sigma} + H_{zs} + H_{zN}; \\ H_{\text{int}} &= H_{sph} + H_{sz} + H_{\sigma s}, \end{aligned} \quad (3)$$

где $H_{z\sigma}, H_{zs}, H_{zN}, H_L, H_{sph} + H_{sl} + H_{\sigma s}$ являются гамильтонианами электронных, ионных, ядерных спинов, во внешнем магнитном поле, поля, фононов, спин-фононного, сверхтонкого и электрон – ионного спин-спинового взаимодействий соответственно.

$$\begin{aligned} H_{z\sigma} &= -\hbar\omega_e \sum_j \sigma^z(r_j), \\ H_{zs} &= -\hbar\omega_s \sum_j S_i^z, \quad H_z = -\hbar\omega_N \sum_i I_i^z, \end{aligned}$$

$$H_i = \sum_{q\alpha} \hbar \omega_{q\alpha} b_{q\alpha}^+ b_{q\alpha}^i, \quad (4)$$

$$H_{sph} = i \sum_{q\alpha} q \left(\frac{\hbar}{2p v \omega_{q\alpha}} \right)^{1/2} (g_{\gamma\alpha}^z S_z + g_{\gamma\alpha}^- S^+ + g_{\gamma\alpha}^+ S^-) (b_{q\alpha} - b_{q\alpha}^+)$$

$$H_{sl} = \frac{1}{2} \sum_i a S_i^z I_i^z$$

$$H_{\alpha} = - \sum_j J(R_j - r_j) \left[S_j^z \sigma^z(r_j) + \frac{1}{2} [S_j^+ \sigma^+(r_j) + S_j^- \sigma^-(r_j)] \right]$$

здесь $\omega_e, \omega_s, \omega_N$ – ларморовы электронные, спиновые, ядерные частоты, $S^{\pm}, S^z, \sigma^{\pm}, \sigma^z$ – ионные и электронные спиновые операторы, $\omega_{q\alpha}$ – частота фононов с волновым вектором $\vec{q}$ и поляризацией α , $b_{q\alpha}^+, b_{q\alpha}$ – операторы рождения и уничтожения фононов, а и J являются коэффициентами сверхтонкого ион – ядерного и электрон – ионного взаимодействия. Здесь предполагается, что $I = \frac{1}{2}$; $S = \frac{1}{2}$ магнитное поле $H \parallel z$, явный вид H_{sph} был получен Б.И.Когелаевым [4].

Используя (2), (3) и (4) получаем следующее уравнение:

$$(E - \omega_N) \langle\langle I_l^- | I_l^+ \rangle\rangle = -\delta_{ll'} c + \frac{a}{\hbar} \langle\langle S_l^z I_l^- | I_l^+ \rangle\rangle. \quad (5)$$

Из уравнения (5) видно, что начальная ФГ зацепилась за новую ФГ $\langle\langle S_l^z I_l^- | I_l^+ \rangle\rangle$ более высокого порядка. Для корректного решения (5) нужно тонкое расщепление цепочки. Грубое расщепление (5) неизбежно приводит к потере важных эффектов. Уравнение (5) будем решать методом теории возмущения для ФГ [5] введением массового оператора. Записываем (5) в следующем виде:

$$[E - \omega_N - M(E)] \langle\langle I_l^- | I_l^+ \rangle\rangle = -\delta_{ll'} \quad (6)$$

где $M(E)$ должен удовлетворять следующему уравнению:

$$M(E) \langle\langle I_l^- | I_l^+ \rangle\rangle = \frac{a}{\hbar} \langle\langle S_l^z I_l^- | I_l^+ \rangle\rangle. \quad (7)$$

Решение уравнения (5) свелось к вычислению массового оператора $M(E)$. Для вычисления $M(E)$ вторую ФГ $\langle\langle S_l^z I_l^- | I_l^+ \rangle\rangle$ дифференцируя по второму временному аргументу t' находим:

$$-(E - \omega_N) \langle\langle S_l^z I_l^- | I_l^+ \rangle\rangle = \langle S_l^z \rangle \delta_{ll'} - \frac{a}{\hbar} \langle\langle S_l^z I_l^- | S_l^z I_l^+ \rangle\rangle. \quad (8)$$

Из уравнений (7) и (8) находим:

$$M(E) \langle\langle I_l^- | I_l^+ \rangle\rangle = [- (E - \omega_N)]^{-1} \times \left[\frac{a}{\hbar} \langle S_l^z \rangle \delta_{ll'} - \frac{a^2}{\hbar^2} \langle\langle S_l^z I_l^- | S_l^z I_l^+ \rangle\rangle \right]. \quad (9)$$

Начальная ФГ зацепилась за третью ФГ $\langle\langle S_l^z I_l^- | S_l^z I_l^+ \rangle\rangle$. Записываем новую цепочку уравнения для этой ФГ:

$$\begin{aligned} & -(E - \omega_N) \langle\langle S_l^z I_l^- | S_l^z I_l^+ \rangle\rangle = \\ & = -\frac{1}{4} \delta_{ll'} + P_{sph} \langle\langle S_l^z I_l^- | S_l^z I_l^+ \rangle\rangle + \\ & + P_{sl} \langle\langle S_l^z I_l^- | S_l^z I_l^+ \rangle\rangle + P_{\alpha s} \langle\langle S_l^z I_l^- | S_l^z I_l^+ \rangle\rangle \end{aligned} \quad (10)$$

здесь введены поляризационные операторы $P_{sph}, P_{sl}, P_{\alpha s}$ которые обусловлены спин – фононным, сверхтонким и электрон – ионным спиновым взаимодействиями. Поляризационные операторы представляют самостоятельный интерес, и они могут быть вычислены отдельно в явном виде.

Записываем уравнение (10) в следующем виде:

$$\langle\langle S_l^z I_l^- | S_l^z I_l^+ \rangle\rangle = \frac{1}{4} \delta_{ll'} (E - \omega_N - P_{sph} - P_{sl} - P_{\alpha s})^{-1}. \quad (11)$$

Массовый оператор находим, используя (6), (9) и (11):

$$M(E) = \Delta + \frac{a^2}{4\hbar^2} (\omega_1 - P)^{-1}, \quad (12)$$

здесь $\Delta = \frac{a}{\hbar} \langle S_l^z \rangle$; $\omega_1 = E - \omega_N - \Delta$;

$$P = P_{sl} + P_{sph} + P_{\alpha s} - \Delta.$$

Искомую ФГ получаем из (6) и (12)

$$G(E) = \langle\langle I^- | I^+ \rangle\rangle_E = (\omega_1 - P) \left[\frac{a^2}{4\hbar^2} - \omega_1(\omega_1 - P) \right]^{-1} \quad (13)$$

Имея в явном виде $G(E)$ не представляет больших затруднений используя известные соотношения найти запаздывающую ФГ и затем, выделив мнимую часть получить ФЛ ЯМР в ПМП на ядрах парамагнитных ионов:

$$f(\omega) = A^2 (\gamma_{sl} + \gamma_{sph} + \gamma_{\infty}) \left[(\omega_1^2 - A^2) + \omega_1^2 (\gamma_{sl} + \gamma_{sph} + \gamma_{\infty}) \right]^{-1} \quad (14)$$

где

$$A = \frac{a}{2\hbar}; \quad \gamma_{sl} = I_m P_{sl}; \quad \gamma_{sph} = I_m P_{sph}; \quad \gamma_{\infty} = I_m P_{\infty}$$

являются вероятностями перехода электронного спина парамагнитных ионов обусловленными сверхтонким, спин – фононным и электрон-ионным спин-спиновыми взаимодействиями соответственно.

В ПМП ФЛ ЯМР будет обусловлена флуктуацией локального магнитного поля создаваемого электронами парамагнитных ионов на ядрах. Флуктуации локального поля происходят из-за флуктуаций электронных переменных под воздействием имеющихся взаимодействий ($H_{sl}; H_{sph}; H_{\infty}$). Найденная нами ФЛ ЯМР (14) для общего случая произвольных флуктуаций локального поля оказалось достаточно сложной. Рассмотрим интересные для эксперимента частные случаи быстрых и медленных флуктуаций локального магнитного поля на резонирующих ядрах.

В случае быстрых флуктуаций ($\gamma_{sl} + \gamma_{sph} + \gamma_{\infty} \gg A$) (14) приобретает вид:

$$f(\omega) = \frac{A^2 (\gamma_{sl} + \gamma_{sph} + \gamma_{\infty})^{-1}}{\omega_1^2 + [A^2 (\gamma_{sl} + \gamma_{sph} + \gamma_{\infty})^{-1}]^2} \quad (15)$$

В данном случае ФЛ ЯМР является Лоренцевой линией с полушириной:

$$\delta_1 = A^2 (\gamma_{sl} + \gamma_{sph} + \gamma_{\infty})^{-1} \quad (16)$$

Формула (16) показывает, что $H_{sl}; H_{sph}; H_{\infty}$ вносят свой вклад в δ_1 . Критерием наблюдаемости ЯМР является условие:

$$A^2 (\gamma_{sl} + \gamma_{sph} + \gamma_{\infty})^{-1} \ll \omega_N \quad (17)$$

Для достижения условия (17) необходимо увеличить ω_N , наращивая внешнее постоянное магнитное поле, что в настоящее время технически достижимо. При низких температурах $\gamma_{sph} \rightarrow 0$ и δ_1 имеет вид:

$$\delta_1 = A^2 (\gamma_{sl} + \gamma_{\infty})^{-1} \quad (18)$$

Измерив полуширину ЯМР δ_1 при низких температурах и вычислив $\gamma_{sl}, \gamma_{\infty}$ возможно определить постоянную сверхтонкого взаимодействия из (18).

Для случая медленных флуктуаций локального поля ($\gamma_{sl} + \gamma_{sph} + \gamma_{\infty} \ll A$) $f(\omega)$ имеет вид:

$$f(\omega) = \frac{1}{2} (\gamma_{sl} + \gamma_{sph} + \gamma_{\infty}) \times \left[(\omega_1 - A)^2 + \left(\frac{1}{2} (\gamma_{sl} + \gamma_{sph} + \gamma_{\infty}) \right)^2 \right]^{-1} \quad (19)$$

Резонансная линия поглощения является Лоренцевой с полушириной δ_2 :

$$\delta_2 = \frac{1}{2} (\gamma_{sl} + \gamma_{sph} + \gamma_{\infty}) \quad (20)$$

Формула (20) показывает, что при низких температурах ($T \rightarrow 0, \gamma_{sph} \rightarrow 0$) в полуширину вносят вклад H_{sl}, H_{∞} :

$$\delta_2 = \frac{1}{2} (\gamma_{sl} + \gamma_{\infty}) \quad (21)$$

Необходимо отметить, что H_{sl} вносит вклад и в сдвиг Δ резонансных линий (15), (19).

Измерив сдвиг резонансной линии ЯМР несложно найти константу сверхтонкого взаимодействия используя соотношения:

$$\Delta = \frac{a}{\hbar} \langle S^z \rangle. \quad (22)$$

При низких температурах $\left(T \rightarrow 0, \langle S^z \rangle \rightarrow \frac{1}{2}\right)$ для определения константы Δ получаем простейшее выражение

$$\Delta = \frac{a}{2\hbar}. \quad (23)$$

Сдвиг линии может затруднить наблюдение ЯМР в данном случае, но принципиально возможно.

1. J.K.Furdyna. Diluted magnetic semiconductors, J. App. Phys., 64(4) (1988) 29-65.
2. A.Abragam. The Principles of Nuclear Magnetism, The international series of monographs on physics, (2010) 618.

3. С.А.Альтшулер, Б.М.Козырев. Электронный парамагнитный резонанс, Изд.Наука Москва, (1972) 670.
4. Б.И.Кочелаев. Парамагнитный резонанс, ред. С.А.Альтшулер, Изд. КТУ Казань, (1964) 210.
5. S.V.Tyablikov. Methods in the quantum, Theory of Magnetism, Plenum Press, New York, (1967) 361.

YARIMMAQNİT YARIMKEÇİRİCİLƏRDƏ PARAMAQNİT İONLARIN NÜVƏ MAQNİT REZONANSININ NƏZƏRİYYƏSİ

M.N.ƏLİYEV

Yarımmaqnit yarımkəçiricilərdə paramaqnit aşqarların nüvə maqnit rezonans xəttinin forması ixtiyari temperaturalarda və ionların kiçik konsentrasiyalarında Grin funksiyası metodu ilə tədqiq edilmişdir. Nüvə maqnit rezonansının müşahidə edilmə kriteriyaları tapılmış, rezonans xəttinin eni və sürüşməsi hesablanmışdır.

THEORY OF THE MAGNETIC RESONANCE OF PARAMAGNETIC ION NUCLEI IN SEMIMAGNETIC SEMICONDUCTORS

M.N.ALIYEV

The line shape of the magnetic resonance of paramagnetic ion nuclei in semimagnetic semiconductors at arbitrary temperatures and small ion concentration has been investigated. Observations criteria of the magnetic resonance have been found, resonance line shift and line width have been calculated.

Редактор: д. н. по физике М.Бабаев

УДК 523.532

СПЕКТРАЛЬНАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ ЗВЕЗДЫ Π СЕР. I. ЛИНИИ ВОДОРОДА H_{α} И H_{β}

Н.З.ИСМАИЛОВ, О.В.ХАЛИЛОВ, Г.Р.БАХАДДИНОВА

*Шамахинская астрофизическая обсерватория НАН Азербайджана
AZ5626, г. Шемаха, пос. им.Ю.Маммедалиева.
ismailovn@yahoo.com*

Поступила: 16.06.2015

Принята к печати: 22.07.2015

РЕФЕРАТ

Приведены результаты исследований многолетних однородных спектральных наблюдений звезды типа Ae/Be Хербига Π Сер. Линии водорода H_{α} и H_{β} показывают переменную двухкомпонентную структуру. Линия H_{α} имеет как одиночный, так и едва разделяемый двухкомпонентный эмиссионный профиль. Эмиссионная линия H_{β} четко разделяется глубокой центральной абсорбцией на два компонента. Обнаружено монотонное изменение со временем лучевых скоростей отдельных компонент у этих линий. Отношение интенсивностей пиков синего компонента к красному у водородных линий также показывает монотонное изменение со временем. Как лучевые скорости, так и эквивалентные ширины и полуширины линий водорода показывают монотонное изменение в течение 9 лет, что может быть результатом спектральной двойственности звезды.

Ключевые слова: звезды Ae/Be Хербига, околозвездные диски, спектральная переменность.

ВВЕДЕНИЕ

Звезды типа Ae/Be Хербига (HAeBes) являются молодыми звездами промежуточных масс ($2 \div 10 M_{\odot}$) и находятся на эволюционной стадии до Главной Последовательности (ГП). Эти звезды в основном имеют спектральные классы В-А-F, типы светимости IV-V. В спектре наблюдаются эмиссионные линии, они находятся в темных областях поглощения, связаны с яркими отражательными туманностями и имеют сильные инфракрасные (ИК) избытки излучения [1-3]. HAeBes являются промежуточным звеном между звездами типа Т Тельца и более массивными звездами. Так же как и классические звезды типа Т Тельца (CTTS), звезды HAeBes окружены околозвездным остаточным газо-пылевым диском. Диск отражает излучение центральной звезды и является источником теплового излучения в ИК диапазоне. К настоящему времени для некоторых объектов получены прямые изображения структуры околозвездных дисков (см. напри-

мер, [4,5]). Околозвездные диски имеют весьма сложную структуру, и по-видимому, аккреция вещества из диска на звезду играет значительную роль в переменности спектра и блеска звезды.

Изучение спектра излучения из околозвездного диска, накладывающийся на атмосферный спектр центральной звезды позволяет выяснить характер взаимодействия центральной звезды и околозвездного диска. Для CTTS, имеющие массы $0.5 \div 1.5 M_{\odot}$ и обладающие магнитным полем в несколько КГс взаимодействие аккреционного вещества из околозвездного диска и центральной звезды представлено в модели магнитосферной аккреции [6,7]. Согласно такой модели давление аккреционного вещества компенсируется давлением, созданным магнитным полем. При разрушении такого баланса вещество направляется через силовые линии магнитного поля и баллистическим движением падает на поверхность звезды. Сильные магнитные поля у CTTS могут быть

формированы мощными конвективными зонами.

В случае $HAeBes$ применение модели магнитосферной аккреции наталкиваются на трудности. У этих звезд конвективная зона отсутствует, перенос внутренней энергии лучистое [8]. Это отрицательно сказывается к образованию динамо механизма, который способен генерировать сильное магнитное поле звезды. Прямые спектрополяриметрические измерения магнитного поля у звезд типа $HAeBes$ показали, что у некоторых звезд выявляется продольное магнитное поле порядка сотни Гаусс (см. например, [8, 9, 10, 11]).

Звезды $HAeBes$ с более поздним спектральным классом, например, позднее $B9$, ($HAes$) могут обладать слабой конвективной зоной, в результате чего они могут иметь достаточно сильные магнитные поля. Например, в работах [12, 13] показано, что $HAes$ имеют околозвездные диски, контролируемые магнитным полем. В любом случае, расчеты показывают, что $HAes$ с магнитным полем порядка 100 Гс будут иметь гораздо меньшим радиусом магнитосферы, чем $CTTS$, обладающие магнитным полем порядка КГс. Таким образом, у звезд $HAeBes$ механизмы взаимодействия околозвездного аккреционного диска и звезды пока остаются открытыми.

Звезда $HD\ 216629 = \Pi$ СерА ($\alpha_{2000} = 22^h 53^m 16^s$, $\delta_{2000} = +62^\circ 08' 45''$, $V \sim 9.3^m$) известна как член молодой ассоциации Сер OB3. На угловом расстоянии около $6''.9$ от звезды в оптическом диапазоне наблюдается визуальный компонент Π Сер В = ADS 16341B [14]. Уилрайт и др. [15] показали, что звезда является визуально двойным с угловым расстоянием $0''.44$, с компонентом, слабее чем Π Сер А на $\Delta V = 3^m.5$. По мнению Ассоуса и др. [16] Π СерА является эмиссионным объектом и тесно связано с отражательной туманностью, поэтому является звездой типа Ae/Be Хербига. Как показано в работе Алесиан и др. [17] при использовании величину расстояния до звезды 720 пс (см., например, [18]) на эволюционной диаграмме ГР звезда занимает позицию ниже линии ГП. Это означает, что возможно, свети-

мость звезды определяется неверно и звезда не относится к ассоциации Сер OB3.

По данным разных авторов спектр был определен как B2IV-V [19], B3e [20], или визуально-двойная с компонентами B3 и B4 [17]. Лучевые скорости по данным разных авторов различаются от -39.4 км/с, до 31 км/с [17, 19, 21], а по линиям межзвездного поглощения CaII от -11 км/с до -19 км/с [19, 21]. Спектрополяриметрическим методом Алесиан и др. [17] разделили спектр системы на отдельные компоненты. Они показали, что наблюдаемый фотосферный спектр является комбинацией двух одинаковых спектров и система является спектрально-двойной. Также у разных авторов наблюдается значительный разброс значений эквивалентных ширин линии $H\alpha$: $-8\text{\AA}$ [15], $-21\text{\AA}$ [21], $-10\text{\AA}$ [22], $-34.5\text{\AA}$ [23]. Профиль линии $H\alpha$ наблюдается удвоенный с едва разделенными пиками, а линия $H\beta$ показывает два разделенных пика и центральную абсорбцию (см. например, [21]).

Хилл [24] установил периодическую переменность блеска звезды с периодом 1.401^d , что, по мнению автора, могло быть вызвано затмениями в двойной системе. Поэтому звезда была включена в ОКПЗ (Самусь и др., [25]) как затменная типа EA. Позже периодичность не была подтверждена, хотя переменность блеска звезды не вызывала сомнений [26]. Дальнейший анализ фотометрических данных Мельниковым и др. [21] показали, что блеск звезды меняется с периодом 50.91 дней и с амплитудой $\Delta V = 0.03^m$. Авторы выявили необычное для звезд типа Ae/Be Хербига свойство Π СерА: отсутствует ИК избыток в ИК части спектра звезды.

Учитывая многочисленных противоречивых результатов, полученных по кратковременным спектральным наблюдениям у разных авторов начиная с 2006 г. по настоящее время мы выполняли однородные спектральные наблюдения Π Сер. Часть результатов по нашим наблюдениям был опубликован в работе Исмаилова и др. [27]. Был показан, что лучевые скорости по линии $H\alpha$ показывают монотонное убывание и достигает минимума в 2009-2010 г.г.

Целью настоящей работы является анализ результатов многолетних спектральных исследований звезды типа HАеВes II Сер. В этой части работы мы приводим результаты, полученные по линиям водорода H α и H β .

НАБЛЮДЕНИЯ

Спектральные наблюдения были выполнены в 2006–2014 гг. в кассегреновском фокусе 2-м телескопа ШАО НАН Азербайджана. Применялся спектрометр, собранный на базе спектрографа UAGS (Исмаилов и др., [27]; Микаилов и др., [28]). Для данного спектрометра была использована камера Шмидта-Кассегрена с внешним фокусом $f=150$ мм и диаметром зеркала 105 мм. После щели лучи проходят линзу и заполняют зеркало коллиматора параллельным пучком с диаметром 75 мм. Плоское зеркало направляет пучок на кросс-диспергирующий элемент. В качестве кросс-диспергирующего элемента была использована дифракционная решетка с 325.5 штрих/мм. Эта дифракционная решетка, с помощью которой пучок направляется на поверхность основной эшелле решетки. Для получения спектров плоского поля и спектра сравнения применяется передвижная призма, легко вводимая или выводимая из оптической системы.

В фокальной плоскости камеры крепится светоприемник с ПЗС матрицей. Матрица с 530x580 элементами имеет линейный размер 9.5x13.9 мм. Размер одного пикселя 18x24 мкм. Обратная линейная дисперсия в красной части составляет 10.5 Å/мм, а в синей части около 6 Å/мм. Всю наблюдаемую область можно охватить за два приема. Спектрометр работает в 70-140 порядках. В красной части на окно ПЗС попадают 28 порядков, а на синюю часть всего 50 порядков. Нормальная ширина щели спектрометра, определяемая размерами ПЗС-элементов матрицы, составляет 0.35 мм, что при эквивалентном фокусном расстоянии фокуса Кассегрена 29500 мм, составляет в свою очередь 2.4".

Основным диспергирующим элементом является эшелле решетка с 37.5 штрих/мм, имеющей угол блеска 63.5° и размеры 200x100 мм. Решетка работает в автоколлима-

ционном режиме и установлена под углом 26.5° к вертикальной плоскости. Для сбора монохроматических лучей в фокальной плоскости камеры решетка повернута вокруг своей оси на 4°. Такой поворот позволяет сдвинуть центральные длины волн порядков. При этом изображения щели получаются не перпендикулярными к направлению дисперсии, что приводит к потерям в разрешающей силе спектрометра. Так как у классического спектрографа UAGS основной диспергирующий элемент спектрометра располагается перпендикулярно направлению диспергирующего элемента, возникает необходимость развернуть щель спектрометра на угол 90°, а чтобы устранить неперпендикулярность спектральных линий относительно дисперсии, вызванную поворотом эшелле решетки на 4° щель разворачивается еще на угол 15°.

Спектральное разрешение составило $R=14000$; отношение сигнала к шуму в области линии H α $S/N=80\div100$, а в области линии H β $S/N=10\div20$. Для контроля стабильности системы в каждую ночь наблюдений в начале и в конце экспозиции объекта получены спектры стандартных звезд, изображение плоского поля и спектр сравнения. Для редукции длин волн был использован спектр дневного неба. Вся обработка изображений, перевод их в стандартный формат *.100 и дальнейшее измерение спектрограмм выполнялись с использованием программы DECH20T разработанных в CAO РАН [29].

По отобранным из разных порядков спектра стандартных звезд и спектра дневного света регулярно измерялись спектральные параметры линий. Систематические измерения избранных линий показывают, что полуширины наиболее чистых атмосферных линий дают хорошую стабильность в пределах стандартного отклонения ± 0.04 Å. Оценка инструментального контура была выполнена по спектральным линиям спектра сравнения (лампа ThAr) в синей и красной части, которые получились 0.36 и 0.44 Å, соответственно. Среднее значение инструментального контура даже по интенсивной линии аргона $\lambda 6032.124$ Å получилась 0.44 ± 0.04 Å, что может быть принято за

верхний предел этого параметра. Значения полуширин отдельных линий в наших измерениях меняются в пределах: у $H\alpha$ $6\div 8\text{\AA}$, у $H\beta$ $2\div 4\text{\AA}$, у $\text{HeI} 5876$ $4\div 7\text{\AA}$, у D1, D2 NaI $0.8\div 1\text{\AA}$, а у диффузных межзвездных полос (DIB) $5780, 5798\text{\AA}$ $1.5\div 2.0\text{\AA}$. Эти значения значительно превосходят ширину инструментального профиля.

Измерение лучевых скоростей звезд стандартов выполнялось регулярно в каждую ночь наблюдений. Серия наблюдений звезды стандарта, выполненные в течение одной ночи в разных положениях телескопа показало, что максимальное отклонение смещений отдельных спектральных линий не превосходит ошибки измерений. Контрольные измерения лучевых скоростей звезд-стандартов в разные ночи также показывают хорошую стабильность в пределах ошибок.

Журнал наблюдений приводится в табл. 1, где в 1-2 столбцах дается средняя UT дата и время для середины экспозиции. Всего было получено более 50 пар спектрограмм звезды-которые были усреднены за каждую ночь наблюдений. В 2012г. наблюдения не были проведены из-за ремонта 2 м телескопа. В некоторые ночи были получены 2–3 пары спектрограмм звезды, по ним измеренные параметры также были усреднены за ночь наблюдений.

Были измерены спектральные параметры наиболее сильных спектральных линий: эквивалентные ширины W_λ , полуширины $FWHM$, центральные глубины, определенные как $R_\lambda = 1 - r_\lambda$, где $r_\lambda = I/I_0$ – центральная остаточная интенсивность, и гелиоцентрические лучевые скорости V_r линий водорода $H\alpha$ и $H\beta$, дублета NaI D1, D2, HeI $5876\text{\AA}$, а также DIB $\lambda\lambda 5780, 5797\text{\AA}$. Ошибки измерений эквивалентных ширин составили около 5%, а измерений интенсивности – около 1%. Ошибка в позиционных измерениях по спектрам звезд-стандартов составила $2\div 3\text{ км/с}$. Ошибки измерений эквивалентных ширин эмиссии $H\beta 1$, $H\beta 2$ и абсорбции HeI $\lambda 5876\text{\AA}$ иногда превышают этот предел из-за более низкого отношения сигнала к шуму в этих участках спектра.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Линия $H\alpha$. Наблюдения показывают, что профиль эмиссионной линии $H\alpha$ меняется в разные годы от одиночного пика до двойного, разделяемые центральной абсорбцией. На рис.1 приведены все профили линии, полученные нами за период наблюдений 2006-2014 гг. Как видно, пик вершины линии в 2006 и 2007гг. был одиночным, в остальные годы вершина линии удваивается. Интенсивности пиков меняются: сначала в 2006 г. доминирует красный пик. Начиная с 2008 по 2010г. наблюдается постепенное усиление синего компонента, в 2013г. вновь наблюдается усиление красного пика. Судя по профилям, полученным в 2014г. (Рис.1) интенсивности пиков становятся примерно равными. Из Рис.1 видно, что структура профиля $H\alpha$ в течении одного года заметно не меняется.

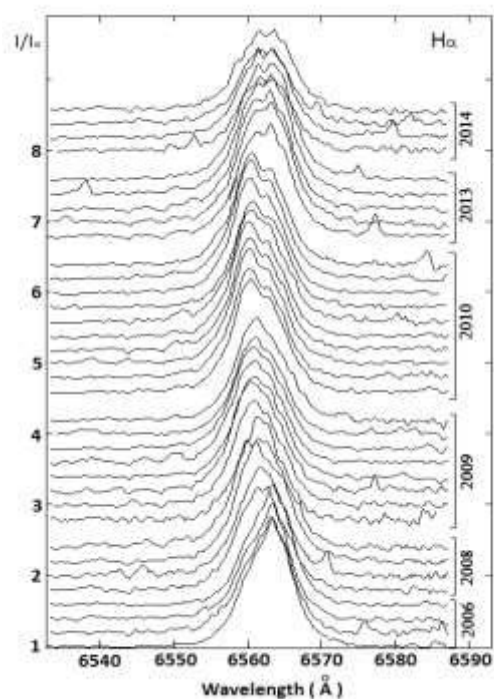


Рис.1

Профили линии $H\alpha$ полученные, за 2006-2014гг.

Мы наложили все профили друг на друга так, чтобы совпала шкала длин волн и провели статистический анализ изменений интенсивности каждой точки при данной длине волны.

Таблица 1

Журнал спектральных наблюдений IL Сер

Дата	UT	JD2450000+	Номер спектра	Экспозиция, секунды
12.08.2006	21:20	3960.389	Ks 1709-1710	1500
16.08.2006	19:52	3964.328	Ks 1751-1752	1800
18.08.2006	18:59	3966.291	Ks 1776-1777	1200
19.08.2006	20:39	3967.36	Ks 1793-1794	1800
20.08.2007	19:01	4333.293	Ks 2163-2164	2400
04.08.2008	18:35	4683.274	Ks 2309-2310	1800
18.08.2008	19:12	4697.317	Ks 2377-2378	1200
22.08.2008	20:32	4701.356	Ks 2414-2415	900
24.08.2008	20:08	4703.339	Ks 2430-2431	1800
25.08.2008	21:35	4704.399	Ks 2444-2445	1800
08.07.2009	21:27	5021.394	Ks 2649-2650	2400
13.07.2009	20:17	5026.345	Ks 2661-2662	3600
21.07.2009	22:17	5034.428	Ks 2713-2714	3600
04.08.2009	21:09	5048.381	Ks 2757-2758	3600
01.09.2009	19:41	5076.32	Ks 2776-2777	3600
02.09.2009	19:41	5077.32	Ks 2786-2787	3600
03.09.2009	18:36	5078.275	Ks 2799-2800	3600
04.09.2009	18:35	5079.274	Ks 2807-2808	3600
04.10.2009	20:50	5109.368	Ks 2866-2867	2400
15.10.2009	20:17	5120.345	Ks 2885-2886	2400
25.10.2009	17:22	5130.224	Ks 2930-2931	2400
01.08.2010	20:11	5410.341	Ks 3408-3409	3600
03.08.2010	20:31	5412.355	Ks 3434-3435	3600
04.08.2010	20:19	5413.347	Ks 3446-3447	3600
08.08.2010	20:28	5417.353	Ks 3512-3513	3600
09.08.2010	21:04	5418.378	Ks 3525-3526	3600
28.08.2010	17:52	5437.245	Ks 3573-3574	3600
30.08.2010	19:59	5439.333	Ks 3603-3604	3600
31.08.2010	18:51	5440.285	Ks 3611-3612	3600
04.09.2010	21:11	5444.383	Ks 3666-3667	3600
07.09.2010	18:07	5447.255	Ks 3689-3690	3600
10.10.2010	20:27	5480.352	Ks 3792-3793	3600
16.11.2010	16:32	5517.189	Ks 3899-3900	3600
07.10.2011	17:52	5842.244	Ks 4380-5481	3600
25.08.2013	20:19	6530.347	KS 4548-4549	2400
28.08.2013	21:03	6533.377	KS4564-4565	2400
29.08.2013	22:56	6534.454	KS4585	2400
01.09.2013	21:23	6537.392	KS4603-4604	2400
19.09.2013	21:31	6554.397	KS4641-4642	2400
17.10.2013	18:56	6584.486	KS4759-4760	2400
24.07.2014	23:14	6863.468	KS5481	3600
29.07.2014	22:56	6868.456	KS5504	3600
01.08.2014	22:56	6871.456	KS5526-5527	3600
07.08.2014	00:11	6876.508	KS5557-5558	3600
08.08.2014	22:59	6878.457	KS 5580	3600
27.08.2014	19:20	6897.306	KS5855-5856	3600
28.08.2014	19:27	6898.310	KS5878-5879	3600

Вычисленное таким образом среднеквадратичное отклонение интенсивности при данной длине волны приведена в той же шкале длин волн, что и профили линии. На Рис.2 на верхней панели видно, что на уровне континуума профиль линии не показывает значительных изменений и имеет ширину $22 \div 24 \text{ \AA}$. А на уровне вершины наблюдается изменение интенсивности синего и красного пиков. Профиль среднеквадратичного отклонения интенсивности σ при одной и той же длине волны описывает наиболее сильно меняющиеся части профиля линии (Рис.2 нижняя панель). Видно, что значительное изменение интенсивности происходит на вершинах пиков.

Полуширина линии H α тоже показывает изменений со временем. На Рис.3 приведен график зависимости полуширины линии H α . Как видно, полуширины линии меняются в пределах $7 \div 9 \text{ \AA}$, и по наблюдениям 2008г. достигают максимального значения.

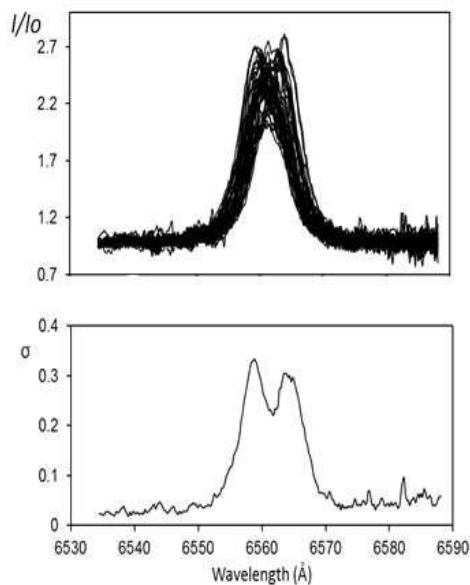


Рис.2

Верхняя панель, все профили линии H α , при одинаковом масштабе по длинам волн. Нижняя панель – распределение дисперсии интенсивностей по длине волны.

Нами были также измерены лучевые скорости отдельных пиков линии H α а также смещение центра профиля на уровне половины интенсивности. На Рис.4 приводятся зави-

симости лучевых скоростей синего Vr1 (заполненные кружки), красного Vr3 (треугольники) компонент и центральной абсорбции Vr2 (пустые кружки). Как видно, наблюдается плавное уменьшение лучевых скоростей до 2009 г., а затем медленный подъем к прежнему положению. В 2006-2007гг. наблюдается только один красный компонент линии H α , поэтому в эти даты на Рис.4 мы не видим кружков. Кроме того, из Рис.4 можно заметить, что в то время как, смещение Vr красного пика и центральной абсорбции имеет одинаковый интервал переменности около 40 км/с , интервал изменений Vr синего пика составляет более 60 км/с .

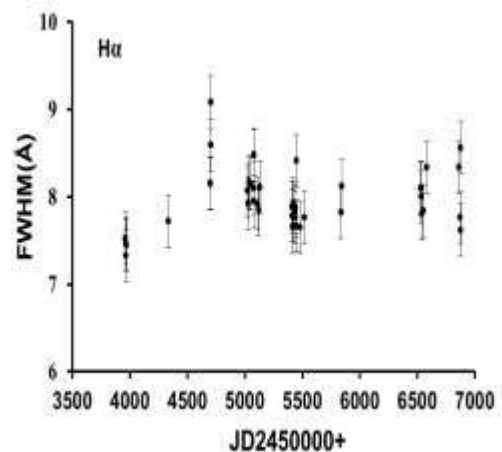


Рис.3

Изменение полуширины линии H α со временем

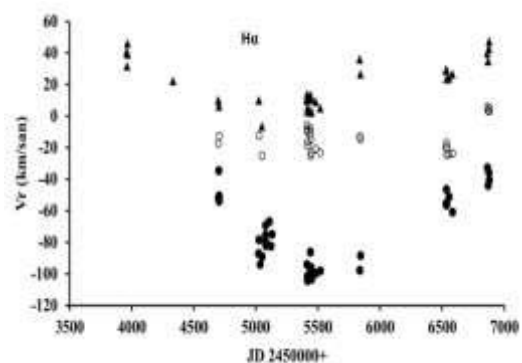


Рис.4

Изменение лучевых скоростей отдельных компонент линии H α . ● Vr1-синий, ○ Vr2-абсорбционный, ▲ Vr3-красный компоненты.

На Рис.5 приведены лучевые скорости эмиссионной линии $H\alpha$, измеренные по смещению центра линии на уровне половины интенсивности. Как видно, до 2009г. наблюдается плавное смещение центра линии в синюю часть спектра, а затем монотонное возвращение к уровню 2006г. Ход изменений V_r является довольно гладким, общий интервал изменений составляет до 70км/с.

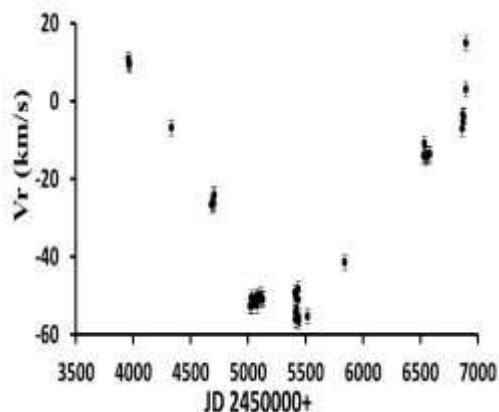


Рис.5

Изменение смещения центра эмиссии $H\alpha$ со временем, измеренные на уровне полуширины.

На Рис.6 приведено изменение эквивалентных ширин W_λ линии $H\alpha$ со временем. Как видно, до 2014 г. эквивалентные ширины линии практически имеют небольшой разброс около среднего значения 12 Å.

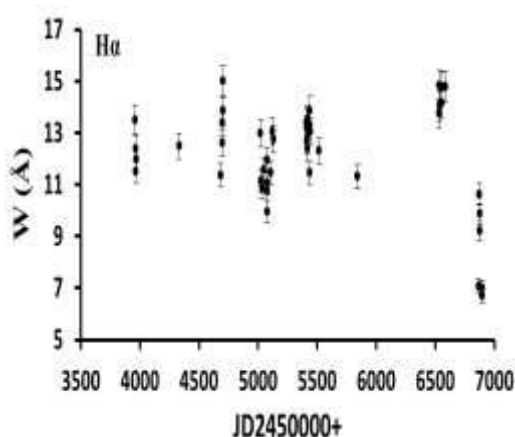


Рис.6

Изменение со временем эквивалентной ширины линии $H\alpha$.

Наблюдения 2013г. показали, что эквивалентные ширины достигли максимально большие значения до 15Å, а в 2014г. наблюда-

лось необычное уменьшение W_λ до 7Å. Как отмечено во Введении, общий интервал изменений W_λ для линии по данным разных авторов составляет от -8Å [15], до -34.5Å [23].

Линия $H\beta$. На Рис.7 приведены профили линии $H\beta$. Как видно, здесь наблюдаются полностью разделенные эмиссионные пики и вершина центральной абсорбции доходит до уровня континуума. Измерения показали, что профили линии меняются по разным годам, часто видно расщепление на дополнительные компоненты каждого из имеющихся эмиссионных пиков. Из Рис.7 видно, что в целом, интенсивности эмиссионных пиков меняются по разным годам, и в целом, сохраняют форму изменений линии $H\alpha$: в 2006г. наблюдается усиленный красный компонент, затем усиливается синий, а в 2013-2014гг. снова наблюдается усиление красного компонента.

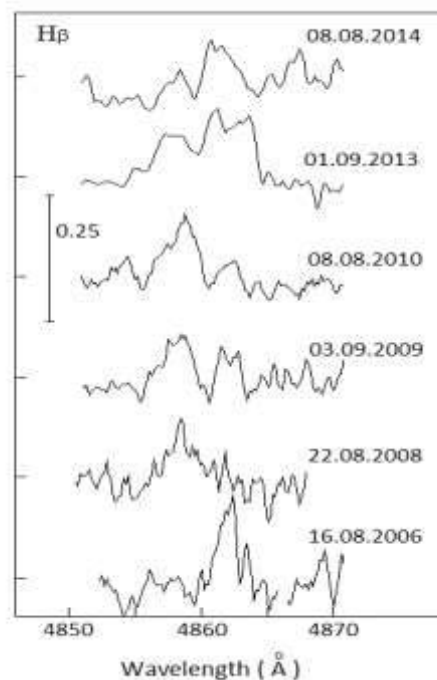


Рис.7

Профили линии $H\beta$ в спектре IL Сер.

Для наглядности на Рис.8 мы приводим графики изменений со временем относительных интенсивностей (глубины линий) синего I_b компонента к красному I_r для линий $H\alpha$ (верхняя панель) и $H\beta$ (нижняя панель). Как видно, отношение I_b/I_r у линии $H\alpha$

показывает плавное изменение, достигая значений максимума в 2010г. и показывает обратный ход к изменению лучевых скоростей линии H α (см. Рис.4-5). Возможно, в 2014г. значения параметра начинают возвращаться к прежнему положению.

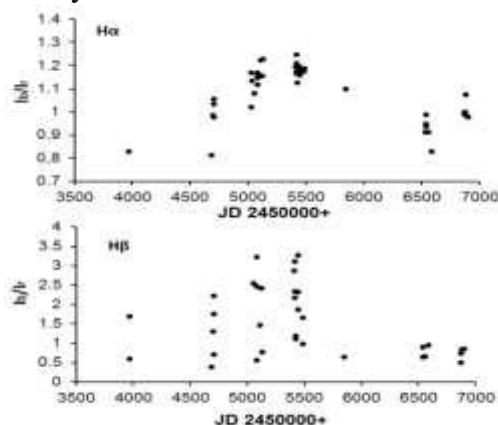


Рис.8

Изменение со временем параметра I_b/I_r для линий H α (верхняя панель) и H β (нижняя панель).

Для наглядности на Рис.8 мы приводим графики изменений со временем относительных интенсивностей (глубины линий) синего I_b компонента к красному I_r для линий H α (верхняя панель) и H β (нижняя панель). Как видно, отношение I_b/I_r у линии H α показывает плавное изменение, достигая значений максимума в 2010г. и показывает обратный ход к изменению лучевых скоростей линии H α (см. Рис.4-5). Возможно, в 2014г. значения параметра начинают возвращаться к прежнему положению.

Из Рис.8 также видно, что величина I_b/I_r для линии H β в целом, показывает такую же тенденцию: максимум в 2010г., в среднем имеет такую же тенденцию изменений, хотя здесь разброс точек за один год наблюдений значительно больше, чем у H α .

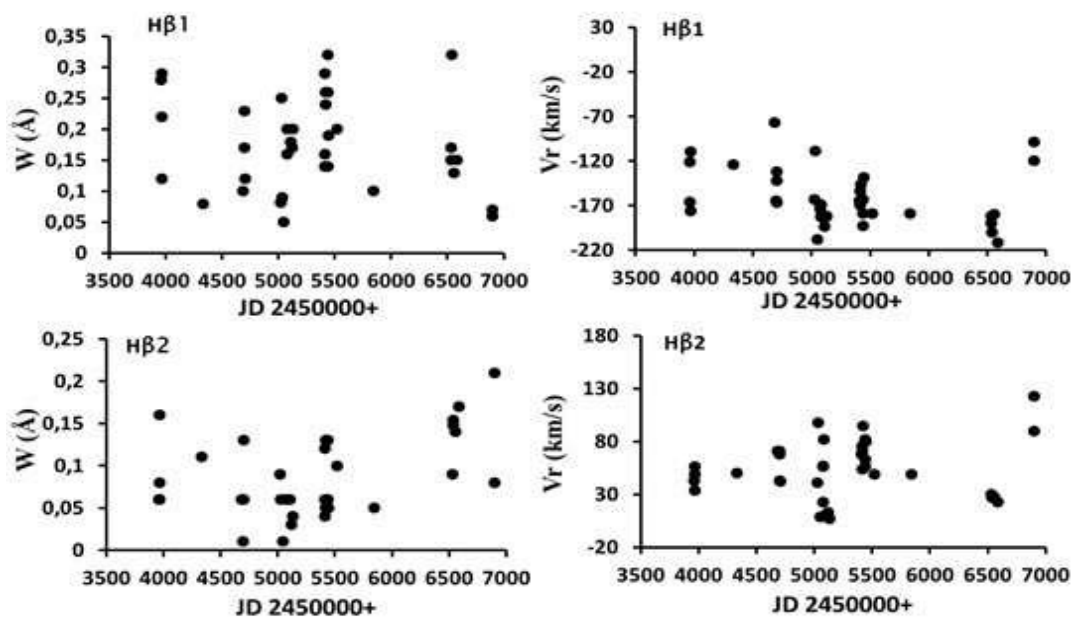


Рис.9

Слева приведено изменение эквивалентных ширин синего H β 1 и красного H β 2 эмиссионных компонентов линии H β , а справа изменение лучевых скоростей этих же компонент со временем.

У $H\beta$ мы измерили эквивалентных ширин, а также лучевых скоростей каждого из этих эмиссионных пиков, включая смещение центральной абсорбции. На Рис.9 приведены графики, показывающие временное изменение эквивалентных ширин и лучевых скоростей эмиссионных пиков (синий $H\beta 1$, красный $H\beta 2$) линии $H\beta$. Как видно, эквивалентные ширины отдельных компонент показывают значительный разброс. Такой же разброс наблюдается и по смещениям этих компонент. Тем не менее, в среднем, смещение отдельных эмиссионных компонент сохраняют тенденцию, наблюдаемую у линии $H\alpha$. Наблюдается медленный спад до 2009 г., далее подъем к прежнему значению. Лучевые скорости синего компонента линии в среднем равны -120, -170 км/с, красного компонента +30, +80 км/с, а центральная абсорбция около -20, -80 км/с. Если сравнить эти значения скоростей со скоростью линии $H\alpha$, то видно, что в целом, совпадают эти скорости, хотя, существует большие значения смещений на уровне $H\beta$.

В целом, суммарное значение модуля эквивалентных ширин эмиссионных компонент линии $H\beta$ намного меньше, чем эквивалентная ширина линии $H\alpha$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, наши спектральные наблюдения звезды Ae/Be Хербига IL Ser A показали, что спектральные параметры и профили линий водорода H и H за 2006-2014 гг показывали значительных изменений со временем. Изменение всех параметров происходит плавно и непрерывно, достигая при этом экстремума в 2010 г. Такое изменение спектра мы склонны объяснить спектральной двойственностью звезды.

На первый взгляд, например, изменение интенсивностей отдельных компонент в эмиссионных линиях водорода может также сместить центр линии $H\alpha$, что в результате это могло бы дать изменение лучевых скоростей, определенных по центру линии. Однако полученный монотонный сдвиг лучевых скоростей отдельных эмиссионных пиков однозначно свиде-

тельствует о существовании динамических процессов. Заметим, что все компоненты эмиссии $H\alpha$ имеют синхронное изменение лучевых скоростей (рис.3), что может быть указать на то, что все эти компоненты образуются на одном и том же объекте, точнее на одной и той же оболочке звезды. Судя по интервалу времени монотонного изменения лучевых скоростей общий период такой спектрально-двойной системы может быть около 9 лет или больше. Если IL Ser A является спектрально-двойной системой, с периодом более 9 лет, тогда природа второго компоненты системы остается открытым.

Как показали разные авторы, скорость вращения звезды около $v_{\sin i} \sim 180$ км/с. При такой скорости фотосферные линии имели бы расширение около 4 Å. Эмиссионные линии $H\alpha$ и $H\beta$ имеют ширину на уровне половины интенсивности около 8 Å, т.е. намного шире, чем фотосферные линии звезды. Это могло бы признаком дискового ветра.

Таким образом, наши наблюдения выявили следующие наблюдательные факты по водородным линиям $H\alpha$ и $H\beta$:

1. Линия $H\alpha$ показывает как однокомпонентную, так и двухкомпонентную эмиссию, выделенную неглубоким центральным поглощением. Линия $H\beta$ показывает два полностью разделенных центральной абсорбцией эмиссионных пика. Профили этих линий являются переменными со временем.
2. Отношение интенсивностей синего компонента к красному I_b/I_r показывает монотонное изменение и достигает максимума в 2010г. Такая же тенденция наблюдается и для линии $H\beta$.
3. Смещение эмиссионных пиков, а также центра линии $H\alpha$ на уровне половины полной интенсивности показывают монотонное изменение, имеющее минимум в 2010г. Такой же характер переменности лучевых скоростей показывают компоненты линии $H\beta$.
4. Эквивалентная ширина $H\alpha$ за 2006-2013гг. показывает слабый разброс $\pm 2\text{\AA}$ около среднего значения $12\text{\AA}$. Только в 2014г.

наблюдено необычное уменьшение эквивалентной ширины до $7\text{\AA}$. Эквивалентная ширина у линии $H\beta$ по разным годам показало значительное изменение.

Как было отмечено во Введении, некоторые результаты по Π Сер А, полученные разными авторами являются запутанными и не позволяют определить точные фундаментальные физические параметры звезды. Здесь мы обсудим некоторые из таких противоречий.

В работе Лю и др. [30] приведены возможные параметры звезды, используя моделирование распределение энергии в спектре (РЭС). По данным этих авторов, распределение энергии имеет избыток в интервале 10-100 мкм и ничем особенно не отличается от РЭС остальных звезд типа Ae/Be Хербига.

Спектральный класс звезды по спектру впервые был определен Гаррисоном [31] как B2IV-Vne. При этом, цветовые показатели звезды, определены как $\langle B-V \rangle = 0.72$ [18,21,32]. Для звезды со спектром B2V нормальные показатели цвета равны $(B-V)_0 = -0.24$ [33]. Следовательно, избыток $E(B-V) = 0.96$, при $R = 3.1$ получим $A_V = 2.98$.

Дискуссионным является величина расстояния до звезды, которое в ранних работах

оценивается около $690 \div 725 \text{ пс}$ (см. например, [18, 30]). Значение параллакса для звезды был взят из работы [34], и [35] где приведено значение $\pi = 1.20 \text{ mas}$ и $\pi = 1.19 \text{ mas}$, соответственно. Тогда расстояние до звезды можно определить, как $833 \div 840 \text{ пс}$, что в пределах ошибок согласуется с данными [36]. Тогда с учетом величины поглощения для абсолютной звездной величины звезды получим $M_V = -3.24$, что согласуется для светимости звезды со спектром B2V [37]. Теперь применяя эволюционных изолиний [38] по диаграмме ГР мы оценили нижний предел массы $M \geq 3 M_\odot$ и возраст системы $t = 10^6 \text{ г}$.

Таким образом, полученные параметры свидетельствуют о том, что звезда Π Сер А является типичной молодой звездой типа Ве Хербига, и является членом ассоциации СерОВЗ. Заметим, что если наше предположение о двойственности звезды верно, то физические параметры звезды будут уточняться. Более подробный анализ результатов наших наблюдений предполагается выполнить в следующей части нашей работы.

Данная работа было выполнено в рамках проекта по приоритетным направлениям при поддержке НАН Азербайджана.

1. G.H.Herbig. *The Spectra of Be- and Ae-TYPE Stars Associated with Nebulosity*, *ApJS*, **4** (1960) 337-368.
2. P.S.The, D. de Winter, M.R.Perez. *A new catalogue of members and candidate members of the Herbig Ae/Be (HAEBE) stellar group*, *A&AS*, **104** (1994) 315-339.
3. S.L.A.Vieira, W.J.B.Corradi, S.H.P.Alencar, L.T.S.Mendes, C.A.O.Torres, G.R.Quast, M.M.Guimar, L. aes da Silva. *Investigation of 131 Herbig Ae/Be Candidate Stars*, *AJ*, **126** (2003) 2971-2987.
4. C.A.Grady, B.F.Woodgate, C.W.Bowers, et al. *Coronagraphic Imaging of Pre-Main-Sequence Stars with the Hubble Space Telescope Space Telescope Imaging Spectrograph. I. The Herbig Ae Stars*, *Ap. J.*, **630** (2005) 958-975.
5. M.Fukagawa, M.Hayashi, M.Tamura, et al. *Spiral Structure in the Circumstellar Disk around AB Aurigae*. *Ap. J.*, **605** (2004) L53-L56.
6. J.Muzerolle, N.Calvet, L.Hartmann. *Magnetospheric Accretion Models for the Hydrogen Emission Lines of T Tauri Stars*, *ApJ*, **492** (1998) 743-753.
7. А.С.Кравцова, С.А.Ламзин. *Особенности распределения энергии в УФ континууме звезд типа Т Тельца*, *Письма в Астрон.журн.* **29** (2003) 643.
8. S. Hubrig, B.Stelzer, M.Schöller, et al. *Searching for a link between the magnetic nature and other observed properties of Herbig Ae/Be stars and stars with debris disks*, *A&A*, **502** (2009) 283-301.
9. G.A.Wade, S.Bagnulo, D.Drouin, et al. *A search for strong, ordered magnetic fields in Herbig Ae/Be stars*, *MNRAS*, **376** (2007) 1145-1161.
10. S.Hubrig, M.A.Pogodin, R.V.Yudin, et al. *The magnetic field in the photospheric and circumstellar components of Herbig Ae stars*, *A&A*, **463** (2007) 1039-1046.
11. S.Hubrig, M.Schöller, I.Ilyin, et al. *Characterising the magnetic fields of the Herbig Ae/Be stars HD 97048, HD 150193, HD 176386, and MWC 48*, *A&A*, **536** (2011) 8.

12. J.Muzerolle, P.D'Alessio, N.Calvet, et al. *Magnetospheres and Disk Accretion in Herbig Ae/Be Stars*, *ApJ*, **617** (2004) 406-417.
13. C.A.Grady, K.Hamaguchi, G.Scheider, et al. *Locating the Accretion Footprint on a Herbig Ae Star: MWC 48*, *ApJ*, **719** (2010) 1565-1581.
14. N.Pirzkal, E.J.Spillar, H.M.Dyck. *A Search for Close Bright Companions to AeBe Stars*, *ApJ*, **481** (1997) 392-395.
15. H.E.Wheelwright, R.D.Oudmaijer, S.P.Goodwin. *The mass ratio and formation mechanisms of Herbig Ae/Be star binary system*, *MNRAS*, **401** (2010) 1199-1218.
16. G.E.Assousa, W.Herbst, K.C.Turner. *Supernova-induced star formation in Cepheus OB3* *Ap. J.*, **218** (1977) L13-L15.
17. E.Alesian, G.A.Wade, C.Catala, et al., *A high-resolution spectropolarimetric survey of Herbig Ae/Be stars - I. Observations and measurements*, *MNRAS*, **429** (2013) 1001-1026.
18. D.L.Crawford, J.V.Barnes. *Four-color and Hbeta photometry for open clusters. VI. The association III Cephei*, *AJ*, **75** (1970) 952-956.
19. C.D.Garmany, *Internal motions in the association Cep OB3*, *A.J.*, **78** (1973) 185-191.
20. U.Finkenzeller. *Rotational velocities, spectral types, and forbidden lines of Herbig Ae/Be stars*, *A&A*, **151** (1985) 340-348.
21. S.Yu.Melnikov, V.S.Shevchenko, K.N.Grankin, M.A.Ibragimov, S.D.Yakibov. *HD 216629=IL Cep, BHJ 71, and LkH_{alpha} 350--Probable Herbig Ae/Be stars in the Cep OB3 association: HD 216629 AB and LkH_{alpha} 350*, *Astronomy Reports*, **40** (1996) 350-357.
22. U.Finkenzeller, R.Mundt. *The Herbig Ae/Be stars associated with nebulosity*, *A&AS*, **55** (1984) 109-141.
23. B.Acke, M.E.van den Ancker, C.P.Dullemond. *[O I] 6300Å emission in Herbig Ae/Be systems: Signature of Keplerian rotation*, *A&A*, **436** (2005) 209-230.
24. G.Hill. *Some new variables in nearby association and galactic clusters*, *ApJS*, **14** (1967) 301-306.
25. N.N.Samus, O.V.Durlevich, E.V.Kazarovets, N.N.Kireeva, E.N.Pastukhova, A.V.Zharova et al. *Electronic version of the third volume of the general catalogue of variable stars with improved coordinates, GCVS database*, Version (2012).
26. G.Hill, R.W.Hilditch, E.L.Pfannenschmidt et al. *Photoelectric measures of variable stars observed at Mt. Kobau (1970 - 73)*. *Publ. Dom. Astrophys. Observ.*, **15** (1976) 1-35.
27. Н.З.Исмаилов, Г.Р.Бахаддинова, О.В.Халилов, Х.М.Микаилов. *Спектральная Переменность IL Цефея*, *Астрофиз. Бюлл.*, **68** (2013) 207-219.
28. Х.М.Микаилов, В.М.Халилов, И.А.Алекберов. *Эшелле-спектрометр фокуса Кассегрена 2-м телескопа ШАО НАН Азербайджана. Циркуляр ШАО*, **109** (2005) 21- 29.
29. Г.А.Галазутдинов. *Обработка астрономических спектров в ОС Windows с помощью программ DECH* Препринт, *САО РАН*, **92** (1992).
30. Tie Liu, Huawei Zhang, Yuefang Wu, Sheng-Li Qin and Martin Miller. *Evolution of the dust/gas environment around Herbig Ae/Be stars*, *ApJ*, **734** (2011) 22-38.
31. R.F.Garrison. *Spectral classification in the association III Cephei and the ratio of total-to-selective absorption*. *A. J.*, **75** (1970) 1001-1006.
32. A.Blaauw, W.A.Hiltner. *Astron. J.*, **130** 69 (1959).
33. В.Л.Страйжис. *Многоцветная фотометрия звезд. Фотометрические системы и методы, Вильнюс, Москлас*, (1977) 312.
34. М.Е.van den Ancker, D.de Winter, H.R.E. Tjin A Djie. *HIPPARCOS photometry of Herbig Ae/Be stars*, *A&A*, **330** (1998) 145-154.
35. М.А.С.Рерриман. *ESA eds, 1997, The HIPPARCOS and TYCHO catalogues Vol. 1200 of ESA-SP*.
36. М.А.Морено-Коррал, К.С.Чаварриа, Е.де Лара & S.Wagner. *Ha Interferometric Optical and Near Infrared Photometric Studies of Star Forming Regions - Part One - the Cepheus-B / SH-2-155 / CEPHEUS-OB3 Association Complex*, *A&A*, **273** (1993) 619.
37. В.Л.Страйжис. *Звезды с дефицитом металлов. Вильнюс, Москлас*, (1982) 312.
38. S.W.Stahler. *The birthline for low-mass stars*, *Ap. J.*, **274** (1983) 822-829.

IL CEP A ULDUZUNUN OPTİK SPEKTRİNİN DƏYİŞKƏNLİYİ.

I. HİDROGENİN $H\alpha$ VƏ $H\beta$ XƏTLƏRİ

N.Z.İSMAYILOV, O.V.XƏLİLOV, G.R.BAHƏDDİNOVA

İşdə Ae/Be Herbiq tipli IL Cep ulduzunun çoxillik bircins müşahidələrinin tədqiqinin nəticələri verilir. $H\alpha$ şüalanma xətti həm bir komponentli, həm də çətinliklə ayırd oluna bilən ikikomponentli profilə malikdir. $H\beta$ şüalanma xətti dərin mərkəzi udulma ilə ayrılan aşkar ikikomponentli profil göstərir. Bu xətlərin ayrı-ayrı komponentlərinin şüa sürətlərinin zamana görə monoton dəyişməsi aşkar edilmişdir. Bununla yanaşı hidrogen xətlərinin göy və qırmızı komponentlərinin piklərinin intensivlikləri nisbəti də monoton dəyişmə göstərir.

Hidrogen xətlərinin şüa sürətlərinin, ekvivalent enlərinin və yarımənələrinin 9 il ərzində monoton dəyişməsi ulduzun spektral qoşalığı ilə bağlı ola bilər.

OPTICAL SPECTRUM VARIABILITY of IL Cep A. I. The $H\alpha$ and $H\beta$ LINES OF HYDROGEN

N.Z.İSMAILOV, O.V.KHALILOV, G.R.BAHADDINOVA

The results of studies of long-term homogeneous spectral observations of the Ae/Be Herbig type star IL Cep have been presented. The line $H\alpha$ has both single and double has peaked variable emission profile. Emission line $H\beta$ clearly has divided by a deep central absorption component into two separate emission components. It has been found a monotonic variation of the radial velocities of the individual components of these lines. The intensity ratio of peaks of blue to red components in the hydrogen lines also has shown a monotonic variability with time.

Such monotonic variations for 9 years of radial velocities, equivalent widths and half-widths of hydrogen lines may be a result of spectral binarity of the star

Редактор: чл-корр. Н.Джалилов

УДК 523.532

МЕТЕОРОИДНЫЕ РОИ КАК ВОЗМОЖНЫЙ ФАКТОР АКТИВНЫХ ПРОЦЕССОВ В КОМЕТНЫХ ЯДРАХ

А.С.ГУЛИЕВ, Г.И.КОХИРОВА*, У.Д.ПОЛАДОВА

*Шамахинская астрофизическая обсерватория НАН Азербайджана
AZ5626, г. Шемаха, пос. им.Ю.Маммедалиева.*

Институт астрофизики Академии наук Республики Таджикистан
734042, г. Душанбе, ул. Бухоро 22
kokhirova.2004@mail.ru*

Поступила: 16.06. 2015

Принята к печати: 22.07.2015

РЕФЕРАТ

Рассмотрены динамические особенности 113 комет, подвергшихся делению ядер, и 116 комет, имеющих вспышки блеска. Исследованы отдельные аспекты гипотезы деления и вспышки блеска происходящих в результате ударов в период прохождения ядер через метеороидные рои. Для анализа этого предположения вначале исследовано расположение орбит разделившихся комет в зонах вблизи некоторых метеорных потоков. По методике [1] исследовано распределение узлов кометных орбит вдоль орбит потоков на различных расстояниях. Аналогичным образом изучены явления вспышек комет. Результаты показывают, что прохождение комет через метеороидные рои может приводить к разделению кометных ядер и вспышкам их яркости.

Ключевые слова: комета, метеоридные рои, распад комет

ВВЕДЕНИЕ

Распад кометных ядер на несколько фрагментов является весьма интересным и распространенным явлением. Тем не менее, единого мнения среди специалистов о причинах таких явлений не существует. Не исключено, что разделение кометных ядер происходит по различным причинам, не имеющим ничего общего между собой. В литературе по физике комет обсуждаются различные причины, приводящие к разделению кометных ядер. Среди них основными являются: приливное воздействие со стороны Солнца; гравитационное влияние планет-гигантов, с которыми кометные ядра сближаются до распада; неравномерная сублимация на поверхности кометного ядра, в результате которой оно принимает форму гантели и делится на две или более частей; вращательная неустойчивость ядра и т.д.

Настоящая статья посвящается проверке одного из возможных механизмов распада кометных ядер, предложенного в работе [1]. Согласно этому механизму распад происходит вследствие прохождения кометных ядер через метеороидные рои и получения ими разрушительных ударов. Автор работы [1] считает, что именно таким путем образовались известные семейства коротко-перигелийных комет Крейца, Мейера, Крахта, Марседена и т.д. В настоящей работе рассмотрены статистические аспекты данной идеи для комет с перигелийными расстояниями больше 0.1 а.е. Для исследования явления мы составили собственный список комет, используя следующие источники:

1. Список, предложенный Ибадиновым [2];
2. Данные, заимствованные из работы [3];
3. Данные по парам комет-близнецов, отличающихся моментами прохождения через

перигелий в пределах всего лишь нескольких лет [4];

4. Данные об исчезнувших кометах, получивших обозначение D , среди которых комета Биэлы приведена с обозначением $3D$;

5. Данные каталога Марсдена и Уильямса [5], а также данные, приведенные в электронных циркулярах МРЕС за 2008-2013 гг.

Составленный таким образом список включает 113 комет. Первичный анализ показывает, что значения орбитальных параметров исследуемых комет не обладают какими-то специфическими свойствами. Далее мы провели анализ распределения орбит распавшихся комет относительно плоскости орбит 58 наблюдаемых метеорных потоков, данные о которых содержатся в каталоге Кука [6]. Первоначально мы полагали, что если количество узлов орбит распавшихся комет в отдельных зонах движения метеороидных роев, порождающих соответствующие метеорные потоки, заметно увеличивается, то такие рои заслуживают быть предметом анализа в качестве серьезного фактора в распаде кометных ядер.

Сами расчеты состоят из нескольких этапов. На первом этапе на основе методики, использованной в работе [7], а также, применяя формулы сферической астрономии, вычисляются элементы орбит исследуемых комет относительно плоскости орбиты каждого метеорного потока. При этом за точку отсчета в вычислениях угловых элементов орбиты кометы принимается значение восходящего узла орбиты выбранного потока. Затем вычисляются гелиоцентрические расстояния ближних и дальних узлов кометных орбит с помощью формулы

$$r_k = a_k(1 - e_k^2)/(1 \pm e_k \cos \omega'), \quad (1)$$

где a_k и e_k – большая полуось и эксцентриситет кометной орбиты, а ω' – аргумент перигелия в новой системе отсчета.

При этом гелиоцентрическое расстояние до потока r_s в направлении ближнего узла кометной орбиты определяется по формуле

$$r_s = a_s(1 - e_s^2)/(1 + e_s \cos(\omega_s + \Omega')), \quad (2)$$

если соответствующий узел кометной орбиты является дальним, тогда используется следующая формула

$$r_s = a_s(1 - e_s^2)/(1 + e_s \cos(\omega_s + \Omega' + 180^\circ)). \quad (3)$$

В соотношениях (2)-(3) a_s , e_s и ω_s – элементы орбиты потока, а Ω' – угловое значение узла кометной орбиты в плоскости орбиты потока. Далее в ходе анализа будем использовать величину Δ , являющуюся абсолютным значением разности между r_k и r_s .

$$\Delta = |r_k - r_s|$$

Для этого параметра мы рассмотрели 5 вариантов, когда они равняются соответственно 0.001, 0.005, 0.01, 0.05 и 0.1 а.е.

Определив количество узлов N , попавших в заданный интервал, аналогичная задача решается для других «псевдо-потоков», полученных путем варьирования значений долготы восходящего узла Ω_s и наклона i_s орбиты выбранного метеорного потока. Найденные таким образом количества узлов n_i сравниваются с величиной N на основе соответствующих методов математической статистики. При этом значения Ω_n варьируются от 0° до 330° с шагом 30° , а значения i от 0° до 90° с таким шагом, чтобы полюса соответствующих плоскостей на небесной сфере были равноудалены друг от друга. Для выполнения последнего требования мы варьировали значение $\sin i_s$ от 0 до 1 с интервалом 0.167. Тогда количество «псевдо-потоков» оказывается равным 67

В конечном счете, кроме N и n_i определяются следующие величины: n_{cp} – средняя величина кометных узлов по рассматриваемым 67 зонам различной ширины, σ – среднеквадратичное отклонение ($t = (N - n_{cp})/\sigma$ – нормированная разность, и α – доверительная вероятность, которая получается путем отсчитывания уровня значимости от 1. Для проверки достоверности величин t и α целесообразно использовать односторонний критерий Стьюдента, что приводит к значениям 1.67 и 0.95, соответственно. Отметим, что этот способ сравнения и тестиро-

вания использован и в следующих этапах исследования.

В Таблице 1 приводятся результаты расчетов для 113 рассматриваемых комет и тех потоков, для которых доверительная значимость параметра t составляет больше 0.95.

Таблица 1

Дисперсионные величины распавшихся комет относительно некоторых метеоридных роев

Метеорный поток	N	n_{cp}	σ	t
вариант $\Delta = 0.001a.e.$				
Camelopardalids	1	0.06	0.3	3.18
τ -Herculids	1	0.03	0.17	5.66
Daytime ζ -Perseids	1	0.07	0.32	2.92
Perseids	1	0.09	0.29	3.16
December Phoenicids	1	0.01	0.12	8.06
вариант $\Delta = 0.005a.e.$				
κ -Cygnids	1	0.10	0.308	2.91
вариант $\Delta = 0.01a.e.$				
Northern δ -Aquariids	2	0.39	0.58	2.8
α -Capricornids	2	0.61	0.74	1.88
Aurigids	1	0.03	0.17	5.66
вариант $\Delta = 0.05a.e.$				
July Phoenicids	8	2.54	1.44	3.8
вариант $\Delta = 0.1a.e.$				
α -Scorpiids	11	5.87	2.70	1.90
χ -Scorpiids	13	7.52	3.09	1.77

В целом данные Таблице 1 показывают, что столкновение с метеороидными роями может рассматриваться как одна из возможных причин распада комет.

Аналогичным образом сделан MOID – анализ (MOID – минимальное межорбитальное расстояние кометы и метеорного потока). Для расчета MOID использована следующая формула, которая легко получается из сферической астрономии, если искомое расстояние есть разность между векторами Солнце-комета и Солнце-поток

$$r' = \left(R^2 + \left[\frac{q_k(1+e_k)}{1+e_k \cos \nu'} \right]^2 - 2R \frac{q_k(1+e_k)}{1+e_k \cos \nu'} \sqrt{1 - \sin^2 i' \times \sin^2(\omega' - \nu')} \right)^{0.5},$$

здесь R – гелиоцентрическое расстояние потока в указанном направлении, i' и ω' – угловые элементы орбиты кометы относительно плоскости движения потока, q_k – перигелийное расстояние кометы, ν' – истинная аномалия, значения которой в расчетах для определения минимума варьируются от 0^0 до 360^0 с интервалом 1^0 . Расчеты проводились в рамках вышеописанного алгоритма при трех вариантах значений параметра Δ : 0.01, 0.05 и 0.1a.e. Результаты приводятся в Таблице 2. Они удовлетворительно согласуются с выводами сделанных из предыдущих расчетов.

Таблица 2

Результаты MOID-анализа для 113 распавшихся комет и 58 метеорных потоков

Метеорный поток	N	n_{cp}	σ	t
вариант $r' = 0.01a.e.$				
θ -Ophiuchiids	2	0.31	0.63	2.67
κ -Cygnids	2	0.09	0.29	6.64
ε -Geminids	2	0.16	0.37	4.92
Ursids	2	0.15	0.36	5.15
вариант $r' = 0.05a.e.$				
σ -Leonids	7	2.24	1.35	3.53
ϕ -Bootids	5	2.54	1.45	1.70
τ -Herculids	6	2.93	1.88	1.64
Northern δ -Aquariids	3	1.07	0.94	2.04
Southern Taurids	4	1.9	1.38	1.52
July Phoenicids	5	2.42	1.5	1.72
Andromedids	5	2.37	1.55	1.70
October Draconids	6	2.63	1.85	1.82
December Phoenicids	7	2.82	1.58	2.65
Leonids	4	1.84	1.2	1.80
Monocerotids	2	0.57	0.76	1.88
σ -Hydrids	3	1.09	0.83	2.30
вариант $r' = 0.1a.e.$				
Northern ι -Aquariids	7	3.28	1.43	2.59
χ -Scorpiids	10	4.9	1.96	2.60
Virginids	6	2.93	1.43	2.15

Аналогичным способом рассмотрена степень близости орбит комет, проявляющих вспышки блеска, к метеорным потокам из списка Кука [6]. При этом использован каталог вспышек блеска комет, составленный в Шама-

хинской Астрофизической Обсерватории [8,9]. Этот каталог содержит 116 комет. Результаты MOID-анализа для этих комет приводятся в Таблице 3.

Таблица 3

Результаты MOID-анализа для орбит 113 распавшихся комет, проявляющих вспышка блеска

	вариант $r' = 0.001a.e.$			
Cameloparadalids	1	0.06	0.3	3.18
t Herculids	1	0.03	0.17	5.66
Daytime z Perseids	1	0.07	0.32	2.92
Perseids	1	0.09	0.29	3.16
December Phoenicids	1	0.01	0.12	8.06
	вариант $r' = 0.005a.e.$			
Southern Piscids	1	0.3	0.53	1.34
k Cygnids	1	0.1	0.308	2.91
	вариант $r' = 0.01a.e.$			
Northern d Aquarids	2	0.39	0.58	2.8
Southern d Aquarids	1	0.3	0.58	1.21
a Capriocornids	2	0.61	0.74	1.88
Aurigids	1	0.03	0.17	5.66
	вариант $r' = 0.05a.e.$			
d Cancrids	7	4.09	1.96	1.49
July Phoenicids	8	2.54	1.439	3.8
	вариант $r' = 0.1a.e.$			
d Leonids	13	8.58	3.37	1.31
a Scorpiids	11	5.87	2.7	1.9
c Scorpiids	13	7.5224	3.09	1.77

ВЫВОДЫ

Вычисления и анализ результатов показывают, что есть основания считать столкновение комет с метеороидными роями одной из причин распада кометных ядер и вспышек их блеска. Прохождение комет через плотные слои роев и, как следствие, получение разрушительных ударов от метеороидных роев может привести к тому, что кометные ядра либо сразу могут распасться на несколько частей, либо на их поверхности могут образоваться

трещины, которые впоследствии могут привести к делению ядер. Слабые удары могут привести к выбросу веществ за пределы ядер. Это может быть причиной возрастания блеска комет. Не исключено прохождение отдельных комет через несколько потоков. Для развития предложенной гипотезы необходимо проведение модельных расчетов с вариацией начальных условий: плотности роев, скорости и угла ударов, массы кометных ядер и метеороидов и т.д. В расчетах использованы данные наблюдаемых метеорных потоков, приведенные в каталоге Кука [6], считающиеся наиболее подтвержденными. Для более полного изучения явления распада комет необходимо исследовать также и другие наиболее мощные метеорные потоки, не содержащиеся в данном каталоге.

1. A.S.Guliev. *Origin of short-perihelion comets*. Baku: Publishing comp., Elm, (2010) 51.
2. Х.И.Ибадинов. *Дезинтеграция кометных ядер, Диссертация на соискание степени д. ф. н.*, М.: ИКИРАН, (1998) 296.
3. H.Boehnhardt. *Comet splitting—observations and model scenarios*, *Earths, Moon, Planets*, **89** (2005) 91-115.
4. А.С.Гулиев, Ш.А.Набиев. *Кометы—близнецы*, *Астрон. журн. Азербайджана*, **1-2** (2006), 5-9.
5. B.G.Marsden, G.V.Williams. *Catalogue of Cometary Orbits. 17-th edition*.SAO, Cambridge, (2008)
6. A.F.Cook. *A working list of meteor streams in "Evolutionary and Physical Properties of Meteoroids"*eds. C.L.Hemenway, P.M.Millman, A.F.Cook Washington, DC: NASA, **319** (1973) 183-191.
7. A.S.Guliev, G.I.Kokhirova, U.D.Poladova. *Comet outbursts and the meteor showers. Proceed. Of the Meteoroid 2013 conf. eds. Jopek T.J. et al. A.M. Univ. Press.* (2013) 263-266.
8. A.S.Guliyev, G.I.Kokhirova, U.D.Poladova. *Comet outbursts and the meteor showers, Proceedings of the International Conference held at the Adam Mickiewicz University in Poznan, Poland*, (2013) 263-267.
9. А.С.Гулиев, Г.И.Кохирова, У.Д.Поладова. *О возможной роли метеорных потоков во вспышечной активности комет. Астрон. журн. Азербайджана*, **8** №4 (2013) 5-9.

METEORİD SELLƏRİ KOMET NÜVƏLƏRİNDƏKİ AKTİV PROSESLƏRİN MÜMKÜN FAKTORU KİMİ

Ə.S.ƏULİYEV, G.İ.KOXİROVA, Ü.C.POLADOVA

Məqalədə 113 parçalanan və 116 parılıya malik kometin dinamik xüsusiyyətləri öyrənilmişdir. Parçalanmanın və parılıtının kometlərin meteorid sellərindən keçərkən aldığı zərbələrin nəticəsi olması haqqında hipotezin ayrı-ayrı aspektləri tədqiq olunur. Təhlilin əvvəlində parçalanmaya məruz qalan kometlərin orbitlərinin meteor sellərinə yaxınlığı öyrənilir. Müəlliflərin birinə mənsub olan metodun köməyi ilə komet orbitlərinin düyün nöqtələrinin sellərin müxtəlif ətrafında paylanması öyrənilmişdir. Elə həmin yolla kometlərin parılıtısı məsələsi tədqiq olunur. Nəticələr göstərir ki, kometlərin sellərdən keçməsi nüvələrin parçalanmasına və parılıtlara səbəb ola bilər.

ON POSSIBLE ROLE OF METEOR STREAMS IN THE SPLITTING OF COMETARY NUCLEI

A.S. GULIYEV, G. I.KOKHIROVA, U.J.POLADOVA

The dynamic properties of 113 comets, whose nuclei have been undergoing to the fragmentation and 116 flashing comets have been investigated. Some aspects of the splitting and flare of comets have been investigated, as a result, of blows while passing them through a meteor stream. At first considered the proximity of the orbit of comets, suffering to splitting to the meteor has showered. Using the method developed by one of the authors the distribution of nodes of comet orbits in a neighborhood of the meteor showers have been investigated. With the analogous method the flares of the comets also have been investigated. Our research has shown that the splitting and flash of comets may be as a result of their passage through the meteor shower.

Редактор: к. ф-м. н. А.Атаи

UOT 524.31.01-36

HD 161796 (F3 Ib ULDUZUNUN ATMOSFER PARAMETRLƏRİNİN TƏYİNİ

Ə.R.HƏSƏNOVA, Ə.M.XƏLİLÖV, G.M.HACIYEVƏ

*AMEA N.Tusi adına Şamaxı Astrofizika Rəsədxanası
AZ5626, Şamaxı r., Y.Məmmədəliyev qəs.
xalilov1955@rambler.ru*

Daxil olub: 18.05.2015
Çapa verilib: 22.06.2015

Açar sözlər: fundamental parametrlər, ifratnəhəng ulduzlar, atmosfer modelləri.

REFERAT

ŞAR-ın 2-m teleskopunda alınmış spektrlər əsasında HD161796 ulduzu tədqiq olunmuşdur. Ulduzu xarakterizə edən bəzi spektral və fotometrik parametrlərin müşahidədən tapılmış və nəzəri hesablanmış qiymətlərinin müqayisəsi və parallaksın tətbiqi üsulu əsasında HD161796 ulduzunun effektiv temperaturu və səthində ağırlıq qüvvəsinin təcili təyin edilmişdir: $T_{\text{eff}}=6680\pm200$, $\log g=1.8\pm0.2$.

GİRİŞ

Müasir təkamül nəzəriyyəsinə görə ifratnəhəng ulduzlar yaşına görə cavan və kütləcə böyük olmalıdır, lakin elə həmin nəzəriyyəyə görə cavan və kütləcə böyük ulduzlar Qalaktika müstəvisinə yaxın yerləşməlidirlər. 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 uzaqlaşmışdır; 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 müstəvisindən xeyli uzaqda, yaşlı, bəzi kürəvi topalarında A və F tipli ifratnəhəng ulduzların müşahidə olunması artıq bir çox alimlərin tədqiqat obyektinə çevrilmişdir. Qeyd edək ki,

belə ifratnəhənglərə bəzən post-AGB (Nəhənglərin Asimptotik Qolu) tipli ulduzlar da deyilir.

Ona görə də yüksək enlikdə yerləşən HD161796 ulduzunun tədqiqi təkamül nəzəriyyəsinə görə mühüm əhəmiyyət kəsb edir.

HD161796=V814Her 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, $z=3.9$ kMq məsafədə və yüksək enlikdə yerləşən bu ulduzun Qalaktik koordinatları belədir: qalaktik enlik $b=+30^\circ.66$, qalaktik uzunluq $l=77^\circ.13$. Kipper [3] yüksək dispersiyalı CCD spektrlərinə əsasən bu ulduzun fundamental parametrləri üçün $T_{\text{eff}}=7250\pm200\text{K}$, $\log g=0.5\pm0.3$ qiymətini almışdır. Molina [4] isə $T_{\text{eff}}=6666\pm500\text{K}$, $\log g=0.7\pm0.3$. Ferro [5] uvby β fotometrik sisteminə əsasən $T_{\text{eff}}=6850\text{K}$, $\log g=0.37$ qiymətini tapmışdır. Göründüyü kimi HD161796 ulduzunun effektiv temperaturu və səthində ağırlıq qüvvəsi təcili üçün müxtəlif müəlliflər müxtəlif qiymətlər almışlar. Ona görə də bu ulduzun fundamental parametrlərinin yenidən təyin olunması xüsusi əhəmiyyət kəsb edir.

MÜŞAHİDƏ MATERIALLARININ ALINMASI VƏ İŞLƏNMƏSİ

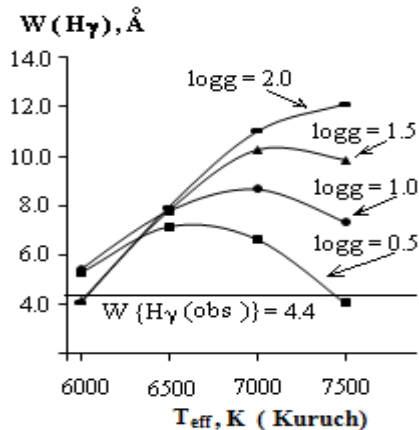
HD161796 ulduzunun spektrləri 17-18.08.2004-cü il tarixlərində N.Tusi adına Şamaxı Astrofizika Rəsədxanasının 2 metrlik teleskopunun kasseqren fokusunda quraşdırılmış CCD kamerası ilə alınmışdır Mikailov [12]. Müşahidə materialları $\lambda\lambda 3960-6600\text{\AA}$ spektral oblastını əhatə edir. Bu oblast üçün bir gecədə ulduzun 3 spektri alınmışdır. Gecə ərzində ulduzun spektrində güclü dəyişkənlik olmadığı üçün spektrlər ortalaşdırılmışdır. H_{α} oblastında dispersiya $10.5\text{\AA}/\text{mm}$, H_{γ} oblastında isə $6\text{\AA}/\text{mm}$ -dir. Spektral ayırdetmə $R=14000$, və $S/N=150\div 200$ -dir. Spektrlərin işlənməsi [6] tərəfindən təqdim olunmuş DECH-20 və DECH-20T paket proqramları vasitəsilə aparılmışdır. Ekvivalent enin ölçülməsindəki xəta 10%-dən çox deyildir.

EFFEKTİV TEMPERATUR VƏ AĞIRLIQ QÜVVƏSİ TƏCİLİNİN TƏYİNİ

HD 161796 ulduzunun effektiv temperaturu (T_{eff}) və səthində ağırlıq qüvvəsi təcilinin ($\log g$) təyin olunması ulduzun bir sıra spektral və fotometrik kəmiyyətlərinin müşahidədən ölçülmüş və nəzəri hesablanmış qiymətlərinin müqayisəsinə əsaslanır. İşdə, həmçinin, parallaksın qiymətindən də istifadə olunması dəqiqliyi bir qədər də artırır. Effektiv temperatur və ağırlıq qüvvəsi təcili aşağıdakı meyarlardan istifadə edilərək təyin olunmuşdur:

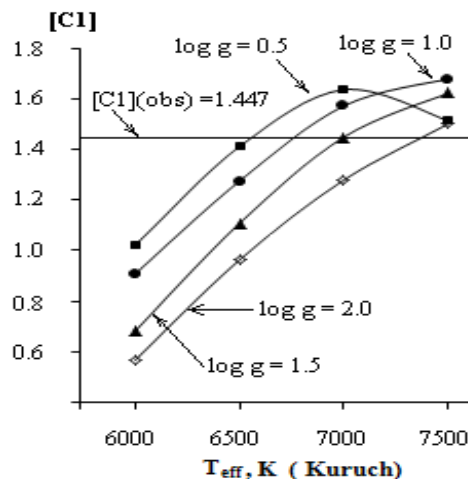
1. Hidrogenin Balmer seriyasının H_{γ} xəttinin ekvivalent eninin nəzəri hesablanmış və müşahidədən tapılmış qiymətlərinin müqayisəsi. Müşahidədən H_{γ} xəttinin ekvivalent eni üçün $W(H_{\gamma})=4.356\text{\AA}$ qiyməti alınmışdır.
2. $[c_1]$ indeksinin müşahidədən tapılmış və nəzəri hesablanmış qiymətlərinin müqayisəsi. Dörd rəngli, orta 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. Müşahidədən bu kəmiyyət üçün $[c_1]=1.447$ qiyməti alınmışdır [5].

3. 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 bu kəmiyyət üçün $(U-B)=0.32$, $(B-V)=0.47$, $Q=-0.0184$ qiyməti alınmışdır [7].



Şəkil 1

$W_{H\gamma}-T_{\text{eff}}$ diaqramı, $W_{H\gamma}$ (müş)=4.4, $\log g=0.5; 1.0; 1.5$ və 2.0 .

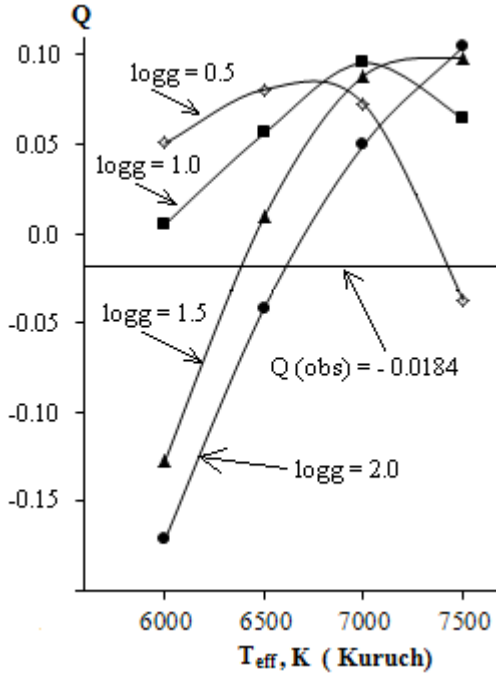


Şəkil 2

$[C1]-T_{\text{eff}}$ diaqramı. $\log g = 0.5; 1.0; 1.5$ və 2.0 , $[C1]$ (müş)=1.447.

Bu diaqramlarda uyğun olaraq müşahidədən tapılmış $W(H_{\gamma})=4.356\text{\AA}$, $[c_1]=1.447$ və $Q=-0.0184$ düz xətti keçirilir. Sonra isə hər bir diaqramda kəşismə nöqtələrinə uyğun ($\log g$, T_{eff}) cütləri təyin olunur. Bu cütlər $\log g-T_{\text{eff}}$ diaqramında qeyd olunur və ulduzun temperaturunun və səthində

ağırliq qüvvəsi təcilinin tapılmasında istifadə olunur (Şəkil 5).



Şəkil 3

Q – T_{eff} diaqramı. $\log g = 0.5; 1.0; 1.5$ və 2.0 , Q (müş) = -0.0184 .

4. Parallaksın tətbiqi üsulu. Bu üsul ulduz atmosferi modelləri ilə bağlı olmayan və ulduzların fundamental parametrlərinin ($\log g, T_{\text{eff}}$) təyində yeni hesab olunan üsuldur. Əvvəllər tətbiq olunan standart üsullardan fərqli olaraq bu üsul $\log g$ -nin təyin olunmasında dəqiqliyi artırmağa imkan verir.

Aşağıdakı məlum ifadələrdən istifadə edilir:

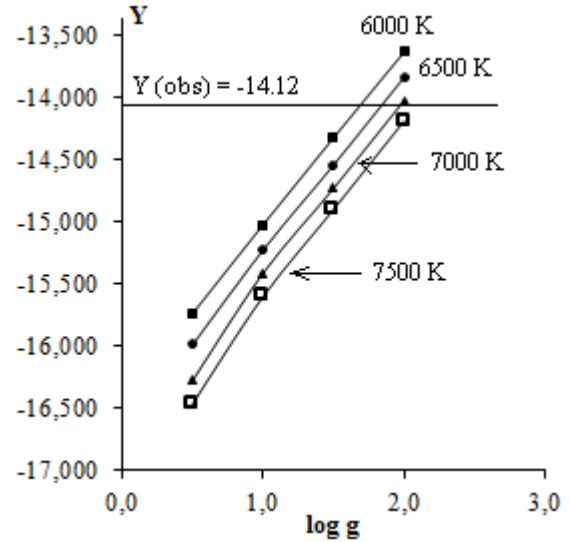
$$\log d = -5.25 + 0.5 \log M/M_{\odot} + 2 \lg T_{\text{eff}} - 0.5 \log g + 0.2 m_v - 0.2 A_v + 0.2 BC \quad (1)$$

Burada d - ulduza qədər məsafə (ps), $M/M_{\odot}$ - ulduzun kütləsinin Günəş kütləsi ilə ifadəsi, m_v - görünən ulduz ölçüsü, A_v - ulduzlararası fəzada udulma, BC - bolometrik düzəlişdir. $d = 1/\pi''$ olduğunu nəzərə alaraq bu ifadəni aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$\log g - \log M/M_{\odot} - 0.4 BC - 4 \log T_{\text{eff}} = -10.50 + 2 \log \pi'' + 0.4 m_v - 0.4 A_v \quad (2)$$

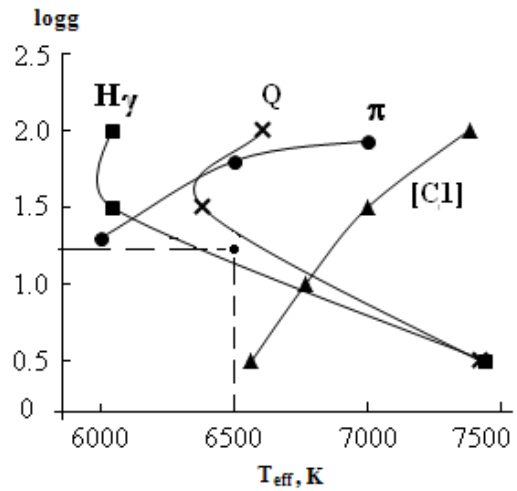
Bərabərliyin sağ tərəfinə daxil olan kəmiyyətlər müşahidədən məlumdur: $\pi'' = 0.00071$

[9], $m_v = 7^m.2$, $E(b-v) = 0.16$, $A_v = 3.2 E(b-v) = 0^m.512$ [10]. Bu verilənlərdən istifadə etsək, (2) ifadəsinin sağ tərəfi üçün $C = -14.1228$ qiymətini alırıq. (2) ifadəsinin sol tərəfində isə (Y) məchul kəmiyyətdir, bura T_{eff} , $\log g$ və bu kəmiyyətlərlə bağlı $M/M_{\odot}$ və BC kəmiyyətləri daxildir. (2) tənliyini həll etmək üçün $M/M_{\odot}$ qiymətini bilməliyik. Bu qiymət nəzəri təkamül əyrilərinin köməyi ilə tapılır [11].



Şəkil 4

Y – $\log g$ diaqramı, Y (müş) = -14.1228 .



Şəkil 5

$\log g - T_{\text{eff}}$ diaqramı.

Məlumdur ki, hər bir təkamül əyrisinə müəyyən $M/M_{\odot}$ kəmiyyəti uyğundur. Kuruç modellərindən uyğun BC -ləri götürərək bərabərliyin sol tərəfinin (Y -in) müxtəlif T_{eff} -lər üçün $\log g$ -dən

asıllıq qrafiki qurulur və $C=-14.1228$ düz xətti çəkilir (Şəkil 4). Kəsişmə nöqtələrinə uyğun $(\log g, T_{\text{eff}})$ cütləri təyin olunur. Bu cütlər $\log g-T_{\text{eff}}$ diaqramında qeyd olunur (Şəkil 5).

Yuxarıda qeyd olunan üsullarla təyin olunmuş $\log g-T_{\text{eff}}$ cütləri əsasında $\log g-T_{\text{eff}}$ müstəvisində onların müxtəlif kombinasiyalarına uyğun qrafiklər qurulur (Şəkil 5). Qrafikdə hər bir əyri $\log g-T_{\text{eff}}$ diaqramında müqayisə olunan fiziki kəmiyyətlərin müşahidə və nəzəri qiymətlərinin üst-üstə düşdüyü nöqtələrin həndəsi yeridir. Qeyd edək ki, T_{eff} ($T_{\text{eff}}=6000\text{K}$, 6500K və 7000K) və $\log g$ ($\log g=0.5\div 2.0$) verilən qiymətlər diapazonu ulduzun spektral və işıqlıq siniflərinə uyğun gələn qiymətlərdir. Q , $[c_1]$, $W(H_\gamma)$ kəmiyyətlərinin müşahidə və nəzəri hesablanmış qiymətlərinin müqayisəsi və parallaksın tətbiqinə əsasən qurulan $T_{\text{eff}}-\log g$ diaqramında qeyd olunan qrafiklər kəşir. $T_{\text{eff}}-\log g$ diaqramında kəsişmə nöqtələrinin həndəsi mərkəzinə əsasən ulduzun effektiv temperaturu və səthində ağırlıq qüvvəsinin təcili təyin edilir: $T_{\text{eff}}=6680\pm 200\text{K}$, $\log g=1.8\pm 0.2$.

Müqayisə üçün Cədvəl 1-də digər müəlliflərin aldığı nəticələr göstərilmişdir. Göründüyü kimi bizim tərəfimizdən effektiv temperatur üçün alınan qiymət [4]-ün aldığı nəticə ilə uyğunluq təşkil edir. Sərbəstdüşmə təcili üçün aldığımız qiymət isə digər müəlliflərin aldığı

qiymətlərdən fərqlidir.

Cədvəl 1

Effektiv temperatur və sərbəstdüşmə təcili üçün müxtəlif müəlliflərin aldığı nəticələr.

T_{eff}, K	$\log g$	Müəlliflər
7250 ± 200	0.5 ± 0.3	Kipper [3]
6666 ± 500	0.7 ± 0.3	Molina[4]
6850	0.37	Ferro, [5]
6680 ± 200	1.8 ± 0.2	Bizim nəticələr

ƏSAS NƏTİCƏLƏR

Ulduz atmosferini xarakterizə edən $[c_1]=c_1-0.2(b-y)$, $Q=(U-B)-0.72(B-V)$ fotometrik parametrlərinin, hidrogenin Balmer seriyasının H_γ xəttinin ekvivalent eninin müşahidədən tapılmış, eləcə də Kuruç [8] tərəfindən nəzəri hesablanmış qiymətlərinin müqayisəsi və həmçinin parallaksın qiymətindən istifadə etməklə HD161796 ulduzunun effektiv temperaturu və səthində ağırlıq qüvvəsinin təcili təyin edilmişdir:

$$T_{\text{eff}}=6500\pm 200\text{K}, \log g=1.2\pm 0.2.$$

Alınmış nəticələrdən gələcəkdə ulduzun kimyəvi tərkibinin öyrənilməsində və nəzəri modelinin qurulmasında istifadə etmək olar.

1. W.P.Bidelman. *Spectral Classification of Stars Listed in Miss Payne's Catalogue of C Stars*, *Astrophysical Journal*, **113** (1951) 304-308.
2. A.Bartkevicius. *Catalogue of Population II A-F supergiants - UU Herculis and related stars*, *Baltic Astronomy*, **1** (1992), pp.194-215.
3. T.Kipper. *Optical Spectrometry of the Post-Agb Star HD 161796*, *Baltic Astronomy*, **16** (2000) 191-198.
4. R.E.Molina. *An approach to effective temperature and surface gravity in post-AGB and RV Tauri stars in the near-IR region*, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*, **48** (2012), pp.95-107.
5. 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.
6. А.Г.Галазутдинов. *Система обработки Эшелле-спектров DECH20*, *Препринт САО*, № 92 (1992).
7. J.D.Fernie. *New UBVR photometry for 900 supergiants*, *Astrophysical Journal Supplement Series*, **52** (1983) 7-22.
8. L.S.Kurucz. CD-ROM, № 13 (2004).
9. F.Leeuwen. *Validation of the new Hipparcos reduction*, *Astronomy and Astrophysics*, **474** (2007) 653-664.
10. J.D.Fernie. *Photometric Data for 139 Supergiants*, *The Astronomical Journal*, **77** (1972) 150-151.
11. A.Claret. *New grids of stellar models including tidal-evolution constants up to carbon burning. I. From 0.8 to 125 M_{sun} at $Z=0.02$* , *Astronomy and Astrophysics*, **424** (2004) 919-925.
12. Х.М.Микаилов, В.М.Халилов, И.А.Алекберов. *Эшелле – спектрометр фокуса кассегрена 2–х метрового телескопа ШАО НАН Азербайджана*, *ŞAR Sirkulyarı*, №109 (2005) 21-29.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ АТМОСФЕРНЫХ ПАРАМЕТРОВ ЗВЕЗДЫ HD 161796 (F3 Ib)

А.Р.ГАСАНОВА, А.М.ХАЛИЛОВ, Г.М.ГАДЖИЕВА

На основе спектрограмм, полученных на 2-м телескопе Шамахинской Астрофизической Обсерватории (ШАО), исследованы звезды HD161796. Используя сравнение наблюдательных и теоретических данных, некоторых спектральных и фотометрических параметров, характеризующих атмосферу звезды, а также применяя величину параллакса, определили эффективную температуру и ускорение силы тяжести этой звезды: $T_{\text{eff}}=6680\pm 200\text{K}$, $\log g=1.8\pm 0.2$.

DETERMINATION OF ATMOSPHERIC PARAMETERS OF STAR HD 161796 (F3 Ib)

A.R.HASANOVA, A.M.KHALILOV, G.M.HAJIYEVA

Star HD161796 has been investigated on the basis of the spectrograms Shamakhy Astrophysical Observatory (ShAO). The effective temperature and surface gravity of this star as well: $T_{\text{eff}}=6680\pm 200\text{K}$, $\log g=1.8\pm 0$ have been determined using comparison of the observational and theoretical given, some spectral and photometric parameters characterizing atmospheres of the star, and application of a method of a parallax.

Редактор: к.ф.-м. н. Б.Рустамов

UOT.524

HD188001 VƏ HD178129 İFRATNƏHƏNG ULDUZLARININ TƏDQIQI

Y.M.MƏHƏRRƏMOV

*AMEA N.Tusi adına Şamaxı Astrofizika Rəsədxanası
AZ5626, Şamaxı r., Y.Məmmədaliyev qəs.
y_meherrmov@rambler.ru*

Daxil olub: 18.05.2015
Çapa verilib: 22.06.2015

REFERAT

Bu işdə HD188001 və HD178129 ifratnəhəng ulduzları haqqında qısa məlumatlar və onların ŞAR-da 2014-cü ildə alınmış spektrlərində maraqlı xüsusiyyətlər təqdim olunur. Aşkar olunmuşdur ki, tədqiq olunan ulduzların spektrlərində H_{α} xəttinin profilinin strukturu qısa zamanda dəyişir. Bundan əlavə, bu ulduzların spektrlərində H_{α} , H_{β} və HeI xətləri tədqiq edilərkən müəyyən edilmişdir ki, bu xətlərdə şüa sürəti və spektral parametrlərin qiymətləri güclü dəyişkənliyə malikdir.

Açar sözlər: İfratnəhəng, H_{α} xəttinin profili, şüa sürəti, spektral parametrlər.

GİRİŞ

Müxtəlif tədqiqatçılar tərəfindən HD188001 (9 Sge) və HD178129 ($V^{*}1403$ Aql) ifratnəhəng ulduzlarının spektral sinfi, görünən ulduz ölçüsü (m_v), mütləq ulduz ölçüsü (M_v), kütlə mərkəzinin şüa sürəti (V_r), fırlanma sürəti ($\sin i$), il ərzində kütlə itkisi (M) və digər fiziki parametrlər təyin olunmuşdur [1-18].

Hutchings, Snow, Morton, Abbott, Lamers, Nerney, Ebbets, Wilson, Dopita, Gies, Leitherer, Tarafdar, Scuderi, Underhill, Matthews, Massa, Prinja, Peri, Aslanov, Barannikov, Hobbs, Albert, Balona, Gammelgaard, Megessier və başqaları öz işlərində HD188001 və HD178129 ifratnəhəng ulduzlarının fotometrik və spektral tədqiqi, habelə onların fiziki parametrlərinin təyini ilə məşğul olmuşlar.

HD188001. SAO/NASA ADS sistemində bu ulduzun öyrənilməsinə dair ümumilikdə 300-ə yaxın elmi məqalə vardır. Aparılmış tədqiqatlar zamanı müəyyən edilmişdir ki, bu ulduz O7.5Iab spektral və işıqlıq sinfinə mənsub $m_v=6.25$, $M_v=-6.6$ olan ulduzdur [6,8,13]. Son məlumatlara görə bu ulduzun kütlə mərkəzinin sürəti $V_r=13.6$ km/s, səthində ağırlıq qüvvəsinin təcili $\log g=3.36$,

effektiv temperaturu $T_{\text{eff}}=34080$ K, kütləsi $M/M_{\odot}=63$, radiusu $R/R_{\odot}=27$, işıqlığı $\log L/L_{\odot}=5.86$, kütlə itkisi $M=0.5 \times 10^{-6} M_{\odot}/\text{il}$, fırlanma sürəti $\sin i=94$ km/s, ulduza qədər məsafə $d=2200$ pc-dir [1-18]. Bundan əlavə, fotometrik tədqiqatlar zamanı $B-V=0.01$, $U-B=-0.92$, $E(B-V)=0.32 \pm 0.05$ qiymətləri tapılmışdır [8, 16].

Lakin, qeyd olunan tədqiqatçıların işlərini araşdırarkən məlum olur ki, ulduz atmosferini xarakterizə edən fiziki parametrlərin qiymətlərində nəzərəcəpacaq dərəcədə fərqli nəticələr alınmışdır. Bu da onu göstərir ki, həmin fiziki parametrlər ya sabit deyil, ya da onların tapılması üçün tətbiq olunan nəzəri modellərdə və digər hesablamalarda müəyyən xətalər vardır. Ona görə də çoxsaylı müxtəlif nəticələr alınmışdır.

HD188001 ulduzunun atmosferini xarakterizə edən fiziki parametrlər üçün digər müəlliflərin aldığı nəticələr əsasən aşağıdakılardan ibarətdir:

Spektral sinfi O7.5Ia, O7.5Iabf, O7.5Iaf, O8I, O8If; kütlə mərkəzinin şüa sürəti $V_r=15.5$ km/s, effektiv temperaturu $T_{\text{eff}}=33000$ K, $\log T_{\text{eff}}=4.545$, $\log T_{\text{eff}}=4.519$, $\log T_{\text{eff}}=4.49$, $T_{\text{eff}}=35000$ K, $T_{\text{eff}}=34200$ K, $T_{\text{eff}}=34400$ K; kütləsi $M/M_{\odot}=46, 49, 50, 53, 61$; radiusu $R/R_{\odot}=20.5, 23.1, 24, 26, 29$; işıqlığı $\log L/L_{\odot}=5.76, 5.90$;

fırlanma sürəti $\mathcal{S}_{ini}=88\text{km/s}$, 93km/s , 110km/s , ulduza qədər məsafə $d=2400\text{pc}$, 3150pc , 3200pc və s [1-18].

Yuxarıda qeyd olunanlardan əlavə, Conti və Leep [26] göstərmişlər ki, HD188001 ulduzunun spektrlərində H_{α} xətti udulma komponenti zəif olan P Cyg tipli profildir. Müəlliflər bir neçə xətləri eyniləşdirərək qeyd etmişlər ki, spektrlərdə $\text{HeI } \lambda 5876$, $\text{HeI } \lambda 6678$, $\text{HeII } \lambda 4686$ və $\text{NIII } \lambda 4640$ xətləri udulma, CIII $\lambda 5696$ xətti isə şüalanma komponenti formasında müşahidə olunur [26].

Giesin [8] işində qeyd olunmuşdur ki, HD188001 tək ulduzdur. Ulduzun atmosferində şüa sürətinin qiymətində güclü dəyişmələr aşkar olunmuşdur. Belə ki, atmosferin ulduz küləyinin formalaşdığı yuxarı qatlarında yaranan H_{α} , H_{β} və $\text{HeI } \lambda 5876$ xətlərində, şüa sürətinin qiymətində qısamüddətli dəyişmələr müşahidə olunmuşdur [8].

Underhill [20] bir neçə xətti eyniləşdirərək H_{α} , H_{β} , H_{γ} , $\text{HeI } (\lambda 5875.62, \lambda 6678.15)$, $\text{HeII } (\lambda 4685.68, \lambda 5411.52)$, $\text{NIII } (\lambda 5320.82, \lambda 5327.18)$, $\text{CIII } (5695.92)$, $\text{CIV } (\lambda 5801.33, \lambda 5811.98)$, $\text{SiIV } (\lambda 4654.32, \lambda 6667.56, \lambda 6701.21)$ xətlərində şüa sürətində baş verən dəyişmələri tədqiq etmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, H_{α} , $\text{HeII } (\lambda 4685.68)$, $\text{NIII } (\lambda 5320.82, \lambda 5327.18)$ və $\text{CIII } (\lambda 5695.92)$ xətləri şüalanma komponenti formasında, qalanları isə udulmada müşahidə olunur. Tədqiq edilən H_{α} və $\text{HeII } (\lambda 4685.68)$ xətlərinin şüalanma komponentləri zamana görə daha çox dəyişir [19].

Underhill və Matthews bu ulduz üçün 78.74 günlük spektroskopik dəyişmə periodu tapmışlar [20]. Onlar fərz edirlər ki, bu ulduzun ətrafında təxminən $1.2 \div 1.9 M_{\odot}$ kütləyə malik ikinci komponent vardır. Eyni nəticəyə Aslanov və başqalarının, Aslanov və Barranikovun işlərində də rast gəlinir [25, 27]. Bu və digər işlərdə uyğun olaraq 32.514 və 78.3 günlük spektroskopik dəyişmə periodları tapılmış və HD188001 tutulan qoşa ulduz hesab edilmişdir [21, 24]. Bundan əlavə, Underhill öz tədqiqatlarında müəyyən etmişdir ki, bu ulduzun spektrlərində NaI D1, D2 xətlərində şüa sürəti $-6\text{km/s} \div 6\text{km/s}$ intervalında dəyişir [22].

Bagnuolo və Barry HD188001 ulduzu spektrlərində $\text{OIII } (\lambda 5592)$, $\text{CIII } (\lambda 5696)$, $\text{CIV } (\lambda 5801)$,

$\lambda 5812$) xətlərini eyniləşdirmiş və bu xətlərdə ekvivalent enin dəyişmələrini tədqiq etmişdir [23].

HD178129. SAO/NASA ADS sistemində bu ulduzun öyrənilməsinə dair ümumilikdə 15-ə yaxın elmi məqalə vardır. İstər fiziki parametrlərinin təyini, istərsə də fotometrik və spektral tədqiqatlar baxımından HD178129 ulduzu olduqca az öyrənilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, HD178129 ulduzunun spektral və işıqlıq sinfi B3Ia, görünən və mütləq ulduz ölçüləri uyğun olaraq $m_v=7.41$ və $M_v=-6.1$, kütlə itgisi $M=4 \cdot 10^{-6} M_{\odot}/\text{il}$, ulduza qədər məsafə $d=2900\text{pc}$, ulduzun kütlə mərkəzinin şüa sürəti $V_r=33.2\text{km/s}$ və $E(B-V)=0.63$ –dür [3,18].

Bundan əlavə, Hobbs bu ulduzun spektrlərində $\text{NeI } (\lambda 6382.99)$ və $\text{Si II } (\lambda 6371.36)$ xətlərində ekvivalent enin dəyişmələrini tədqiq etmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, Si II xəttində $W=(240 \pm 13)\text{mÅ}$, NeI xəttində isə $W=(18 \pm 13)\text{mÅ}$ intervalında dəyişir [28].

Hutchings [29] tədqiqatlarında HD178129 ulduzu da daxil olmaqla bir çox parlaq ulduzlarda kütlə itgisi və ulduz küləyinin xarakterini öyrənmək məqsədilə onların spektrlərində H_{β} , HeI , $\text{Mg II } (\lambda 4481)$, SiII , CII , H_{γ} , Si III , OII , NII və başqa xətlərdə şüa sürətlərinin dəyişmələrini tədqiq etmişdir. Qeyd olunur ki, alınmış bu nəticələrdən gələcəkdə belə parlaq ulduzların öyrənilməsində geniş istifadə oluna bilər.

Megessier [30] HD178129 ifratnəhəng ulduzu üçün 7 günlük yarım-periodik fotometrik dəyişkənlik aşkar etmişdir.

Beləliklə, HD188001 və HD178129 ifratnəhəng ulduzlarının tədqiqinə dair indiyədək nəşr olunmuş elmi məqalələrin təhlili göstərir ki, onların spektrlərində müşahidə olunan xətlərin tədqiqinə aid məlumatlar çox azdır. Həmin ulduzlar O və B siniflərinə mənsub isti ifratnəhənglərdir.

İşin əsas məqsədi – tədqiq olunan ulduzların Şamaxı Astrofizika Rəsədxanasının 2 metrlik teleskopunda alınmış spektrlərində seçilmiş xətlərin profillərinin quruluşu, bu xətlərdə şüa sürəti və spektral parametrləri müqayisəli şəkildə analiz etməkdən ibarətdir.

Hesab edirik ki, alınmış nəticələr tədqiq olunan ulduzların atmosferlərində gedən proseslərin öyrənilməsində əhəmiyyətli baza rolunu oynaya bilər.

MÜŞAHİDƏ MATERIALLARININ ALINMASI, İŞLƏNMƏSİ VƏ MÜZAKİRƏSİ

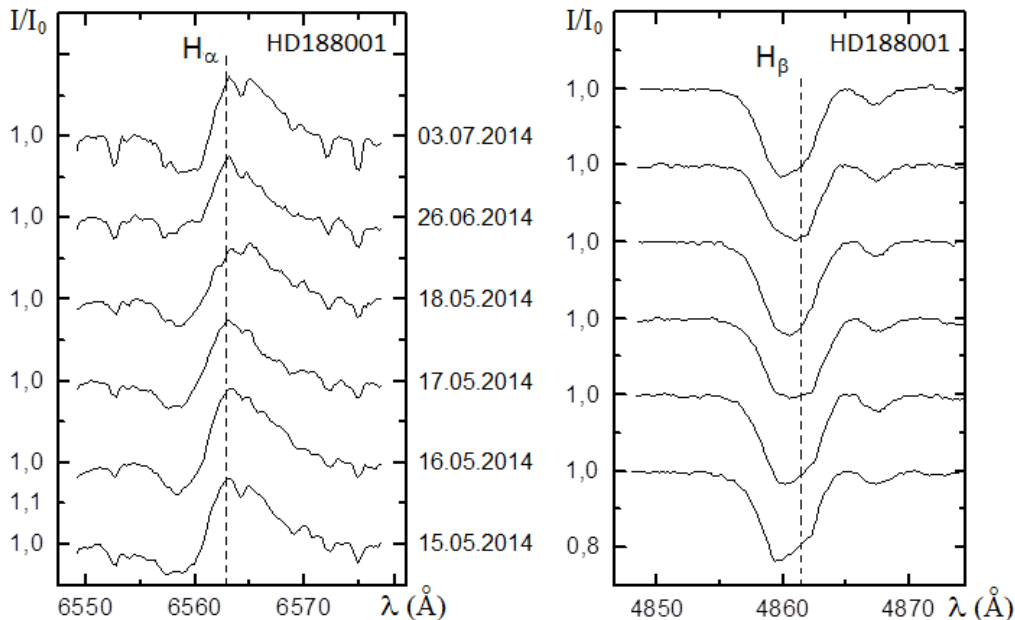
Spektroskopik tədqiqatlar baxımından maraq doğurduğuna görə ilk dəfə olaraq 2014–cü ildə N.Tusi adına Şamaxı Astrofizika Rəsədxanasının 2 metrlik teleskopunda HD188001 və HD178129 ulduzlarının spektral müşahidələri aparıldı [31]. Bütün spektrlər Dech-20 və Dech-20t paket proqramları vasitəsilə işlənmişdir [32]. $S/N=150\div 200$, ölçmələrin xətası şüa sürəti üçün $\pm 2\text{km/san}$, ekvivalent en üçün isə 5%-dən çox deyil.

İşdə müşahidə materialları əsasında aşkar edilmişdir ki, tədqiq olunan ulduzların spektrlərində H_α və H_β xətlərinin profilləri həm quruluş cəhətdən, həm də şüa sürəti və spektral parametrlərin qiymətləri baxımından kəskin dəyişkənliyə malikdir. Bunu müəyyən etmək üçün aşağıdakı müşahidə faktlarına diqqət yetirək. Qeyd edək ki, xətlərin profilləri dalğa uzunluğunda verilərkən Günəşin uyğun heliosentrik sürəti (V_a) nəzərə alınmışdır.

HD188001. Bu ulduzun spektrləri işlənərkən məlum oldu ki, bəzi xətlərin profilinin quruluşunda, o cümlədən şüa sürəti və atmosfer paramet-

rlərinin qiymətlərində dəyişkənlik baş verir. ŞAR-ın 2 metrlik teleskopunda HD188001 ulduzunun 6 günlük spektri alınmışdır.

Şəkil.1-də HD188001 ulduzunda H_α və H_β xətlərinin profilləri verilmişdir. Şəkil.1 və Cədvəl.1-dən görünür ki, hidrogenin Balmer seriyası üzrə H_α və H_β xətlərində dəyişmələr baş verir. H_α xətti çox-komponentli profildən ibarətdir. Şüa sürətinin ölçmələri göstərir ki, xəttin konturunun udulma və şüalanma hissəsində yaranmış kiçik komponentlər bənövşəyi və qırmızı tərəflərə doğru rəqsi hərəkətlər edir. Müşahidə materialları az olsa da bu prosesi diqqətlə izləsək müəyyən olunur ki, həmin komponentlər xəttin konturu üzərində rəqsi hərəkətlər etsələr də hərəkətin ümumi istiqaməti bənövşəyi tərəfə doğru yönəlmişdir. 26.06.2014 tarixli spektrdən görünür ki, H_α xəttinin udulma komponentinin qırmızı tərəfində üçüncü yeni kiçik komponent yaranmış ($V_r=-103\text{km/s}$) və növbəti 03.07.2014-cü il tarixdə o da bənövşəyi tərəfə ($V_r=-111\text{km/s}$) sürüşmüşdür. Bundan əlavə, xəttin ekvivalent eni, yarımeni və mərkəzi intensivliyinin dəyişmələri də baş verir. Lakin bu dəyişmələr arasında korrelyasiya müəyyən edilməmişdir.



Şəkil.1

HD188001 ulduzu spektrlərində H_α və H_β xətlərinin profilləri

Cədvəl 1

H α , HeI, NaI və H β xətlərində şüa sürəti və spektral parametrlərin qiymətləri

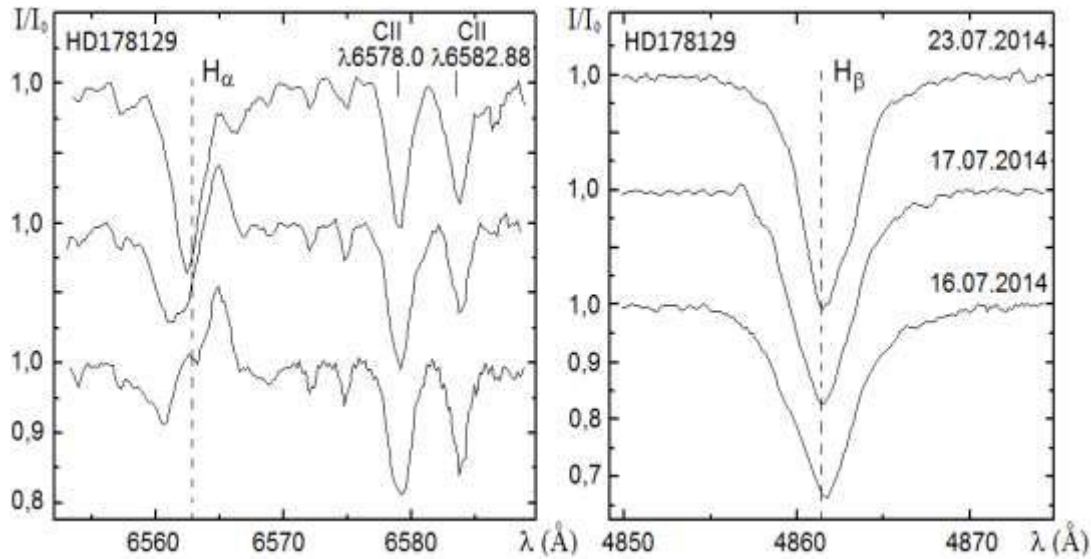
Tarix	HD188001 (9Sge)											
	H α											
	Vr(1) abs. km/s	Vr(2) abs. km/s	r _v (1) abs.	r _v (2) abs.	$\Delta\lambda_{1/2}$ abs. Å	W _{λ} abs. Å	Vr(1) em. km/s	Vr(2) em. km/s	r _v (1) em.	r _v (2) em.	$\Delta\lambda_{1/2}$ em. Å	W _{λ} em. Å
15.05.2014	-225	-161	0.93	0.93	4.7	0.34	33	118	1.16	1.14	5.9	0.92
16.05.2014	-224	-182	0.94	0.92	3.0	0.24	43	110	1.18	1.16	6.3	1.07
17.05.2014	-214	-166	0.93	0.94	3.1	0.26	28	112	1.15	1.13	4.6	0.77
18.05.2014	-229	-184	0.95	0.94	3.2	0.20	44	122	1.12	1.14	6.4	0.79
26.06.2014	-245	-204 -103	0.95	0.96	2.0	0.11	22	97	1.15	1.11	4.7	0.61
03.07.2014	-247	-189 -111	0.93	0.91	4.0	0.35	19	106	1.15	1.14	5.5	0.75

Tarix	HD188001 (9Sge)									
	HeI 5875.62				NaI D1		NaI D2		H β	
	Vr km/s	r _v	$\Delta\lambda_{1/2}$ Å	W _{λ} Å	Vr km/s	Vr km/s	Vr km/s	r _v	$\Delta\lambda_{1/2}$ Å	W _{λ} Å
15.05.2014	-6	0.70	4.2	1.47	2	0	-98	0.76	4.7	1.15
16.05.2014	13	0.69	4.0	1.40	6	5	-54	0.77	5.0	1.17
17.05.2014	17	0.69	3.7	1.40	2	1	-25	0.79	5.2	1.14
18.05.2014	-1	0.66	3.7	1.42	4	3	-29	0.76	4.7	1.19
26.06.2014	14	0.71	3.3	1.08	-3	-4	-10	0.80	4.7	0.93
03.07.2014	-7	0.68	3.6	1.29	-5	-5	-84	0.77	4.7	1.12

H β xəttinin profillərində isə - onun nüvə hissəsi (aşağı pik) gah bənövşəyi, gah da qırmızı tərəfə əyilmiş formalarda, o cümlədən simmetrik formada müşahidə olunur. Yəni, əksər hallarda asimmetriyanın olduğu tam aşkardır. Qeyd edək ki, H β xəttinin profilində də çox kiçik komponentlər vardır, lakin ayırd etmə aşağı olduğuna görə onların xarakterik xüsusiyyətlərini müəyyən etmək mümkün deyil. Şəkil.3-dən göründüyü kimi HeI və H β xətləri profillərinin quruluşunda nəzərəcərpacaq dəyişmələr yoxdur. Cədvəl.1-dəki ölçmələrdən görünür ki, NaI dubletində şüa sürəti -5÷6km/s intervalında dəyişir. HeI və H β xətlərində isə qalıq intensivliyi, xəttin yarıməni və ekvivalent eni uyğun olaraq 0.66÷0.71, 3.3Å÷4.2Å, 1.08Å÷1.47Å və 0.76÷0.80, 4.7Å÷5.2Å, 0.93Å÷1.19Å intervallarında dəyişir. Göründüyü kimi bu dəyişmələrdə kəskin fərq yoxdur. Lakin HeI və H β xətlərində şüa sürətində güclü dəyişmələr vardır. Cədvəl 1-dən məlum olur ki, HeI və H β xətlərində şüa sürəti uyğun olaraq -7÷17km/s və -98÷-10km/s intervallarında dəyişir. Müşahidə tarixlərini izləsək aydın olur ki, şüa sürəti bir gün ərzində HeI xəttində 15÷19km/s, H β xəttində isə 44km/s qədər dəyişmişdir.

HD178129. ŞAR-ın 2 metrlik teleskopunda HD178129 ulduzunun 3 gecədə alınmış spektrləri tədqiq edilmişdir. Bu ulduzun spektrində müşahidə olunan spektral xətlərin parametrlərinin çox qısa zaman intervalında spektral dəyişkənlik göstərməsi müəyyən edilmişdir.

Şəkil 2-də HD178129 ulduzunda H α və H β xətlərinin profilləri verilmişdir. Şəkil 2 və Cədvəl. 2-dən görünür ki, H α və H β xətlərində maraqlı dəyişmələr baş verir. Bəzən H α xəttinin şüalanma komponentindən qırmızı tərəfdə də zəif udulma komponenti müşahidə olunur. Qeyd edək ki, H α xətti əvvəlcə hər iki qanadında udulma olan mərkəzi şüalanma komponenti formasında, sonra normal P Cyg profil, daha sonra isə tam udulma komponenti formasında müşahidə olunmuşdur. Dəyişməni izləsək aydın olur ki, əvvəlcə udulma komponentinin dərinliyi az olmuş, sonra bu dərinlik artmağa başlamış və eyni zamanda orada ikinci zəif komponent də yaranmışdır. Daha sonra isə xəttin dərinliyi yenidən artmış və bu zaman şüalanma komponenti tamamilə itmişdir. Xəttin konturunun belə dəyişməsinə səbəb tədqiq olunan ulduzda Megessier [30] qeyd etdiyi kimi 7 günlük yarım-periodik fotometrik dəyişkənlik də səbəb ola bilər.



Şəkil 2.

HD178129 ulduzu spektrlərində H_α , H_β və CII xətlərinin profilləri

Cədvəl 2

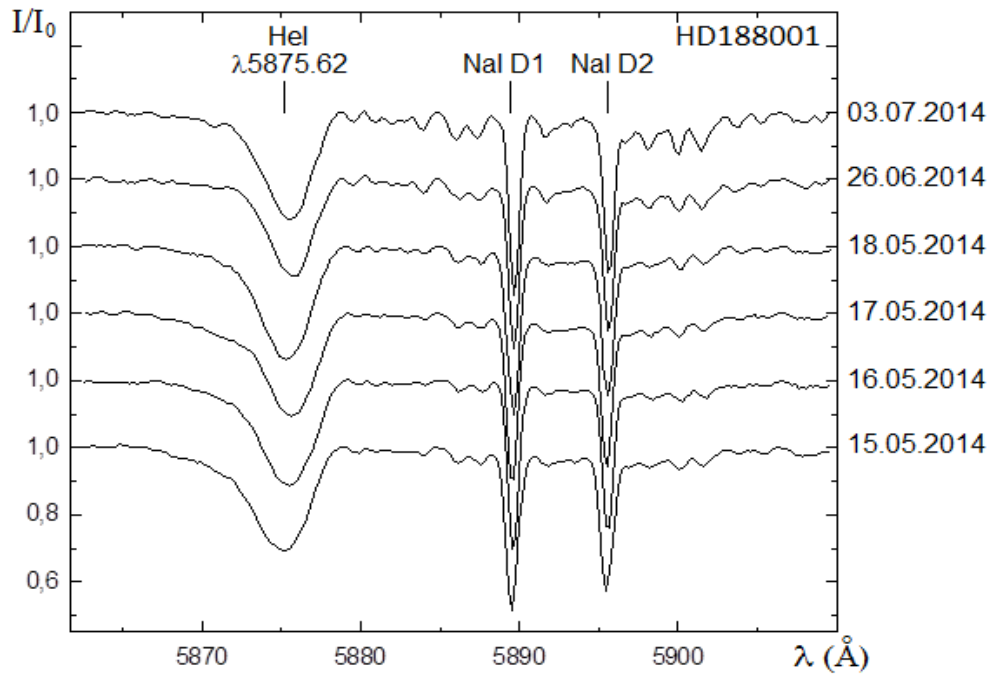
 H_α , CII, HeI, NaI və H_β xətlərində şüa sürəti və spektral parametrlərin qiymətləri

Tarix	HD178129 (V*1403 Aql)											
	H_α											
	$V_r(b)$ abs. km/s	V_r em. km/s	$V_r(q)$ abs. km/s	$r_v(b)$ abs.	r_v em.	$r_v(q)$ abs.	$\Delta\lambda_{1/2}(b)$ abs. Å	$\Delta\lambda_{1/2}$ em. Å	$\Delta\lambda_{1/2}(q)$ abs. Å	$W_\lambda(b)$ abs. Å	W_λ em. Å	$W_\lambda(q)$ abs. Å
16.07.2014	-102	91	271	0.91	1.11	0.97	2.3	1.6	2.0	0.24	0.19	0.07
17.07.2014	-80 -48	91	-	0.86 0.87	1.08	-	3.4	1.7	-	0.50	0.12	-
23.07.2014	-24	-	-	0.73	-	-	2.7	-	-	0.82	-	-
Tarix	HD178129 (V*1403 Aql)											
	CII 6578.05		CII 6582.88		HeI 5875.62Å			NaI D1		NaI D2		
	V_r km/s	V_r km/s	V_r km/s	r_v	$\Delta\lambda_{1/2}$ Å	W_λ Å	V_r km/s	V_r km/s	V_r km/s	r_v	$\Delta\lambda_{1/2}$ Å	W_λ Å
16.07.2014	49	37	42	0.62	2.4	0.99	0	1	17 21	0.66	4.3	1.71
17.07.2014	45	37	40	0.57	2.4	1.13	3	3	4	0.63	4.2	1.70
23.07.2014	42	34	27	0.60	2.4	1.08	0	2	3	0.59	3.7	1.73

Təəssüf ki, müşahidə materiallarının az olması, həmçinin [30] -da sıfır-punktun verilməməsi səbəbindən bunu araşdırmaq mümkün deyil. Oeyd edək ki, həmin vaxtlarda CII və NaI xətlərində hər hansı dəyişmələr müşahidə olunmamışdır (Şəkil.2 və 4). HeI xəttində isə H_α xətti tam udulma komponenti formasında müşahidə olunarkən şüa sürəti nəzərəcarpacaq dərəcədə azalmışdır. Cədvəl.2-dən məlum olur ki, H_β xəttində spektral

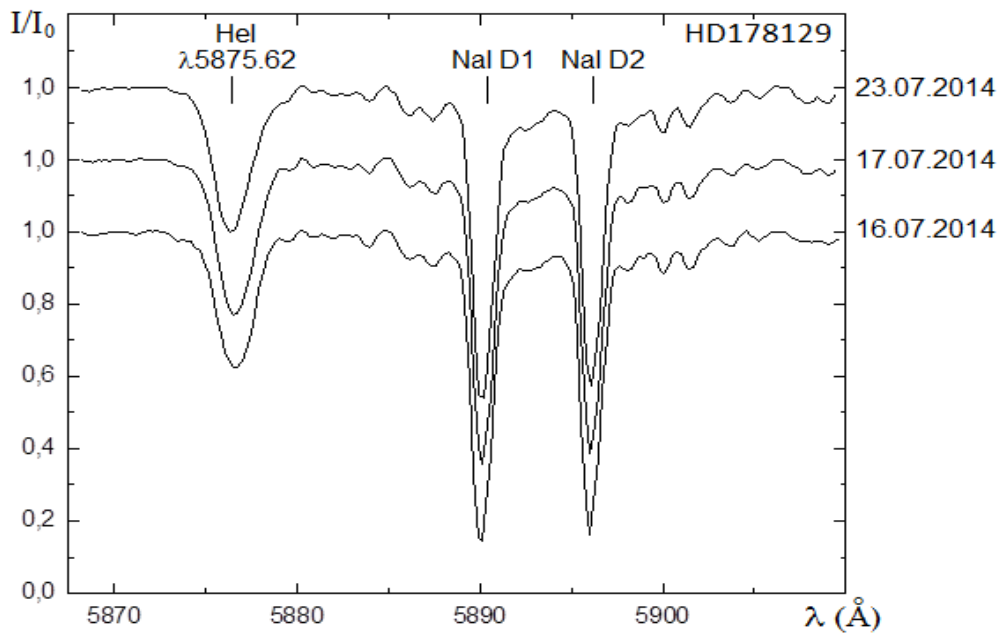
parametrlərin (r_v , $\Delta\lambda_{1/2}$, W_λ) qiymətlərində əhəmiyyətli dəyişmələr baş verməmişdir. Lakin şüa sürəti bir gün ərzində 13÷17 km/s dəyişmə göstərmişdir.

Aparılmış tədqiqatlar göstərir ki, HD188001 və HD178129 ifratnəhəng ulduzları atmosferlərində H_α , H_β və HeI xətlərinin formalaşdığı effektiv qatlarda (yuxarı qatlarda) dəyişmələr daha aktivdir.



Şəkil 3

HD188001 ulduzu spektrlərində HeI və NaI xətlərinin profilləri



Şəkil 4

HD178129 ulduzu spektrlərində HeI və NaI xətlərinin profilləri

Məlumdur ki, ifratnəhəng ulduzlarda şüalanma selinin və eləcə də maddə axınının (ulduz küləyinin) dəyişməsi atmosferin yuxarı qatlarında və örtükdə müvafiq dəyişmələr yaradır [33]. Nəticədə, əsasən H_{α} xəttinin udulma və şüalanma

komponentləri dəyişərək müxtəlif formalarda müşahidə olunur. Bundan əlavə, tədqiq olunan ulduzlarda H_{β} xəttinin nüvəsində kiçik detalların yaranması və itməsi, nüvənin (pikin) bənövşəyi və qırmızı tərəflərə əyilməsi, o cümlədən HeI xəttində

şüa sürətinin dəyişməsi göstərir ki, bu ulduzların atmosferlərinin yuxarı qatlarında güclü maddə axınları (sıçrayışlı atılmalar) mövcuddur. Hesab edirik ki, HD188001 və HD178129 ifratnəhəng ulduzları spektrlərində H_α və H_β xətləri profil-lərindəki sürətli dəyişkənliklər, həmin ulduzların atmosferinin qeyri-stasionarlığı - yuxarı qatlarda güclü maddə axınlarının və örtüyün həyəcanlan-masının nəticəsi kimi izah oluna bilər. Bu hadisə-lərin ətraflı araşdırılması məqsədi ilə ŞAR-da qeyd olunan ulduzların müntəzəm spektral və foto-metrik müşahidələrinin aparılması nəzərdə tutulur.

NƏTİCƏ

1. HD188001 və HD178129 ifratnəhəng ulduz-larının spektrlərində H_α və H_β xətləri profil-lərinin strukturu və şüa sürəti çox qısa zaman intervalında güclü dəyişkənlik göstərir.

2. Ardıcıl gecələrdə ən çox dəyişmələr şüa sürə-tində baş verir: HD188001 ulduzu üçün bir gün ərzində şüa sürətinin dəyişməsi H_α xəttin-də $\Delta V_r = 15 \div 21 \text{ km/s}$, H_β xəttində isə $\Delta V_r = 44 \text{ km/s}$ -dir. HD178129 ulduzu üçün H_α xəttində $\Delta V_r = 22 \text{ km/s}$, H_β xəttində isə $\Delta V_r = 13 \div 17 \text{ km/s}$ qədər dəyişmə göstərir. HeI $\lambda 5875.62$ xəttində şüa sürətlərində də sıçrayış-lı dəyişmələr müşahidə olunmuşdur.
3. H_α , H_β və HeI xətlərində baş verən qısa müd-dətli dəyişmələr isti ifratnəhəng ulduzlarda at-mosferin qeyri-stasionarlığı, həmçinin bu xə-tlərin yarandığı effektiv qatlarda güclü maddə axınlarının olması ilə izah oluna bilər.

Bu iş Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyası-nın prioritet istiqamətlər üzrə elmi layihəsi tərəfin-dən dəstəklənir.

1. D.Ebbets, *The structure and variability of H_α emission in early-type supergiants*, *Astro-physical Journal, Supplement series*, **48** (1982) 399-414.
2. I.R.G.Wilson and M.A.Dopita, *An empirical in-vestigation of mass-loss in OB stars*, *Astronomy and Astrophysics*, **149** (1985) 295-304.
3. J.B.Hutchings, *Stellar winds from hot supergi-ants*, *The Astrophysical Journal*, **203** (1976) 438-447.
4. T.P.Snow, Jr., and D.C.Morton, *Copernicus ul-traviolet observations of mass-loss effects*, *The Astrophysical Journal, Supplement series*, **32** (1976) 429-465.
5. D.C.Abbott, *The terminal velocities of stellar winds from early-type stars*, *The Astrophysical Journal*, **225** (1978) 893-901.
6. M.A.T.Groenewegen, H.J.G.L.M.Lamers, A.W.A.Pauldrach, *The winds of O stars. II. The terminal velocities of stellar winds of O-type stars*, *Astronomy and Astrophysics*, **221** (1989) 78-88.
7. S.Nerney, *Stellar winds, fast rotators, and mag-netic acceleration*, *The Astrophysical Journal*, **242** (1980) 723-737.
8. D.R.Gies, *The kinematical and binary properties of association and field O stars*, *The Astrophysi-cal Journal, Supplement series*, **64** (1987) 545-563.
9. C.Leitherer, *H_α as a tracer of mass loss from OB stars*, *The Astrophysical Journal*, **326** (1988) 356-367.
10. S.P.Tarafdar, *A unified formula for mass-loss rate of O to M star*, *The Astrophysical Journal*, **331** (1988) 932-938.
11. S.Scuderi, G.Bonanno, R.Di.Benedetto, D.Spa-daro, and N.Panagia, *H_α observations of early-type stars*, *The Astrophysical Journal*, **392** (1992) 201-208.
12. E.Ya.Vilkoviskij and L.V.Tambovtseva, *Vari-ability and theoretical upper limit of the mass loss rate in OB stars*, *Astronomy and Astrophysics, Suppl. Ser.*, **94** (1992) 109-120.
13. H.J.G.L.M.Lamers and C.Leitherer, *What are the mass-loss rates of O stars? The Astrophysi-cal Journal*, **412** (1993) 771-791.
14. H.J.G.L.M.Lamers, S.Haser, A.de Koter, C.Leitherer, *The ionization in the winds of O stars and the determination of mass-loss rates from ultraviolet lines*, *The Astrophysical Jour-nal*, **516** (1999) 872-886.
15. A.W.Fullerton, D.L.Massa, R.K.Prinja, *The dis-cordance of mass-loss estimates for galactic O-type stars*, *The Astrophysical Journal*, **637** (2006) 1025-1039.
16. M.V.McSwain, T.S.Boyajian, E.D.Grundstrom, and D.R.Gies, *A spectroscopic study of field and run away OB stars*, *The Astrophysical Journal*, **655** (2007) 473-483.

17. C.S.Peri, P.Benaglia, D.P.Brookes, I.R.Stevens, N.L.Isequilla, *E-BOSS: an Extensive stellar BOw Shock Survey: I. Methods and first catalogue*, *Astronomy & Astrophysics*, **538** A108 (2012) 1-13.
18. L.M.Hobbs and C.E.Albert, *On absorption by hot interstellar GAS. II. [FeXIV] λ 5303*, *The Astrophysical Journal*, **281** (1984) 639-643.
19. A.B.Underhill, *A study of the spectra of seven Of stars. I. Radial velocities*, *The Astrophysical Journal, Suppl. Ser.*, **100** (1995) 433-460.
20. A.B.Underhill and J.M.Matthews, *A spectroscopic orbit for the O8If star 9 Sge*, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **107** (1995) 513-516.
21. A.B.Underhill and J.M.Matthews, *HD188001 9 Sge – An O8If Runaway Binary star*, *ASP Conference Series*, **90** (1996) 1-3.
22. A.B.Underhill, *A new puzzle regarding the diffuse interstellar bands*, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **108** (1996) 92.
23. W.G.Bagnuolo, D.J.Barry, *Plasketts star (HD47129) still more curious*, *The Astrophysical Journal*, **469** (1996) 347-354.
24. A.A.Barannikov, *Search for photometric eclipses of the runaway star 9 Sge*, *Comissions 27 and 42 of the IAU information bulletin on variable stars*, Konkoly Observatory, Budapest, **5665** (2005) 1-4.
25. A.A.Aslanov, A.A.Barannikov, *Possible periodic variability of the radial velocity and luminosity of the runaway Of star HD188001 (9 Sge)*, *Astronomy letters*, **18** (1992) 58-62.
26. P.S.Conti, and E.M.Leep, *Spectroscopic observations of O-type stars. V. The hydrogen lines and λ 4686HeII*, *The Astrophysical Journal*, **193** (1974) 113-124.
27. A.A.Aslanov, L.N.Kornilova, and A.M.Cherepashchuk, *A search for relativistic companions of runaway OB stars*, *Astronomy Letters*, **10** (1984) 278-281.
28. L.M.Hobbs, *On absorption by hot interstellar GAS. I. [FeX] λ 6375*, *The Astrophysical Journal*, **280** (1984) 132-138.
29. J.B.Hutchings, *Spectroscopic measurements of OB supergiants*, *Dominion Astrophysical Observatory Victoria*, **XIV** №16 (1976) 355-366.
30. C.Megessier, *Photometric variations of the supergiant B3Ia HD178129*, *Comissions 27 of the IAU information bulletin on variable stars*, Konkoly Observatory, Budapest, **2689** (1985) 1-4.
31. Х.М.Микаилов, В.М.Халилов, И.А.Алекберов, *Эшелле – спектрометр фокуса кассегрена 2-х метрового телескопа ШАО НАН Азербайджана*, *ŞAR Sirkulyarı*, №109 (2005) 21-29.
32. А.Г.Галазутдинов, *Система обработки Эшелле-спектров DECH20*, *Препринт САО*, № 92 (1992).
33. К.Де Ягер, *Звезды наибольшей светимости*. Москва, Мир, (1984) 493.

INVESTIGATION OF THE SUPERGIANT STARS HD188001 AND HD178129

Y.M.MAHARRAMOV

The information about HD188001 and HD178129 stars and interesting spectral features which obtained at the ShAO in 2014 has been presented. It has been revealed that the profile of the H_{α} line indicated variable structure for a short time in the spectra of the stars. In addition, researching the H_{α} , H_{β} and HeI lines in the spectra of these stars has been revealed that values of the radial velocity and spectral parameters in these lines have strong variability.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗВЕЗД СВЕРХГИГАНТОВ HD188001 И HD178129

Я.М.МАГЕРРАМОВ

В данной работе представлены сведения о звездах сверхгигантах HD188001 и HD178129 и об интересных особенностях наблюдаемых в спектрах полученных в 2014 году в ШАО. Было выявлено, что профили линии H_{α} типа Р Суг имеют структуры меняющиеся за короткое время в спектрах исследуемых звезд. Кроме того, при изучении линий H_{α} , H_{β} и HeI в спектре этой звезды выявлено, что происходят сильные изменения значений лучевых скоростей и спектральных параметров этих линий.

Редатор: д. н. по физике А.Халилов

MÜNDƏRİCAT

Güclü maqnit sahəsində ifratqəfəslərdə spin parçalanması nəzərə alınmaqla Fermi səviyyəsi S.R.Fiqarova, M.M.Mahmudov.....	3
AdS/KXD–nin yumşaq divar modelində ρ -mezon-nuklon-delta barion qarşılıqlı təsir sabiti İ.İ.Atayev, N.C.Hüseynova, Ş.Ə.Məmmədov.....	8
TlInS ₂ kristalının təməl prinsiplərdən elektron spektrinin və hal sıxlığının hesablanması N.A.İsmayılova, H.S.Orucov.....	15
Gümüş nano-zərrəciklərli plazmon silisium günəş elementləri T.C.Cəfərov, A.M.Paşayev, B.H.Tağıyev, Ş.S.Aslanov, Ş.X.Rəhimov, Ə.Ə.Əliyev.....	20
Ge _x As _y Se _(1-x-y) şüşələrdə atomların radial paylanma funksiyaları S.İ.Mehdiyeva, E.A.Məmmədov, A.E.Məmmədova.....	27
İzopropil spirti molekulunun qoş-konformerinin fırlanma spektri A.Ə.Adilov, Ç.O.Qacar, F.H.Məmmədov, A.S.Həsənova.....	32
InSb maya kristalının istifadəsi ilə ikinci komponentlə qidalandırılan ərintidən alınan InSb-AlSb monokristallarında komponentlərin paylanmasının modelləşdirilməsi P.H.Əjdərov, M.Ə.Əkpərov, Ə.İ.Ələkpərov, Z.M.Zəhrəbəyova.....	36
Qamma şüalanmanın təsiri ilə H ₂ O ₂ mühitində oksidləşmədən sonra Ni-P təbəqəsinin səthində yaranan oksidlərin tədqiqi A.A.Qəribov, T.N.Ağayev, M.Y.Haşemi.....	40
Termik işlənmə keçmiş Sn _{1-x} Mn _x Te monokristallarının Bi-Sn ərintisi ilə kontaktının elektrik xassələri T.C.Əliyeva, G.C.Abdinova, N.M.Axundova, C.Ş.Abdinov.....	46
Elektrod boşluğunun seolit dielektrik nüfuzluğunun qiymətinə təsiri V.İ.Orbux, Q.M.Eyvazova, M. B. Muradov, N.N.Lebedeva, B.G.Salamov.....	51
Nano-dioksid sirkoniumda faza keçidlərinin tədqiqi A.A.Qəribov, T.N.Ağayev, G.T.İmanova, İ.A.Məmmədyarova.....	55
TlSe-YbSe sistemində faza tarazlığının öyrənilməsi, TlYbSe ₂ kristalının elektrik və maqnit xassələri F.M.Seyidov, E.M.Kərimova, R.Z.Sadıxov, R.Q.Vəliyev, N.Z.Həsənov, K.M.Hüseynova.....	61
Asetonun mezonizmalı dielektrik spektroskopiyası S.T.Əzizov, K.Ə. Zülfüqaradə, O.Ə. Əliyev, Ç.O. Qacar.....	66
InSe nanozərrəciklərinin elektrik və optik xassələri A.Q.Kazımzadə, M.Karabulur, A.X.Dinçer, V.M.Salmanov, M.A.Cəfərov, A.Q.Hüseynov, R.M.Məmmədov, A.M.Əliyeva.....	74
İkitip keçiricilikli aşqarlı yarımkəçiricilərdə dayanıqsız termorekombinasiya dalğaları E.R. Həsənov, R.K.Mustafayeva, A.V.İslamzadə.....	83
Pb _{1-x} Sn _x Se/PbSe _{1-x} Sn _x /BaF ₂ izoperiodik heteroqəçidləri H.R.Nuriyev, N.V.Fərəcov, S.S.Fərzəliyev.....	88
Qeyri-nyuton mayenin dairəvi silindrik borularda hərəkəti zamanı yaranan özlük Q.T.Həsənov, A.N.Cəfərova, M.Ə.Cəfərova.....	92
Enerji mənbələri üçün istifadə oluna bilən polimer-seqnetopyezokeramika əsasında elektret kompoziti M.Ə.Qurbanov, Z.A.Dadaşov, F.N. Tatardar, İ.S. Ramazanova, A.A.Bayramov, E.Q.Həşimov.....	98
Yarımkəçirici-metal tipli GaSb-CrSb evtektik kompozitin termodinamik xassələri R.N.Rəhimov, İ.X.Məmmədov*, M.V.Kazımov D.H.Araslı, A.Aə.Xəlilova.....	104
Şüşəvari SiO ₂ əsasında iki və üç komponentli şüşəyəbənzər sistemlərin aşağı temperaturalarda istilik tutumunun anomaliyası N.N.Əliyev.....	108
K _{0.965} Rb _{0.035} NO ₃ kristallarında quruluş faza çevrilmələri V.İ.Nəsirov, R.B.Bayramov.....	112
Çoxelektrodlı kompozitli elektrikqızdırıcılarının elektrik və konstruktiv parametrlərinin hesablanma modeli S.A.Hüseynova, T.M.Xalina.....	119

Yarımkeçirici kvant diskdə fononlar vasitəsilə elektronların relaksasiyası	
H.B.İbrahimov, R.Q.Abaszadə.....	124
Spektroskopik ellipsometriya ölçmələrinin tədqiqində"Graphical analysis" proqramının tətbiqinin üstünlükləri	
<u>O.R.Əhmədov</u> , M.H.Hüseynəliyev, N.M.Abdullayev, X.N. Xəlilova, N.A.Qasimov.....	128
Yarımmaqnit yarımkeçiricilərdə paramaqnit ionların nüvə maqnit rezonansının nəzəriyyəsi	
M.N.Əliyev.....	132
IL CEP A ulduzunun optik spektrinin dəyişkənliyi. I. Hidrogenin H_{α} və H_{β} xətləri	
N.Z.İsmayılov, O.V.Xəlilov, G.R.Bahəddinova.....	136
Meteorid selləri komet nüvələrindəki aktiv proseslərin mümkün faktoru kimi	
Ə.S.Quliyev, G.İ.Koxirova, Ü.C.Poladova.....	148
HD 161796 (F3 Ib) ulduzunun atmosfer parametrlərinin təyini	
Ə.R.Həsənova, Ə.M.Xəlilov, G.M.Hacıyeva.....	153
HD188001 VƏ HD178129 ifratnəhəng ulduzlarının tədqiqi	
Y.M.Məhərrəmov.....	158

CONTENTS

Fermi level in superlattices in strong magnetic field taking into account spin splitting S.R.Figarova, M.M.Mahmudov.....	3
ρ -meson- nucleon–delta baryon coupling constant for the soft-wall AdS/QCD model I.I.Atayev, N.J. Huseynova, Sh.A.Mamedov.....	8
Electron spectrum and dos calculations for TlInS ₂ crystal from first principles N.A.Ismayılova, G.S.Orudzhiev.....	15
Silicon plasmon solar cells with silver nanoparticles T.D.Dzhafarov, A.M.Pashaev, B.G.Tagiev, S.S.Aslanov, S.H.Ragimov, A.A.Aliev.....	20
Atomic radial distribution functions of Ge _x As _y Se _(1-x-y) glasses S.I.Mehdiyeva, E.A.Mammadov, A.E.Mammadova.....	27
The rotational spectrum of gauche-isopropyl alcohol (CH ₃) ₂ CHOH A.A.Adilov, Ch.O.Qajar, F.H.Mammadov, A.S.Qasanova.....	32
Study of oxides formed on electroless Ni-p layer after oxidation in H ₂ O ₂ solution with gamma irradiation A.A.Garibov, T.N.Agayev, M.Y.Hashemi.....	36
Modeling of components distribution in InSb-AlSb solid solution crystals grown by the feeding of the melt with the second component method using InSb seed P.G.Azhdarov, M.A.Akperov, A.I.Alekperov, Z.M.Zakhrabekova.....	40
Electrical properties contact annealed single crystals Sn _{1-x} Mn _x Te alloyed Bi-Sn T.D.Alieva, G.D.Abdinova, N.M.Akhundova, D.Sh.Abdinov.....	46
The influence of electrode gap on the dielectric constant of the zeolite V.I.Orbukh, G.M.Eyvazova, N.N.Lebedeva, M.B.Muradov, B.G.Salamov.....	51
Investigation of phase transitions in nano-zirconium dioxide A.A.Garibov, T.N.Agayev, G.T.Imanova, I.A.Mammadyarova.....	55
The study of phase equilibrium in the system TlSe-YbSe, electrical and magnetic properties of TlYbSe ₂ crystal F.M.Seyidov, E.M.Kerimova, R.Z.Sadixov, R.G.Veliyev, N.Z.Gasanov, K.M.Guseynova.....	61
Dielectric spectroscopy of mesaorder in Acetone S.T.Azizov, K.E.Zhulfugarzade, O.A.Aliev, Ch.O.Kadjar.....	66
Electrical and optical properties of InSe nanoparticles A.G.Kyazym-Zade, M.Karabulur, A.X.Dincher, V.M.Salmanov, M.A.Jafarov, A.G.Huseynov, R.M.Mamedov, A.M.Alieva.....	74
Unstable thermorecombination waves in impurity semiconductors with two types of current of carries E.R.Hasanov, R.K.Mustafaev, A.V.Islamzade.....	83
Isoperiodic heterojunction Pb _{1-x} Sn _x Se/PbSe _{1-x} Sn _x /BaF ₂ H.R.Nuriyev, N.V.Farajov, S.S.Farzaliyev.....	88
The viscosity of non-newtonian fluid in the flow of a round cylindrical tube G.T.Hasanov, A.N.Jafarova, M.A.Jafarova.....	92
Electret polymer-ferroelectricceramicscomposite for energy source M.A.Kurbanov, Z.A.Dadashov, F.N.Tatardar, I.S.Ramazanova, A.A.Bayramov, E.G.Gashimov.....	98
Thermodynamic properties of GaSb-CrSb semiconductive-metal type eutectic composite R.N.Rahimov, I.Kh.Mammadov, M.V.Kazimov, D.H.Arasly, A.A.Khalilova.....	104
Anomaly in heat capacity of SiO ₂ -Al ₂ O ₃ , SiO ₂ -TiO ₂ , SiO ₂ -B ₂ O ₃ – Na ₂ O and SiO ₂ -Al ₂ O ₃ -Na ₂ O glass like systemes at low temperatures N.N.Aliyev.....	108
Structural phase transformations in K _{0.965} Rb _{0.035} NO ₃ V.I.Nasirov, R.B.Bayramov.....	112
Model for calculating the electric and contructural parameters of multi-electrode composite electric radiators S.A.Huseynova, T.M.Khalina.....	119
Phonon–induced electron relaxation in a semiconductor quantum disk G.B.Ibragimov, R.G.Abaszade..	124

CONTENTS

Advantages to use the "Graphical analysis" program in data processing in spectroscopy ellipsometric research

O.R.Ahmadov, M.H.Huseynaliyev, N.M.Abdullayev, X.N.Chalilova, N.A.Gasimov.....	128
Theory of the magnetic resonance of paramagnetic ion nuclei in semimagnetic semiconductors	
M.N.Aliyev.....	132
Optical spectrum variability of IL Cep A. I. The H_{α} and H_{β} lines of hydrogen	
N.Z.İsmailov, O.V.Khalilov, G.R.Bahaddinova.....	136
On possible role of meteor streams in the splitting of cometary nuclei	
A.S.Guliyev, G.I.Kokhirova, U.J.Poladova.....	148
Determination of atmospheric parameters of star HD 161796 (F3 Ib)	
A.R.Hasanova, A.M.Khalilov, G.M.Hajiyeva.....	153
Investigation of the supergiant stars HD188001 and HD178129	
Y.M.Maharramov.....	158

СОДЕРЖАНИЕ

Ферми электронного газа в сверхрешетках в сильном магнитном поле с учетом спинового расщепления С.Р.Фигарова, М.М.Махмудов.....	3
Константа взаимодействия ρ -мезона с нуклоном и дельта барионом в модели мягкой стены АдС/ КХД И.И.Атаев, Н.Дж.Гусейнова, Ш.А.Мамедов.....	8
Расчеты из первых принципов электронного спектра и плотности состояний кристалла TlInS_2 Н.А.Исмайылова, Г.С.Оруджев.....	15
Плазмонные кремниевые солнечные элементы с серебряными наночастицами Т.Д.Джафаров, А.М.Пашаев, Б.Г.Тагиев, Ш.С.Асланов, Ш.Х.Рагимов, А.А.Алиев.....	20
Функции радиального распределения атомов в стеклах $\text{Ge}_x\text{As}_y\text{Se}_{(1-x-y)}$ С.И.Мехтиева, Э.А.Маммадов, А.Э.Маммадова.....	27
Вращательный спектр гош-конформера молекулы изопропилового спирта А.А.Адилов, Ч.О.Каджар, Ф.Х.Маммадов, А.С.Гасанова.....	32
Моделирование распределения компонентов в кристаллах твердых растворов InSb-AlSb , выращенных методом подпитки расплава вторым компонентом с использованием InSb затравки П.Г.Аждаров, М.А.Акперов, А.И.Алекперов, З.М.Захрабекова.....	36
Изучение оксидов на поверхности Ni-P слоя после окисления в растворе под действием гамма облучения А.А.Гарибов, Т.Н.Агаев, М.И.Хашеми.....	40
Электрические свойства контактов отожженных монокристаллов $\text{Sn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ со сплавом Bi-Sn Т.Д.Алиева, Г.Д.Абдинова, Н.М.Ахундова, Д.Ш.Абдинов.....	46
Влияние приэлектродного зазора на определение диэлектрической проницаемости в цеолите В.И.Орбух, Г.М.Эйвазова, Н.Н.Лебедева, М.Б.Мурадов, Б.Г.Саламов.....	51
Фазовые переходы в нано-диоксиде циркония А.А.Гарибов, Т.Н.Агаев, Г.Т.Иманова, И.А.Мамедьярова.....	55
Изучение фазовых равновесий в системе TlSe-YbSe , электрические и магнитные свойства кристалла TlYbSe_2 Ф.М.Сеидов, Э.М.Керимова, Р.З.Садыхов, Р.Г.Велиев, Н.З.Гасанов, К.М.Гусейнова.....	61
Диэлектрическая спектроскопия мезопорядка в ацетоне С.Т.Азизов, К.Э.Зульфугарзаде, О.А.Алиев, Ч.О.Каджар.....	66
Электрические и оптические свойства наночастиц InSe А.Г.Кязым-Заде, М.Карабулур, А.Х.Динчер, В.М.Салманов, М.А.Джафаров, А.Г.Гусейнов, Р.М.Мамедов, А.М.Алиева.....	74
Неустойчивые терморекомбинационные волны в примесных полупроводниках с двумя типами носителей тока Э.Р.Гасанов, Р.К.Мустафаева, А.В.Исламзаде.....	83
Изопериодическая гетероструктура $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}/\text{PbSe}_{1-x}\text{S}_x/\text{BaF}_2$ И.Р.Нуриев, Н.В.Фараджев, С.С.Фарзалиев.....	88
Вязкость при течении неньютоновской жидкости по круглым цилиндрическим трубам Г.Т.Гасанов, А.Н.Джафарова, М.А.Джафарова.....	92
Электретный композит полимер-сегнетопьезокерамика и возможности его исследования как источника энергии М.А.Гурбанов, З.А.Дадашев, Ф.Н.Татардар, И.С.Рамазанова, А.А.Байрамов, Э.Г.Гашимов.....	98
Термодинамические свойства эвтектического композита GaSb-CrSb типа полупроводник-металл Р.Н.Рагимов, И.Х.Мамедов, М.В.Кязымов, Д.Г.Араслы, А.А.Халилова.....	104
Аномалия теплоемкости стеклообразных систем $\text{SiO}_2\text{-Al}_2\text{O}_3$, $\text{SiO}_2\text{-TiO}_2$,	

SiO ₂ –B ₂ O ₃ –Na ₂ O и SiO ₂ – Al ₂ O ₃ –Na ₂ O при низких температурах Н.Н.Алиев.....	108
Структурные фазовые превращения в кристаллах K _{0,965} Rb _{0,035} NO ₃ В.И.Насиров, Р.Б.Байрамов.....	112
Модель для расчета электрических и конструкционных параметров многоэлектродных композиционных электрообогревателей С.А.Гусейнова, Т.М.Халина.....	119
Электронная релаксация, вызываемая фононами в полупроводниковом квантовом диске Г.Б.Ибрагимов, Р.Г.Абасзаде.....	124
Преимущества использования программы "Graphical analysis" в обработке данных в спектроскопо-эллипсометрических исследованиях О.Р. Ахмедов, М.Г. Гусейналиев, Н.М.Абдуллаев, Х.Н.Халилова, Н.А.Гасымов.....	128
Теория магнитного резонанса на ядрах парамагнитных ионов в полумагнитных полупроводниках М.Н.Алиев.....	132
Спектральная переменность звезды IL CEP. I. Линии водорода H _α и H _β Н.З.Исмаилов, О.В.Халилов, Г.Р.Бахаддинова.....	136
Метеороидные рои как возможный фактор активных процессов в кометных ядрах А.С.Гулиев, Г.И.Кохирова, У.Д.Поладова.....	148
Определение атмосферных параметров звезды HD 161796 (F3 Ib) А.Р.Гасанова, А.М.Халилов, Г.М.Гаджиева.....	153
Исследование звезд сверхгигантов HD188001 и HD178129 Я.М.Магеррамов.....	158

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 sea-my side of each figure must have a number and title of the article. The name of the coordinate axis's must be written very clearly. Each line on the graph should be numbered and explanation given in captions. The article should not contain more than 5 figures.

5. TABLES.

Tables must be typed on separate sheets. They should be numbered and titled, the size should not exceed 125x160 mm. The article should not contain more than 5 tables.

6. ADDRESS.

The articles should be sent to the following address: Azerbaijan, AZ 1143, Baku, H.Javid ave., 131, IFAN.

Tel: (99412)539-33-15, E-mail:jtransactions@physics.ab.az; www.physics.gov.az

Founder

Azerbaijan National Academy of Sciences

К СВЕДЕНИЮ АВТОРОВ

Журнал "ИЗВЕСТИЯ" принимает оригинальные статьи и краткие сообщения, посвященные различным областям физики и астрономии. Статьи принимаются от исследователей всех стран.

Рукописи принимаются на азербайджанском, русском и английском языках. В начале каждой статьи должна быть напечатана аннотация на языке статьи (не более 70 слов). Статьи, направляемые в печать, должны быть напечатаны на белой бумаге на одной стороне стандартного листа 210x297мм через 1 интервал, соблюдая стандартные поля (сверху – 30мм, слева – 22,5мм, снизу – 30мм, справа – 22,5мм), шрифт в тексте нормальный, прямой 12, заголовок и авторы – жирным 12, организация, почтовый адрес, телефон, e-mail – нормальным 12, текст – спустя 2 интервала. Статьи должны быть представлены в двух экземплярах и на CD диске в формате Microsoft Word™, любая версия, шрифт Times New Roman. К статье должно прилагаться сопроводительное письмо с места работы авторов. Статьи, не принятые к печати, авторам не возвращаются.

1. ТИТУЛЬНЫЙ ЛИСТ.

На титульном листе статьи печатается УДК, через одну строку название статьи, инициалы и фамилии авторов, место работы, адрес организации с указанием почтового индекса, e-mail исследователей, аннотация на языке статьи, ключевые слова.

2. ЛИТЕРАТУРА.

Список литературы печатается в порядке упоминания в статье и оформляется следующим образом:

– для журнальных статей: инициалы и фамилии авторов, название статьи и журнала, том или серия, номер, год издания, начальная и конечная страница;

– для книг и тезисов: полное название книги или тезисов, инициалы и фамилии авторов, место и год издания, 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