

ISSN 2304-7453

AZƏRBAYCAN MİLLİ ELMLƏR AKADEMİYASININ

XƏBƏRLƏRİ

FİZİKA VƏ ASTRONOMİYA

TRANSACTIONS OF AZERBAIJAN NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES

PHYSICS AND ASTRONOMY

CİLD

XLIV

№ 2

VOLUME

<<ELM>> NƏŞRİYYATI

<<ELM>> PUBLISHERS

BAKI – 2024 – BAKU

ISSN 2304-7453

AZƏRBAYCAN MİLLİ ELMLƏR AKADEMİYASININ

XƏBƏRLƏRİ

FİZİKA VƏ ASTRONOMİYA

TRANSACTIONS OF AZERBAIJAN NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES

PHYSICS AND ASTRONOMY

CİLD

XLIV

VOLUME

№ 2

<<ELM>> NƏŞRİYYATI

<<ELM>> PUBLISHERS

BAKI – 2024 – BAKU

REDAKSİYA HEYƏTİ

A.M.Həşimov - baş redaktor, C.Ş.Abdinov - baş redaktorun müavini, R.M.Əliquliyev - baş redaktorun müavini, Ə.M.Abbasov, T.C.Cəfərov, F.Ə.Əliyev, T.A.Əliyev, A.H.Haciyev, N.T.Məmmədov, M.F.Mehdiyev, Y.Ə.Məmmədov, A.M.Paşayev, A.Ə.Xəlilova - məsul katib.

BURAXILIŞIN REDAKSİYA HEYƏTİ

A.M.Həşimov - baş redaktor, C.Ş.Abdinov - baş redaktorun müavini, N.S.Cəlilov - baş redaktorun müavini, T.C.Cəfərov, R.R.Hüseynov, S.İ.Mehdiyeva, O.K.Qasimov, O.Ə.Səmədov, H.B.İbragimov, T.R.Mehdiyev, Ş.M.Nağıyev, H.R.Nuriyev, A.H.Bayramov, İ.Ə.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, lazımi sahə saxlanmaqla (yuxarıdan - 30mm, soldan - 22,5mm, aşağıdan - 30mm, sağdan - 22,5mm), məqalənin adı qalın -12, müəlliflər - qalın -12, müəssisə, poçt ünvanları, telefon, e-mail, faks - normal 12, iki interval buraxmaqla mətn - normal, düzünə 12, çap edilir. Məqalələr 2 nüsxədə və CD kompakt diskdə işin yerinə yetirildiyi təşkilatın məktubu ilə redaksiyaya təqdim olunur. Çapa qəbul olunmayan məqalələr geri qaytarılmır.

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, şəkiləlti yazılar ayrı vərəqdə çap olunmalıdır. Şəkillərdə aydınlaşdırıcı mətn və şəkiləlti 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 şəkiləlti 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, Elm və Təhsil Nazirliyi, Fizika İnstitutu.
Tel: (99412) 539-33-15, E-mail: ameaxabarlar@gmail.com; www.physics.gov.az

PACS: 75.50.Cc; 75.60.-d

DESCRIPTION OF MAGNETIC HYSTERESIS OF MAGNETIC MICROPARTICLES MEDIUMS BY INTRODUCING A PREDETERMINED ADDITIONAL TERM INTO THE LANGEVIN FUNCTION

R.A.ALIZADE

Ministry of Science and Education, Institute of Physics,
AZ 1143, Azerbaijan, Baku, H.Javid, 131
alizaderasim2017@gmail.com

Received: 06.12.2023
Accepted: 02.03.2024

REFERAT

Magnetic hysteresis of magnetic microparticles medium is described by introducing a predetermined additional term into the Langevin function. To achieve good consistency of the experimental and calculated magnetization curves, proposed that the additional term depends on the external magnetic field.

Keywords: saturation magnetization, magnetic remanence, coercive force, magnetic hysteresis loop, Langevin function

INTRODUCTION

Metal microparticles with various size, concentration, and physical characteristics (mechanical, optic, electric, magnetic) introduced to polymer matrix allow to obtain composites with different physical properties [1-3]. Polymer composites with magnetic properties have big scientific interest and width practical application. The study of the parameters: magnetization saturation, magnetization remanance and coercive force of magnetic hysteresis of magnetic composites is relevant.

In physics, hysteresis dependencies are most often used to study the properties of nonlinear ferromagnetic and dielectrics. Any hysteresis is due to the delay of the system response of any nature to external impact - any system to external impact does not react instantaneously.

There are many physical and mathematical models describing magnetic hysteresis [4-12]. Madelung appears to have been the first to attempt to describe magnetic hysteresis [4]. In the classical F.Preisach model of the immediate usage of the existing curves has been implemented [5,6]. Of great interest are the works of D.C.Jiles, D.L.Atherton, H.Hauser, M.L.Hodgdon [7-9]. In [10] are describes a series of expressions describing a loop of magnetic hysteresis using trigonometric functions, a harmonic series of lissazhu figures, an ellipse (Arkadyev's method). In J.Takacs model hysteresis loop is described by the $T(x)$ function, which is a linear combination of a hyperbolic tangent and a linear function [11]. The family of hysteresis loops can be described by a generalized transcendental equation in parametric form [12].

In [13] it is proposed to describe the hysteretic magnetization as follow: $Y(t, \omega) = A(t)S(F(t))$, where $S(F(t))$ is a saturation function describing the dependence of the response amplitude on the amplitude of the input effect, $F(t)$ is an internal reactive field formed in the material as a result of an external field acting on it - in magnetic materials this is a Weiss field, in dielectric - a Lorentz field. Some saturation functions $S(F(t))$ are presented:

Langevin function:
$$S(F(t)) = S_0 L\left(\frac{mH}{kT}\right) = S_0 \left[\operatorname{cth}\left(\frac{mH}{kT}\right) - \frac{1}{\frac{mH}{kT}} \right], \quad (1)$$

exponential function:
$$S(F(t)) = S_0 \left(1 - e^{-|F(t)|/\xi}\right) \operatorname{Sign}(F(t)), \quad (2)$$

hyperbolic tangent:

$$S(F(t)) = S_0 th(F(t) / \zeta), \quad (3)$$

where S_0 is the amplitude factor, ζ - some coefficient determined by the properties of the material (the slope of the loop). Functions (2) and (3) are purely empirical and derived by formal logic. As practice shows, in some cases functions (2) and (3) give a more accurate result compared to the Langevin function (1).

An improved hysteresis model, based on hypergeometric functions, which defines a class of parameterized curves suitable for modeling of major and minor hysteresis loops, as well as first order reversal curves (FORCs) are given in [14]. The good accuracy of the model is verified on experimental data obtained from measurements on commercially available steel sheets and grain-oriented electrical steel. In the

equation $M = M_s \tanh\left(\frac{mH}{kT}\right) = M_s \frac{e^{2x} - 1}{e^{2x} + 1} = M_s \left(1 - \frac{2}{e^{2x} + 1}\right)$, using the function of the hyper-

bolic tangent and replacing e^{2x} with a hypergeometric function ${}_1F_1(a; b; x) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(a)_n x^n}{(b)_n n!}$ and obtained

$${}_1F_1(a; 1; 2x) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(a)_n}{(n!)^2} (2x)^n. \text{ The last used in } f(a, x) = 1 - \frac{1}{1 + {}_1F_1(a; 1; 2x)}. \text{ The upper } (B_{upper})$$

and lower (B_{lower}) part of the magnetic hysteresis of the medium was described by the expressions:

$$B_{upper}(H) = B_s f(a, (H + h_c)\tau^{-1}) + qH, \quad B_{lower}(H) = -B_s f(a, (-H + h_c)\tau^{-1}) - qH.$$

Terms $B_s f(a, (H + h_c)\tau^{-1})$ in the latter equation refer to irreversible magnetization, and qH to reversible magnetization.

One possible mathematical way to describe magnetic hysteresis is to add an additional term to the equation which describes non-hysteretic magnetization. Possible analytical functions describing non-hysteretic magnetization are given in [15,16].

At early on the basis of analysis of experimental data of magnetic hysteresis of composite films on the base of polyethanole (PE) and siderite microparticles (SMP) – composite films (PE-SMP) with different size and concentration of magnetic microparticles and measured at different temperatures were been determined the dependencies of magnetic hysteresis parameters: magnetization of saturation (M_{st}), magnetization remanence (M_{rm}), coercive force (H_{cr}) and work performed on the medium to demagnetize it from magnetic remanence to zero (to coercive force) (A) on size, concentration of magnetic microparticles, medium temperature and loop number of magnetic hysteresis [17,18].

In the presented work we continued investigation of magnetic properties of composite films PE-SMP. The magnetic hysteresis of composite films PE-SMP has been described with introducing a predetermined additional term into the Langevin function (function of non-hyeteretic magnetization). In order for the calculated and experimental magnetization of the curves to agree the dependence of the additional term on the external magnetic field is taken into account.

DESCRIPTION OF MAGNETIC HYSTERESIS OF MAGNETIC MICROPARTICLES MEDIUM BY INTRODUCING A PREDETERMINED ADDITIONAL TERM INTO THE LANGEVIN FUNCTION

Magnetic hysteresis of PE-SMP composite films is described with introduction of additional term " a_0 " in argument H of non-hysteretic magnetization Langevin function [19].

$$\begin{aligned}
 M &= M_s \varphi L\left(\frac{mH}{kT} + a_0\right) + M_s \varphi L\left(\frac{mH}{kT} - a_0\right) = \\
 &= M_s \varphi \left(\text{Coth}\left(\frac{mH}{kT} + a_0\right) - \frac{1}{\frac{mH}{kT} + a_0} \right) + M_s \varphi \left(\text{Coth}\left(\frac{mH}{kT} - a_0\right) - \frac{1}{\frac{mH}{kT} - a_0} \right) \quad (4)
 \end{aligned}$$

A simple way to determine the value of the additional term " a_0 " is to use the following conditions

$$M(H)|_{H \rightarrow H_0} = M_{rm} \quad \text{and} \quad M(H)|_{H \rightarrow H_{cr}} = 0. \quad (5)$$

Taking into account these conditions in the equation (4) we obtain

$$M_{rm} = M_{st} \varphi L\left(\frac{mH}{kT} + a_0\right)\Big|_{H=0} = M_{st} \varphi \left(\text{Coth}(a_0) - \frac{1}{a_0} \right)$$

and

$$\frac{M_{rm}}{M_{st}} = \text{Coth}(a_0) - \frac{1}{a_0}. \quad (6)$$

Equation (6) is transcendent type by " a_0 " and analytically cannot be solved. Equation (6) was solved graphically in Mathematica 10.

From condition $M(H_{cr})=0$:

$$0 = M_s \varphi L\left(\frac{mH_{cr}}{kT} + a_0\right) = M_s \varphi \text{Coth}\left(\frac{mH_{cr}}{kT} + a_0\right) - \frac{1}{\frac{mH_{cr}}{kT} + a_0}$$

obtain $\frac{mH_{cr}}{kT} + a_0 = 0$ and the value of the magnetic moment of the microparticle can be determined

$$a_0 = -\frac{mH_{cr}}{kT} \quad (7)$$

The magnetic moment of the microparticles can also be determined from the condition that when the saturation magnetization value is reached at large magnetic fields, all analytical functions describing the magnetization have a constant value equal 1. Since, by definition, the magnetization of the medium is equal to the vector sum of magnetic moments in a unit volume and for the saturation region we get

$$M_{st} = \frac{Nm}{V} = \frac{NV_1}{V} \frac{m}{V_1} = \varphi \frac{m}{V_1} \quad \text{where} \quad \frac{NV_1}{V} = \varphi - \text{is the volume concentration of magnetic particles, } V_1 \text{ is}$$

the volume of the magnetic microparticle. Thus, the magnetic moment of the magnetic microparticles can

$$\text{be defined as } m = \frac{M_{st} V_1}{\varphi}.$$

Table 2(a) gives the values of additional parameter " a_0 " and magnetic moment of magnetic microparticles with size 44.35 and 256.57 μm at concentrations of magnetic microparticles $\varphi=0.095, 0.14, 0.2$ and at temperature $T=20^0 C$, determined from equation (7).

Table 2(a)

The values of additional parameter " a_0 " and magnetic moment of magnetic microparticles with size 44.35 and 256.57 μm at concentrations of magnetic microparticles $\varphi=0.095, 0.14, 0.2$ and at temperature $T=20^0\text{C}$.

$d, \mu\text{m}$		φ		
		0.095	0.14	0.2
44.35	a_0	0.6	0.6	0.72
	$m, 10^{-25} B \text{ cM}$	4.415	4.961	6.071
256.57	a_0	0.56	0.56	0.56
	$m, 10^{-25} B \text{ cM}$	4.704	4.685	4.687

In the Table 2(b) represent the values of additional parameter " a_0 " and magnetic moments of magnetic microparticles with size 44.35 and 256.57 μm at medium temperatures of $20^0, 0^0, -50^0, -100^0, -150^0$ and -200^0C .

Table 2(b)

The values of additional parameter " a_0 " and magnetic moments of magnetic microparticles with size 44.35 and 256.57 μm at $\varphi=0.094$ and medium temperatures of $20^0, 0^0, -50^0, -100^0, -150^0$ and -200^0C .

t, C	$d, 44.35\mu\text{m}$		$d, 256.57\mu\text{m}$	
	$m, 10^{-25} B \text{ cM}$	a_0	$m, 10^{-25} B \text{ cM}$	a_0
20	5.126	0.62	4.518	0.54
0	4.647	0.62	4.161	0.54
-50	4.157	0.62	3.771	0.56
-100	3.433	0.68	3.097	0.62
-150	3.424	0.7	2.979	0.66
-200	2.9	0.74	2.683	0.66

As showed investigations, the dependence of parameters H_{cr}, M_{rm}, M_{st} on size, concentration, temperature of medium and the minor loop number of magnetization may be expressed by linear, exponential, linear and two negative degree of loop number [17,18].

Fig.1 shows the magnetic hysteresis curves of the media of magnetic microparticles with a size of 44.35 μm , a concentration of 0.095 and at a temperature of 20^0C .

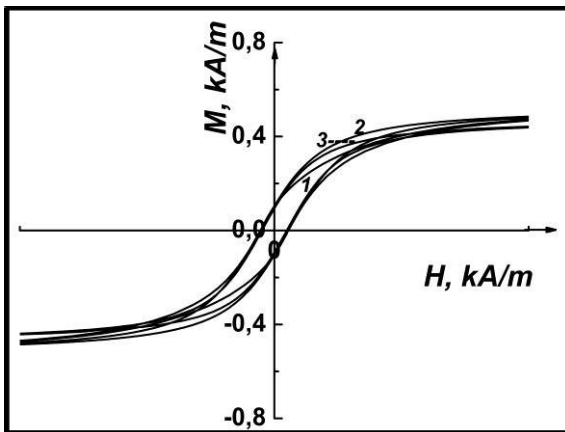


Fig.1

The magnetic hysteresis of the media of magnetic microparticles with a size of 44.35 μm , a concentration of 0.095 and at a temperature of 20^0C , obtained experimentally (curve 1), calculated by introducing a predetermined additional term, independent (curve 2) and dependent (curve 3) on the magnetic field, into the Langevin function.

As can be seen from fig.1 in the areas of $H_{cr}M_{rm}0$ and saturation magnetization the experimental and calculated loops of magnetic hysteresis are well consistent. In probability, consistency in the area of $H_{cr}M_{rm}0$ is associated with the determination of the value of the additional parameter based on the data of

H_{cr} , M_{rm} and M_{st} . The consistency in the saturation region is related to the M_{st} value and the property of the Langevin function to achieve saturation with large arguments. In other areas, magnetization is calculated magnetization by absolute value above experimental value.

The dependence of the difference between the calculated (curve 2) and experimentally obtained (curve 3) magnetization curves on the magnetic field can be determined taking into account the dependence of the introduced additional term in the Langevin function on the magnetic field.

The dependence of additional term on magnetic field can be taken into account as: $a_1(H) = a_0 \cdot \frac{1}{1 + \frac{H}{M_{rm}}}$,

$$a_2(H) = a_0 \cdot \left(1 - \frac{H}{M_{rm}}\right), \quad a_3(H) = a_0 \cdot e^{-\frac{H}{M_{rm}}}, \quad \text{and} \quad a_4(H) = a_0 \left(e^{-\left(\frac{mH}{kT} - b\right)^2} + 1 + e^{-b^2} \right).$$

Value of parametr “ b ” was been determined from condition $L\left(\frac{mH}{kT} + a_4(H)\right)\Big|_{H \rightarrow H_{cr}} = 0$. The value of

parametr “ b ” of mediums of magnetic microparticle with magnetic microparticle particle size $d=44.35 \mu\text{m}$, $\varphi=0.094$, $a_0=0.6$, equal to +8 (for upper) and -8 (for lower) part of magnetization of the magnetic hysteresis.

The dependence of the additional term on the magnetic field $a(H)$ is selected from the minimum of expression:

$$\delta = \sum_{i=1}^n \left(M_{\text{exp}}(H_i) - M_{\text{calc}}(H_i, a_i(H)) \right)^2.$$

The value of δ is equal to 0.367, 1.058, 0.508 and 0.212 for functions $a_1(H)$, $a_2(H)$, $a_3(H)$ and $a_4(H)$, correspondingly. As see using the dependence of the additional term on the magnetic field as $a_4(H)$ brings the value of calculated magnetization to experimental. In the Fig.1 showed magnetisation curve (curve 3) calculated using the dependence of the additional term on the magnetic field as $a_4(H)$.

As seen additional term describe the dependence of magnetization remanense on magnetic field. Firstly, it is obtained from the conditions (5) and it is consistent with previously obtained results, the dependence of the magnetization on the magnetic field in the region $H_{cr}M_{rm}0$ [17].

However, the results of investigation showed that for better agreement between the calculated and experimental magnetization curves, it is necessary to clarify the analytical function describing non-hysteretic magnetization, the dependence of the additional term $a(H)$ on the magnetic field and determine the physical meaning of the additional term.

To fully achieve the consistency of the experimental and calculated magnetic hysteresis, it is necessary to correctly select the approximation function and select the determination of the value of the additional term.

CONCLUSIONS

Magnetic hysteresis of magnetic microparticles medium is described by introducing a predetermined additional term into the Langevin function. A additional term was been determined from conditions at $H=0$, $H=H_{cr}$ is obtained $M(0)=M_{rm}$. and $M(H_{cr})=0$ (this is corresponded magnetization region $H_{cr}M_{rm}0$) consequently. Consequently, the Langevin function with the addition of an additional term well describes more accurately the regions of $H_{cr}M_{rm}0$ and the saturation of magnetic hysteresis.

For good agreement between the experimentally obtained and calculated magnetization curves, by introducing a predetermined additional term into the Langevin function, we considered the dependence of

the additional term on the external magnetic one as: $a_4(H) = a_0 \left(e^{-\left(\frac{mH}{kT} - b\right)^2} + 1 + e^{-b^2} \right)$.

The results of the study showed that in order to fully achieve consistency between the experimental and calculated magnetic hysteresis loop, it is necessary to correctly select the approximating functions of nonhysterical magnetization (except for the Langevin function) and determine the value of the additional term. In addition, it is necessary to take into account the dependence of the parameter "a" on the external magnetic field.

Author thanks prof. Sh.M.Hasanli from the Institute of Physics, Ministry of Science and Education of the Azerbaijan Republic for the preparation of composite films PE-SMP, M.M.Maiorov from the Institute of Physics Latvian University for magnetic measurements.

1. H.Palza, R.Quijada, K.Delgado. *Antimicrobial polymer composites with copper micro and nanoparticles: Effect of particle size and polymer matrix*, *J. Bioactive and Compatible Polymers*, **30** (2015) 366-380; sagepub.co.uk/journalsPermissions.nav, DOI: 10.1177/0883911515578870 jbc.sagepub.com, <https://doi.org/10.1177/0883911515578870>.
2. A.Grujić, N.Talijan, D.Stojanović, J.Stajić-Trošić, Z.Burzić, Lj.Balanović, R.Aleksić. *Mechanical and magnetic properties of composite materials with polymer matrix*, *J.Min.Metall.Sect.B-Metall*, **46** 1 (2010) 25-32.
3. Lu Lu, E.Baynojr Joyee, Y.Pan. *Correlation between microscale magnetic particle distribution and magnetic-field-responsive performance of three-dimensional printed composites*, *Journal of Micro- and Nano-Manufacturing*, **6** (2018) 010904-1-010904-7, DOI: 10.1115/1.4038574.
4. E.Madelung. *On the magnetization by a fast current and an operation principle of the magnetodetectors of Rutherford-Marconi (in German)*, *Ann. Phys.*, **17** (1905) 861-863.
5. von F.Preisaeh. *Ober die magnetische Nachwirkung, (Mitteilung aus dem Zentrallaboratorium des Werkerwerkes der Siemens & H-lske A.-G.) Mit 13 Abbildungen*, Eingegangen am 15. Februar (1935) 277-302.
6. I.D.Mayergoyz. *Mathematical models of hysteresis*, *IEEE trans. mag.*, **22** (1986) 603-608.
7. D.C.Jiles, D.L.Atherton. *Theory of ferromagnetic hysteresis*, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **61** (1986) 48-60.
8. H.Hauser. *Energetic model of ferromagnetic hysteresis Institut für Werkstoffe*, *Journal of Applied Physics*, **75** (1994) 2584-2587, doi: 10.1063/1.356233, <http://dx.doi.org/10.1063/1.356233>.
9. M.L.Hodgdon. *Mathematical theory and calculations of magnetic hysteresis curves*, *IEEE trans. mag.*, **24** (1988) 3120-3122.
10. J.Takacs. *A phenomenological mathematical model of hysteresis*, *COMPEL Int. J. Comp. Math. E. E.*, **20** (2001) 1002-1014.
11. D.Herceg, K.Chwastek, Đ.Herceg. *The use of hypergeometric functions in hysteresis modeling*, *Energies*, **13** (2020) 6500, <https://doi.org/10.3390/en13246500>, www.mdpi.com/journal/energies.
12. E.S.Zirka, Y.I.Moroz. *Hysteresis Modeling Based on Similarity*, *IEEE trans.mag.*, **35** (1999) 2090-2096,
13. A.A.Lukichev, V.V.Ilin. *Prostaya matematicheskaya model dlya nelineynikh materialov*, *Izvestiya Samar-skoqo nauchnoqo chentra RAN*, **13** (2011) 39-44 (in Russian)
14. S.Motoasca. *Hysteresis Modeling of Soft Magnetic Materials Using LabVIEW, Modeling, Programming and Simulations Using LabVIEW™ Software*, Dr Riccardo De Asmundis (Ed.), ISBN: 978-953-307-521-1, InTech, <http://www.intechopen.com/books/modeling-programming-and-simulations-using-labview-software/hysteresis-modeling-of-soft-magnetic-materials-using-labview> (2011)
15. V.F.Matiuk, A.A.Osipov. *Matematichiskiie modeli krivoi namaqnichivaniya I petel maqnitnoqo qistereziza, Chast I. Analiz modelei*. Nerazrushayushii control i diaqnostika, (2011) 35; [http:// science.by/upload/iblock/915/915879eb2bc1677d493a2262187274b0.pdf](http://science.by/upload/iblock/915/915879eb2bc1677d493a2262187274b0.pdf).
16. V.F.Matiuk, A.A.Osipov. *Matematichiskiie modeli krivoi namaqnichivaniya i petel maqnitnoqo qistereziza, Chast II. Razvitiye arktanqensovoi modeli Nerazrushayushii control i diaqnostika*, (2011) 24.

17. R.A.Alizade. *Properties of magnetic hysteresis parameters of magnetic microparticles media. Part I. The dependence of magnetic hysteresis parameters on size, concentration of magnetic microparticles* Transactions of National Academy of Science of Azerbaijan, series of physics-mathematical and technical sciences, Physics and Astronomy, **XLII** №5 (2022) 9-17, [http://physics.gov.az/Transactions/2022/journal2022\(5\).pdf](http://physics.gov.az/Transactions/2022/journal2022(5).pdf).
18. R.A.Alizade. *Properties of magnetic hysteresis parameters of magnetic microparticles media. Part II The dependencies of magnetic hysteresis parameter on temperature of medium and magnetic hysteresis loop number. Mathematical description of magnetization region of $H_{cr}M_m0$.* Transactions of National Academy of Science of Azerbaijan, series of physics-mathematical and technical sciences, Physics and Astronomy, **XLIII** №2 (2023) 23-32; [http://physics.gov.az/Transactions/2023/journal2023\(2\).pdf](http://physics.gov.az/Transactions/2023/journal2023(2).pdf).
19. S.V.Vonsovskii, *Magnetizm. Magnitnye svoistva dia-, para-, ferro-, antiferro- ferri-magnetikov, Moscow: Nauka, (1971) 1032 (in Russian).*

LANGEVIN FUNKSIYASINA ƏVVƏLDƏN TƏYİN EDİLMİŞ ƏLAVƏ HƏDDİN DAXİL EDİLMƏSİ İLƏ MAQNİT MİKROHİSSƏCİKLƏRİNDƏN TƏŞKİL OLUNMUŞ MÜHİTLƏRİN MAQNİT HİSTEREZİSİNİN TƏSVİRİ

R.A.ƏLİZADƏ

Maqnit mikrohissəciklərdən təşkil olunmuş mühitin maqnit histerizisi Lanqevin funksiyasına əvvəlcədən təyin edilmiş əlavə həddin daxil edilməsi ilə təsvir edilmişdir. Təcrübi və hesablanmış maqnitləşmə əyriələrinin yaxşı uyğunluğuna nail olmaq üçün əlavə həddin xarici maqnit sahəsindən asılı olduğu təklif olunmuşdur.

ОПИСАНИЕ МАГНИТНОГО ГИСТЕРЕЗИСА МАГНИТНЫХ СРЕД МИКРОЧАСТИЦ ПУТЕМ ВВЕДЕНИЯ В ФУНКЦИЮ ЛАНЖЕВЕНА ЗАДАННОГО ОПРЕДЕЛЕННОГО ДОПОЛНИТЕЛЬНОГО ЧЛЕНА

Р.А.АЛИЗАДЕ

Магнитный гистерезис среды магнитных микрочастиц описывается введением заданного дополнительного члена в функцию Ланжевена. Для достижения хорошего согласования экспериментальных и расчетных кривых намагничивания предложено учитывать зависимость дополнительного члена от внешнего магнитного поля.

PACS: 61.72.-U

QAMMA ŞÜALARIN TƏSİRİNƏ MƏRUZ QALMIŞ TlInS_2 (5 at% C) KRİSTALIN DİELEKTRİK, ELEKTRİK XASSƏLƏRİ VƏ İON KEÇİRİCİLİYİ

O.Ə.SƏMƏDOV¹, X.B.ORUCOVA¹, A. İ.NƏCƏFOV², N.M.MEHDİYEV^{1,3}, V.Ə.QASIMOV⁴,
R.N.MEHDİYEVA¹, S.F.SƏMƏDOV¹, M.N.MİRZƏYEV¹, T.I.KƏRİMOVA¹

Elm və Təhsil Nazirliyi, Radiasiya problemləri İnstitutu¹

AZ 1143, Azərbaycan, Bakı şəh., B.Vahabzadə küç., 9

Elm və Təhsil Nazirliyi, Fizika İnstitutu²

AZ 1143, Azərbaycan, Bakı şəh., H.Cavid pr., 131

Azərbaycan Neft və Sənaye Universiteti³

AZ 1010, Azərbaycan, Bakı şəh., Azadlıq pr., 20

Elm və Təhsil Nazirliyi, Kataliz və Qeyri Üzvi Kimya İnstitutu⁴

AZ 1143, Azərbaycan, Bakı şəh., H.Cavid pr., 129

oktaysamedov9@gmail.com

Daxil olub: 27.01.2024

Çapa verilib: 01.03.2024

Açar sözlər: dielektrik nüfuzluğu, ion keçiriciliyi, elektron keçiriciliyi, müqavimətin həqiqi hissəsi, müqavimətin xəyali hissəsi, udulma dozası, qamma kvantları, impedans spektrləri, qodoqraf.

REFERAT

TlInS_2 (5% C) kristalının dielektrik nüfuzluğu, ion keçiriciliyi, kompleks impedans spektrləri $0 \div 0,8 \text{MGy}$ udulma dozalarında tədqiq olunmuşdur. Kompleks impedans spektrlərinin analizi göstərir ki, TlInS_2 (5% C) kristalında yüklərin daşınması prosesinə uyğun, diaqramda qodoqrafın yüksək tezlikli hissəsi yarım çevrə, qodoqrafın aşağı tezlikli hissəsində isə elektrodyanı oblastın həcmi yüklərin polyarizasiyasını xarakterizə edən meyilli düz xətt alınır. Həmçinin göstərilmişdir ki, udulma dozasından asılı olaraq müqavimətin həqiqi və xəyali hissəsi azalır, dielektrik nüfuzluğu və ion keçiriciliyi artır, qodoqraflar yüksək tezliklər oblastına doğru sürüşürlər. Rentgen analizinə əsasən müəyyən edilmişdir ki, TlInS_2 (5% C)-nin strukturu TlInS_2 kristalının $a=10,96 \text{Å}$; $b=10,97 \text{Å}$; $c=15,14 \text{Å}$; $\beta=100,0^\circ$; $Z=64$, fəza qrupu $C 2/c$ parametrlərlə monoklin strukturu təkrar edir.

GİRİŞ

Məlum olduğu kimi ferroelektrik-yarım-keçirici TlInS_2 kristalında (üçqat $A^{\text{III}}B^{\text{III}}C^{\text{VI}}_2$ tipinə aiddir) otaq temperaturundan aşağı temperaturlarda bir neçə faza keçidləri mövcuddur; 216K-də paraelektrik fazadan “nesorazmernaya” fazaya, 201K-də ferroelektrik fazaya, 196K-də isə yenidən ferroelektrik fazaya keçid baş verir [1-3]. Otaq temperaturundan yuxarı temperaturlarda isə ion keçiriciliyinə uyğun bir neçə anomaliyalar müşahidə edilmişdir [4 5].

$\text{TlInS}_2 <10\% \text{C}>$ kristalında dielektrik nüfuzluğunun temperatur asılılığında ($\epsilon(T)$) $T=410\text{K}$, $T=515\text{K}$ və $T=571\text{K}$ temperaturlarında anomali-

yalar müşahidə olunmuşdur. Göstərilmişdir ki, $\ln(\epsilon)$ asılılığının təcrübi nöqtələri düz xətt üzərində yığılır ki, bu da ion keçiriciliyi halı üçün xarakterikdir və aktivləşmə enerjiləri təyin olunmuşdur ($\Delta E_{a1}=0.54\text{eV}$, $\Delta E_{a2}=0.32\text{eV}$, $\Delta E_{a3}=0,22\text{eV}$). Eyni temperaturda $\text{TlInS}_2 <10\% \text{C}>$ kristalında “c” oxu istiqamətində dielektrik nüfuzluğu TlInS_2 kristalına nisbətdə 34.5 dəfə böyükdür [6]. [7,8] işlərində TlInS_2 (5at%) otaq temperaturundan yuxarı temperaturlarda dielektrik, elektrik xassələri, impedans spektrləri, ion və elektron keçiriciliyi tədqiq edilmişdir (0.2MGy).

Hazırkı işdə məqsəd $0 \div 0,8 \text{MGy}$ dozalarda qamma şüalarının təsirinə məruz qalmış $\text{TlInS}_2(5\% \text{C})$ monokristalının otaq temperaturun-

dan yuxarı temperaturlarda dielektrik, elektrik xassələri, impedans spektrləri, ion və elektron keçiriciliyini tədqiq etməkdir.

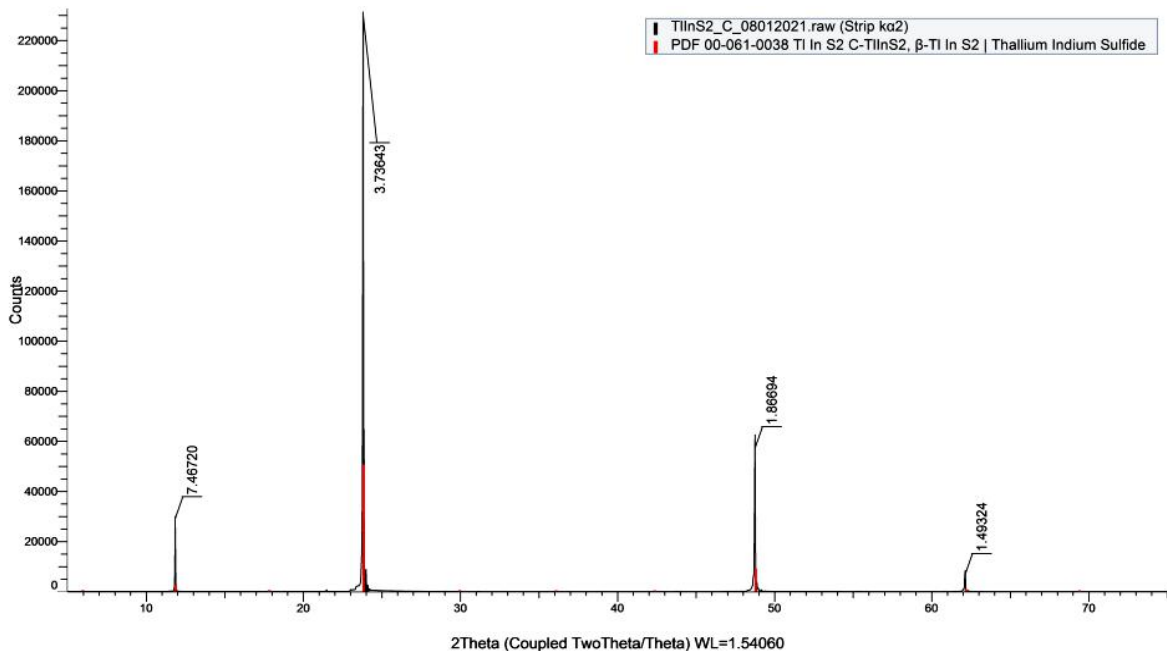
TƏCRÜBƏNİN APARILMA METODİKASI

$\text{TlInS}_2<5\%C>$ monokristalının yetişdirilməsi prosesi Bridgman-Stokbarger metodu ilə $1050\pm 1.0\text{K}$ böyümə temperaturunda və $500\pm 1.0\text{K}$ tablama temperaturunda şaquli modernləşdirilmiş qurğuda aparılmışdır. $\text{TlInS}_2<5\%C>$ monokristalın rentgenoqrafik tədqiqatları Almaniyanın "Bruker" firmasının "D2 Phaser" difraktometrində (CuK_α şüalanma, Ni-filtir) aparılmışdır. Ölçmələr üçün $5\times 2\times 2\text{mm}$ ölçüdə nümunələr istifadə edilmişdir. Elektrodlar kristalların laylarına perpendikulyar istiqamətdə qoyulmuşdur. Gümüş pasta kontakt kimi istifadə edilmişdir. Kompleks impedans spektrləri 0.1K/dəq addımda mis-konstantan termocütdən istifadə etməklə $25\div 10^6\text{Hz}$ tezlik diapazonunda E7-12 dəyişən cərəyan körpüsü vasitəsi ilə ölçülmüşdür. Nümunələr MRX γ -25 radiasiya tədqiqatları qurğusunda (qurğuda şüalanma mənbəyi Co^{60} izotopudur) şüalandırılmışdır.

TƏCRÜBİ NƏTİCƏLƏR VƏ ONLARIN İZAHİ

1. $\text{TlInS}_2<5\%C>$ birləşməsinin rentgen strukturu analizi

TlInS_2 (5% C qara rəngli) və TlInS_2 (qırmızı rəngli) kristallarının səthdən çəkilmiş rentgen difraksiya mənzərəsi uyğun olaraq Şəkil 1-də verilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi hər iki difraktoqram yalnız reflekslərin intensivliklərinin cüzi fərq ilə oxşardır. Difraksiya çəkilişi monokristalın səthindən aparıldığı üçün difraksiya mənzərəsində yalnız 00l refleksləri fiksə edilmişdir. Müstəvilər arası məsafələrin qiymətlərinə əsasən elementar qəfəsin "c" parametri hesablanmışdır: $c=15.178\text{Å}$. [9,10] işlərində TlInS_2 kristalının monoklin fazasında kristallik parametrləri aşağıdakı kimidir: $a=10.90\text{Å}$; $b=10.94\text{Å}$; $c=15.18\text{Å}$; $\beta=100.21^\circ$; fəza qrupu $C2/c$. Görüldüyü kimi, $\text{TlInS}_2<5\%C>$ monokristalının c parametrinin qiyməti ədəbiyyat məlumatlarında [9,10] olan parametrlərə uyğundur və qrafit atomlarının qəfəsə daxil olması nəticəsində "c" parametrinin qiymətində ciddi dəyişiklik yoxdur. Bu hal bizə qrafit aşqarının In_4S_9 kompleksinin mərkəzində olan oktaedrik boşluqlarda yerləşdiyini və daxilolma bərk məhlulu əmələ gətirdiyini güman etməyə imkan verir.



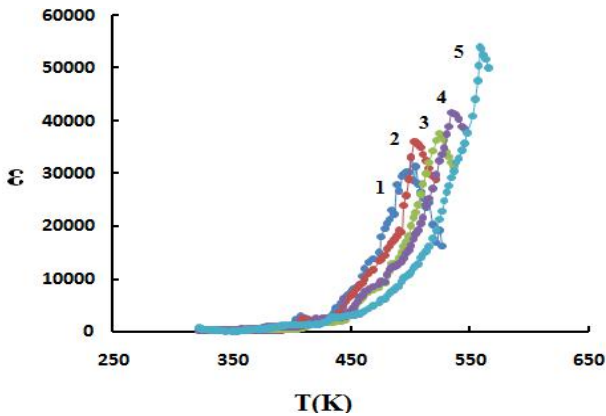
Şəkil 1

TlInS_2 (5% C) (qara rəngli) və TlInS_2 (qırmızı rəngli) kristallarının difraktoqramları.

2. $TlInS_2<5\%C>$ bərk məhlul monokristallarının dielektrik xassələri

$TlInS_2<5\%C>$ bərk məhlul kristalında $T=370K$, $T=415K$ və $T=532K$ temperaturlarda, $\epsilon(T)$ asılılıqlarında anomaliyalar müşahidə edilmişdir. Əlavə olaraq, qrafiklərdə aşağı tezlikli dielektrik dispersiya müşahidə edilmiş, $\epsilon'(T)$ asılılığının xarakteristik forması, $\ln(\epsilon)$ -nin $1/T$ nöqtələrinin bir düz xətt üzərinə yığılması həmin kristalın ion keçiriciliyinə malik olmasına dəlalət edir [7,8].

Təqdim olunan işdə qamma kvantlarla şüalandırılmış $TlInS_2<5\%C>$ monokristalının $300\div 600K$ temperatur intervalında kompleks $\epsilon^*(T)$ dielektrik nüfuzluğunun temperatur asılılıqlarının tədqiqi aparılmışdır. $0\div 0.8MGy$ dozalarında qamma kvantlarla şüalanmış $TlInS_2<5\%C>$ birləşməsinin otaq temperaturundan yuxarı temperaturda dielektrik nüfuzluğunun temperatur asılılığı Şəkil 2-də verilmişdir. Şəkil 2-dən görüldüyü kimi, temperaturun artması ilə dielektrik nüfuzluğunun qiyməti artır, həmçinin şüalanma dozasından asılı olaraq onun ədədi qiyməti daha kəskin artır və maksimumlar temperaturun artması istiqamətində dəyişir. Buna səbəb şüalanma dozasından asılı olaraq sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının artmasıdır.



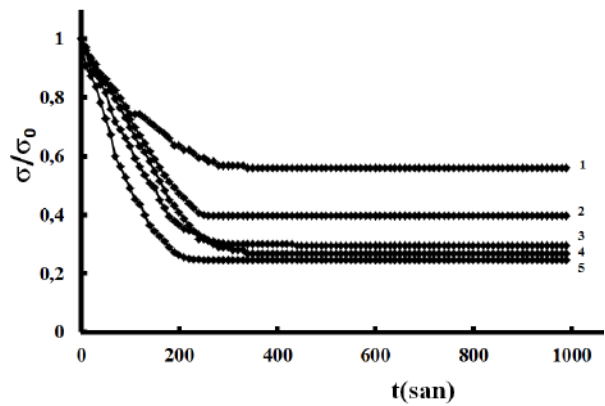
Şəkil 2

$TlInS_2 (5\%C)$ kristalı üçün dielektrik nüfuzluğunun $\epsilon(T)$ temperatur asılılığı: 1- 0; 2- 0.2MGy; 3- 0.4MGy; 4- 0.6MGy; 5- 0.8MGy

3. $TlInS_2(5\%C)$ kristalının tam keçiriciliyində elektron və ion payının qiymətləndirilməsi.

Şəkil 3-də γ -şüalarla şüalanmış $TlInS_2(5\%C)$ kristalının elektrik keçiriciliyinin (sabit elektrik sa-

həsində və sabit temperaturlarda) $0\div 0.8MGy$ doza intervalında kinetikasi verilmidir. Şəkildən görüldüyü kimi şüalanma dozası artdıqca ümumi keçiricilikdə elektron payı azalır və nəticədə ion payı artır. $TlInS_2 (5\%C)$ kristalında $550K$ temperaturda elektrik keçiriciliyinin kinetik dəyişməsindəki ion payı şüalanmadan əvvəl 43.3% , $0.8MGy$ şüalanmadan sonra isə 75.5% təşkil edir. Təcrübi nəticələr göstərir ki, yükdaşıyıcıların konsentrasiyası şüalanmanın artması ilə artmışdır.



Şəkil 3

$T=550K$ -də, $TlInS_2(5\%C)$ kristalının elektrik keçiriciliyinin şüalanma dozasından asılı kinetikasi:
1- 0; 2- 0.2MGy; 3- 0.4MGy; 4- 0.6MGy; 5- 0.8MGy.

Sabit elektrik sahəsində cərəyanın zamandan asılı düşməsi tədricedici elektrodların yaxınlığında həcmi yüklərin qarşılıqlı kompensasiyası hesabına olur.

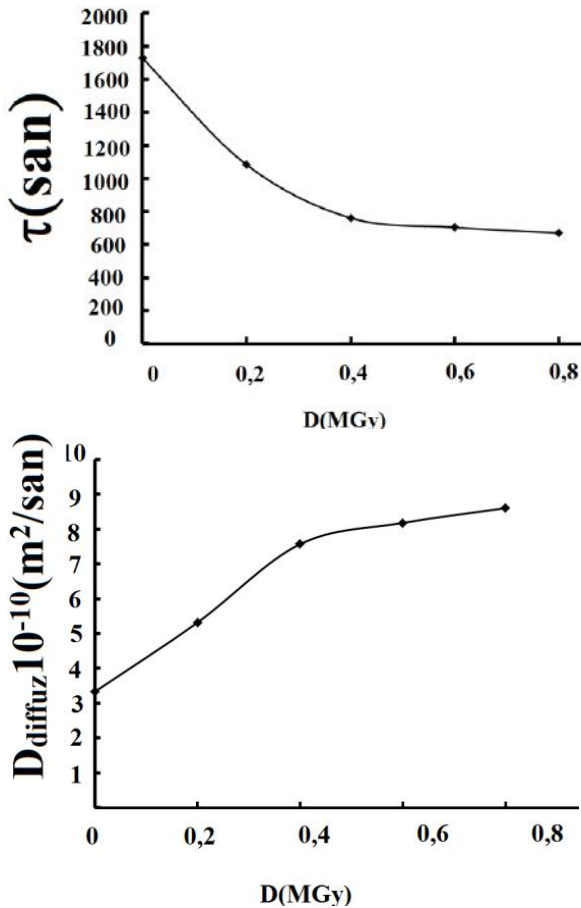
Cərəyan sıxlığının zamandan asılılığı ikinci tərtib xətti differensial tənliklə təyin olunur və onu kəsilməlik şərtinə əsasən almaq olar. Əgər qəbul etsək ki, kvazidayanıqlı vəziyyətlərin sayı yükdaşıyıcıların sayından çoxdur və həcmi yüklərin qeyri-bircins sahəsini nəzərə almasaq bu tənliyin həlli sadələşəcək. Həmçinin $t=0$ zaman anında d qalınlıqlı nümunədə q yüklərinin bərabər paylanması və elektrodların yük daşıyıcılar üçün tam keçilməzliyini qəbul etmək lazımdır. Diffuziya zonasının dərinliyi $2\sqrt{Dt} \geq d$ (D - diffuziya əmsalı) nümunənin qalınlığından çox olduqda böyük zaman intervalında bir istiqamətli hərəkətdə cərəyan sıxlığı üçün eksponensial asılılıq almaq olar [11].

$$j = j_0 \exp \left\{ -\frac{\pi^2 D t}{d^2} \right\}, \quad (1)$$

(1)-ə uyğun olaraq eksperimental nəticələri azalan eksponent kimi yazmaq olar.

$$\sigma = \sigma_{bgr} + \sigma_0 \exp\left\{-\frac{t}{\tau_{SC}}\right\}, \quad (2)$$

burada σ_{bgr} yük daşınma proseslərində zandan asılı olmayan başqa payları təsvir edir. τ_{SC} zaman parametri olub elektrodyanı oblastda yük daşıyıcıların yığılmasını xarakterizə edir və diffuziya əmsalı və nümunənin qalınlığı ilə təyin olunur ($\tau_{SC} = \frac{d^2}{\pi^2 D}$). Şəkil 4-də TlInS₂(5% C) kristalının τ (relaksasiya müddəti) və D (diffuziya əmsalı) şüalanma dozəsindən asılılığı qrafikləri verilmişdir (hesablanmış). Şəkillərdən görüldüyü kimi τ relaksasiya müddəti şüalanma dozəsindən asılı olaraq azalır və D diffuziya əmsalı isə artır.



Şəkil 4

T=550K-də TlInS₂(5% C) kristalının τ (relaksasiya müddətinin) və D (diffuziya əmsalının) şüalanma dozəsindən asılılığı.

4. TlInS₂(5% C) kristalının kompleks impedans spektrləri.

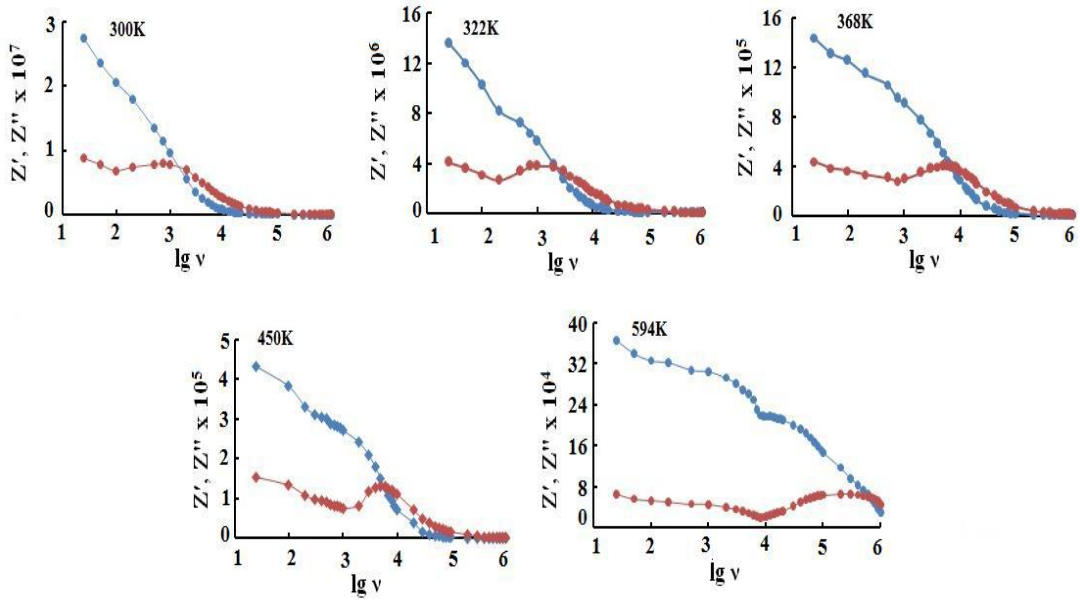
Məlum olduğu kimi istifadə olunan gümüş elektrodu Tl ionlarının daşınmasına maneə törədir. Buna görə də, ölçmə sahəsinin tezliyi azaldıqda, bloklayıcı elektrodların yaxınlığında yük daşıyıcılarının yığılması səbəbindən nümunədə əlavə elektrik tutumu əmələ gəlir.

Hal-hazırda impedans spektroskopiyaya metodu kondensə edilmiş hallar fizikası və materialşünaslıqda geniş tətbiq olunur. İmpedans spektroskopiyaya metodunun köməyi ilə nümunədə onun mikrostrukturunu nəzərə almaqla yük daşıyıcıların nəqli haqqında məlumat almaq olar. İmpedans spektroskopiyaya metodunun mahiyyəti araşdırılan sistemə kiçik amplituda həyəcanlaşdırıcı sinusoidal siqnalın verilməsi və çıxışda onun yaratdığı siqnalın cavabının öyrənilməsindən ibarətdir. Dəyişən elektrik sahəsinin təsiri altında gedən prosesləri başa düşmək üçün kompleks impedansın nəticələri ($Z^* = Z' + jZ''$) impedans səviyyəsində analiz olunmalıdır.

TlInS₂<5% C> kristalının impedansının həqiqi və xəyali hissələrinin tezlik asılılıqları tədqiq edilmiş və Şəkil 5-də verilmişdir. Şəkil 5-dən görüldüyü kimi TlInS₂<5% C> kristallarının impedansının udulma dozəsi artdıqca müqavimətinin həm Z' -həqiqi, həm də Z'' -xəyali hissələrinin ədədi qiymətləri azalır.

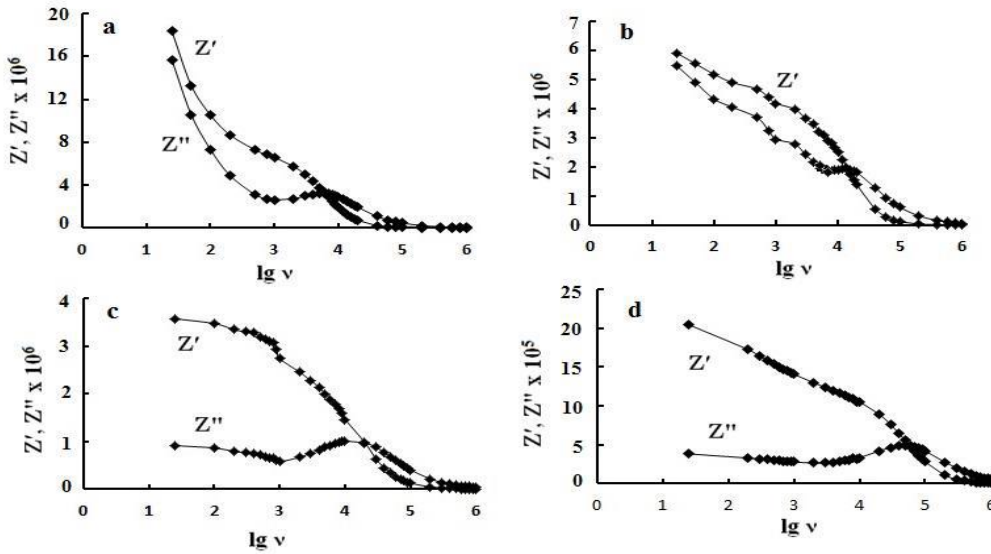
Bizim əvvəlki tədqiqatlarımızdan məlum olduğu kimi TlInS₂<5% C> kristalları ion keçiriciliyinə malik olan birləşmələrindəndir [7,8]. İon keçiriciliyi olan birləşmələri dəyişən elektrik sahəsində öyrənəndə sərhəd effektlərinin təsirini nəzərə almaq lazımdır (elektrod-nümunə).

TlInS₂(5% C) kristalının 0÷0.8MGy şüalanma dozalarında həqiqi və xəyali hissələrinin tezlik asılılıqlarından görüldüyü kimi, şüalanma dozasının artması ilə impedansın xəyali hissənin maksimumları tezliyin artması istiqamətinə doğru sürüşür (Şəkil 6).



Şəkil 5

TlInS₂<5%C> kristallarının impedansının həqiqi və xəyali hissələrinin tezlik asılıqları:
($Z'' = f(Z')$) 300K, 322K, 368K, 450K, 594K



Şəkil 6

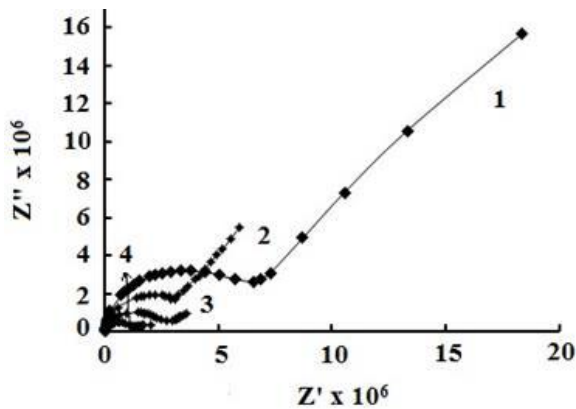
(350K)TlInS₂<5%C> kristalın impedansının həqiqi və xəyali hissələrinin tezlik asılıqları:
a - 0MGy; b - 0.4MGy; c - 0.6MGy; d - 0.8MGy.

Şəkil 7-də qodoqrafların udulma dozalarından asılılığı verilmişdir (1 - 0MGy; 2 - 0.4MGy; 3 - 0.6MGy; 4 - 0.8MGy). Şəkil 7-dən görüldüyü kimi bütün qodoqrafların udulma dozalarından asılılıqlarını iki hissəyə ayırmaq olar (şüalanmamış da daxil olmaqla). Birinci hissə nümunəni xarakterizə edir və yarımçevrə şəklində olub (yüksək tezlikli hissə), ikinci hissə nümunə-elektrod sərhəddini xarakterizə edir və düzxət şəklindədir

(aşağıtezlikli oblast). Udulma dozası artıqca TlInS₂(5%C) kristalının qodoqrafları uyğun olaraq yüksək tezliklər oblastına tərəf sürüşür.

Beləliklə, şüalanmamış və γ kvantlarla şüalanmış TlInS₂<5%C> kristalının sabit elektrik sahəsində elektrik xassələrini tədqiq etməklə müəyyən edilmişdir ki, sabit elektrik sahəsində elektrik keçiriciliyi zamandan asılı olaraq azalır və zamanın müəyyən qiymətindən sonra dəyişməz qalır.

Elektrik keçiriciliyinin kinetikasından ($\sigma(t)$) relaksasiya müddəti τ və diffuziya əmsalı D təyin olunmuşdur. Göstərilmişdir ki, udulma dozasının artması ilə, uyğun olaraq relaksasiya müddəti azalır və diffuziya əmsalının qiyməti artır. Həmçinin göstərilmişdir ki, şüalanma dozalarından asılı olaraq elektirik keçiriciliyində ion payının ədədi qiyməti artır və elektron payı azalır. Təcrübi nəticələr göstərir ki, $0 \div 0.8MQr$ şüalanma dozalarında 550K temperaturda $TlInS_2 <5\%C>$ kristalının ion keçiriciliyi 75.5%-qədər artır.



Şəkil 7

$TlInS_2 <5\%C>$ kristallarının kompleks impedans spektrləri ($Z'' = f(Z')$): (1 - 0MGy; 2 - 0.4MGy; 3 - 0.6MGy; 4 - 0.8MGy) (350K).

$TlInS_2 <5\%C>$ kristalının $25 \div 10^6 Hz$ ölçmə tezliyi diapazonunda $300 \div 600K$ temperatur intervalında impedans spektrlərinin xüsusiyyətləri öyrənilmişdir. Göstərilmişdir ki, 400K yuxarı temperaturlarda tədqiq olan kristallarda keçiricilik əsasən ion xarakterlidir. Müəyyən edilmişdir ki, ion keçiriciliyinə cavabdeh Tl^{+1} ionlarıdır. Tədqiq olunan ölçmə tezlik diapazonunda aktiv və reaktiv impedans komponentlərinin ayrılması elektrik sahəsinin tezliyi və şüalanma dozasının artması ilə Z'' və Z' qiymətlərinin azalması ilə xarakterizə olunan dispersiyaya məruz qalır. $TlInS_2 <5\%C>$ kristalının kompleks impedans spektrləri müxtəlif udulma dozalarında tədqiq olunmuşdur. Ekvivalent sxem metodundan istifadə etməklə kompleks impedans spektrlərinin analizi göstərir ki, bu kristalda yüklərin daşınması prosesinə uyğun, diaqramda yarım çevrə alınır (qodoqrafın yüksək tezlikli hissəsi). Qodoqrafın aşağı tezlikli hissəsində isə, elektrod yanı oblastın həcmi yüklərinin polyarizasiyasını xarakterizə edən meyilli düz xətt uyğun gəlir. Həmçinin göstərilmişdir ki, udulma dozasından asılı olaraq qodoqraflar yüksək tezliklər oblastına doğru sürüşürlər. Qodoqrafa uyğun olaraq ekvivalent sxem təklif edilmişdir.

1. A.A.Волков, Ю.Г.Гончаров, Г.В.Козлов и др. Структурные фазовые переходы в кристалле $TlInS_2$, *ФТТ*, **25** (1983) 3583-3585.
2. P.A.Алиев, К.Р.Аллахвердиев, А.И.Баранов, И.Р.Иванов, Р.М.Сардарлы. Сегнетоэлектричество и структурные фазовые переходы в кристаллах семейства $TlInS_2$, *ФТТ*, **26** (1984) 1272-1276.
3. С.Б.Вахрушев, В.В.Жданова, Б.Е.Квятковский и др. Несоизмеримый фазовый переход в кристалле $TlInS_2$, *Письма в ЖЭТФ*, **39** (1984) 245-247.
4. М.Кулик, С.Ф.Самедов, О.А.Самедов, О.З.Алекперов, Д.Колодынска, А.Олеинчак, Н.М.Мехтиев. Исследование оптических и электрических свойств кристалла $TlInS_2$ после имплантации ионами водорода и гелия, *Journal of Radiation Researches, Baku*, **5** №2 (2018) 62-66.
5. S.F.Samadov, O.A.Samadov, O.Z.Alekperov, M.Kulik, A.I.Najafov, N.M.Mehdiyev, E.M.Huseynov. Dielectric and electrical properties of near-surface layers of $TlInS_2$ crystals under the proton irradiation, *International Journal of Modern Physics B*, **33** (2019) 1950320.
6. O.A.Samadov, Kh.B.Orujova, N.M.Mehdiyev, A.I.Najafov, S.F.Samadov, R.N.Mehdiyeva, T.I.Kerimova. Dielectric properties of $TlInS_2(10\%C)$ compound irradiated with gamma quanta, *Journal of Radiation Researches*, **9** №2 (2022) 22-27 (Baku).
7. O.A.Samedov, O.Z.Alekperov, Kh.B.Orudjova, N.M.Mehtiyev, A.I.Nadjafov, I.A.Gabulov, E.M.Huseynov. Electrical impedance investigation of gamma-irradiated $TlInS_2(5\%C)$ crystals, *International Journal of Modern Physics B*, **35** (2021) 2150009.
8. O.A.Samedov, O.Z.Alekperov, Kh.B.Orujova, A.İ.Nadjafov, E.M.Huseynov, S.F.Samedov,

- I.A.Gabulov, N.M.Mekhtiyev. *Dielectric permittivity and relaxation process investigation of C-doped TlInS₂ crystals*, *Modern Physics Letters B*, **35** (2021) 2150325.
9. S.Kashida, Y.Kobyashi. *X-Ray Study of Incommensurate Phase of TlInS₂*, *J. Phys.: Condens. Matter*, **11** (1999) 1027-1035.
10. N.A.Borovoi, Yu.P.Gololobov, G.L.Isaenko, N.B.Stepanishchev. *Peculiarities of Phase Transitions in Polytypes of Monoclinic TlInS₂*, *Inorganic Materials*, **45** (2009) 1-6.
11. В.Н.Чеботин. *Химическая диффузия в твердых телах*, Наука, М., (1989) 200.

DIELECTRIC, ELECTRICAL PROPERTIES AND ION CONDUCTIVITY OF TlInS₂(5 at.%C) CRYSTAL EXPOSED TO GAMMA RAYS

O.A.SAMEDOV, Kh.B.OPUJOVA, A.I.NAJAFOV, N.M.MEHDIYEV, V.A.KASUMOV, R.N.MEHDIYEVA, S.F.SAMADOV, M.N.MIRZAYEV, T.I.KERIMOVA

Dielectric permeability, ion conductivity, complex impedance spectra of TlInS₂ (5%С) crystal were studied at absorption doses of 0÷0.8MGy. The analysis of complex impedance spectra shows that according to the charge transport process in TlInS₂ (5%С) crystals, the high-frequency part of the godograph is a semicircle, and the low-frequency part of the godograph is a straight line that characterizes charge polarization. It was also shown that depending on the absorption dose, the real and imaginary part of the resistance decreases, the dielectric permeability and ion conductivity increase, and the hodographs shift to the high frequency region. According to X-ray analysis, it was determined that the structure of TlInS₂ (5%С) is TlInS₂ crystal a=10.96Å; b=10.97Å; c= 5.14Å; β=100.0°; Z=64, phase group C 2/c. repeats the monocline structure with parameters.

ВОЗДЕЙСТВИЕ ГАММА-ЛУЧЕЙ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ, ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И ИОННУЮ ПРОВОДИМОСТЬ КРИСТАЛЛА TlInS₂(5at.%C)

O.A.CAMEDOV, X.B.OPUDJOVA, A.I.NADJAFOV, N.M.MEXTIEV, V.A.KASUMOV, P.N.MEXTIEVA, S.F.CAMEDOV, M.N.MIRZAYEV, T.I.KERIMOVA

Диэлектрическая проницаемость, ионная проводимость, спектры комплексного импеданса монокристаллических образцов TlInS₂ (5%С) исследованы при дозах поглощения 0÷0,8МГр. Анализ спектров комплексного импеданса показывает, что в соответствии с процессом переноса заряда в кристаллах TlInS₂ (5%С) высокочастотная часть годографа представляет собой полукруг, а низкочастотная часть годографа представляет собой прямую линию, характеризующую поляризацию заряда. Показано, что в зависимости от дозы поглощения действительная и мнимая часть сопротивления уменьшаются, диэлектрическая проницаемость и ионная проводимость увеличиваются, а годографы смещаются в высокочастотную область. По данным рентгеноструктурного анализа структура TlInS₂ (5%С) представляет собой моноклинную структуру кристалла TlInS₂ с параметрами: a=10,96Å; b=10,97Å; c=15,14Å; β=100,0°; Z=64, пр. группа C2/c.

PACS: 81.05.Gc

Ge-As-S-Se XALKOGENİD ŞÜŞƏVARI SİSTEMİNDƏ KRİSTALLAŞMA PROSESLƏRİ

S.İ.MEHDİYEVA, R.İ.ƏLƏKBƏROV, S.M.MƏMMƏDOV

*Elm və Təhsil Nazirliyi, Fizika İnstitutu
AZ 1143, Azərbaycan, Bakı şəh., H.Cavid pr.131,
rahim-14@mail.ru*

Daxil olub: 17.12.2023
Çapa verilib: 02.03.2024

REFERAT

Məqalədə diferensial skanlayıcı kalorimetriya (DSK) metodu ilə müxtəlif atom faiz miqdarında tərkib komponentlərinə malik Ge-As-S-Se xalkogenid şüşəvari sisteminin kristallaşma prosesi tədqiq olunmuşdur. Müəyyən olunmuşdur ki, tərkibin modifikasiya olunması kristallaşma prosesinə ciddi təsir edir. Kimyəvi nizamlanmış şəbəkə (KNŞ) modelinə görə tədqiq olunan maddələrin ($\text{Ge}_{33}\text{As}_{17}\text{S}_{35}\text{Se}_{15}$ tərkibi istisna olmaqla) amorf matrisasını əmələ gətirən tetraedral ($\text{GeS}_{4/2}$, $\text{GeSe}_{4/2}$) və piramidal ($\text{AsSe}_{3/2}$) quruluş elementlərinin birgə nisbi konsentrasiyasının artması kristallaşmanın həcmi payının temperaturdan asılılığma məxsus qüvvət üstünün (n) və kristallaşma sürəti əmsalının (ICR) azalmasına səbəb olur. Bu nəticə amorf matrisanın rabitə əlaqəliliyinin və o cümlədən orta rabitə enerjisinin (E) artması ilə izah olunur.

Açar sözlər: xalkogen, şüşə, kristallaşma sürəti.

GİRİŞ

Mövcud elmi araşdırmaların təhlili göstərir ki, dəyişən faza-keçidi xassəsinə malik olan xalkogenid şüşəvari maddələrdə kristallaşma sürəti əmsalının (ICR-index of crystallization rapidity) təyin olunması mühüm əhəmiyyət kəsb edir [1]. Qeyd edək ki, yaddaş effekti müşahidə olunan dəyişən faza-keçidli xalkogenid şüşəvari maddələrdə ən yüksək kristallaşma sürəti əmsalına malik olan maddənin alınması və fiziki xassələrinin araşdırılmasına daha çox diqqət yetirilir [2]. Bunun əksi olaraq fiber optik ötürücülərdə isə uğurlu tətbiq üçün minimal kristallaşma sürəti əmsalına malik olan maddələrin alınması məqsədə uyğun hesab olunur. Məlumdur ki, xalkogenid şüşələrdə amorf materiallara məxsus olan quruluş və termik qeyri-stabilliyin mövcud olması onların fiber optikada daha uğurlu tətbiqinə müəyyən məhdudiyətlər yaradır. Tərkibdən asılı olaraq tələb olunan şüşəyə keçid temperaturuna (T_g) və termik genişlənmə əmsalına malik materialların alınması, aşağı və yuxarı temperaturlarda şüşəvari maddələrin

istilik xassələrinin araşdırılması fiber optikada xüsusi əhəmiyyət kəsb edir [3]. Odur ki, geniş funksional imkanlara malik olan binar və daha mürəkkəb komponentli xalkogenid şüşəvari materialların alınması tətbiqi məqsədlər üçün əlverişli zəmin yarada bilər. Bu baxımdan araşdırmalar göstərir ki, izotermal şəraitdə diferensial skanlayıcı kalorimetriya metodu ilə müxtəlif tərkibli xalkogenid şüşələrdə kristallaşmanın kinetikasının araşdırılması onların sənayedə mümkün tətbiqlərini müəyyənləşdirmək üçün optimal yanaşma hesab olunur [4].

Məqalənin məqsədi diferensial skanlayıcı kalorimetriya metoduna əsasən mürəkkəb komponentli Ge-As-Se-S xalkogenid şüşəvari maddələrdə tərkib komponentlərinin nisbi atom faiz miqdarından asılı olaraq kristallaşma sürəti əmsalının təyin olunması və həmin maddələrin dəyişən faza-keçidi xüsusiyyətlərinə malik olan yaddaş elementlərində, fiber optik ötürücülərdə tətbiq imkanlarını və tərkibin kristallaşmaya təsir mexanizmlərini araşdırmaqdır.

TƏCRÜBƏNİN METODİKASI VƏ NÜMUNƏLƏRİN ALINMASI

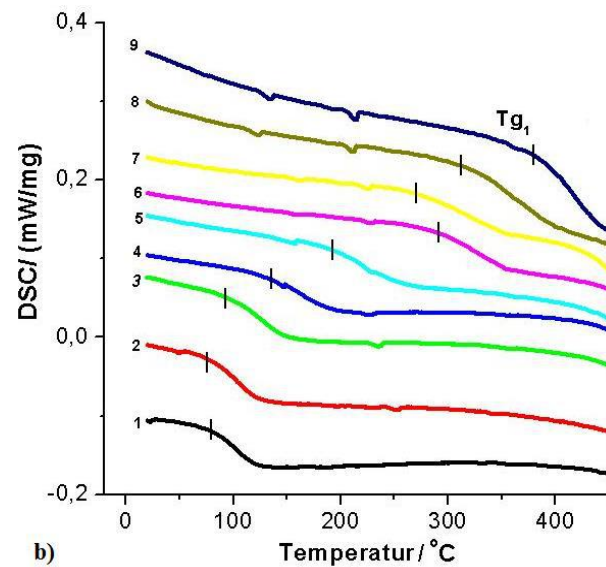
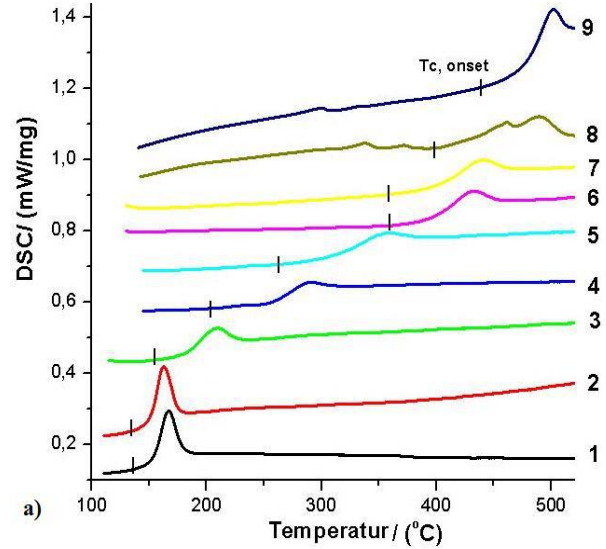
$\text{Ge}_4\text{As}_{14}\text{Se}_{82}$, $\text{Ge}_4\text{As}_{14}\text{S}_2\text{Se}_{80}$, $\text{Ge}_7\text{As}_{16}\text{S}_5\text{Se}_{72}$, $\text{Ge}_{10}\text{As}_{20}\text{S}_{10}\text{Se}_{60}$, $\text{Ge}_{17,5}\text{As}_{15}\text{S}_{15}\text{Se}_{52,5}$, $\text{Ge}_{24}\text{As}_{19}\text{S}_{20}\text{Se}_{37}$, $\text{Ge}_{25}\text{As}_{10}\text{S}_{25}\text{Se}_{40}$, $\text{Ge}_{26}\text{As}_{18}\text{S}_{30}\text{Se}_{26}$, $\text{Ge}_{33}\text{As}_{17}\text{S}_{35}\text{Se}_{15}$ xalkogenid şüşəvari yarımqeçirici (XŞY) tərkiblərinin sintezi fırlanan silindrik soba üsulu ilə yerinə yetirilmişdir. Bunun üçün göstərilən mürəkkəb komponentli şüşəvari tərkiblərə məxsus xüsusi təmizlikli (təmizlik dərəcəsi 99,9999%) elementlərdən seçilmiş stexiometrik və qeyri-stexiometrik tərkib nisbətlərinə uyğun elektron tərəzidə çəkilərək daxili diametri 12÷17mm olan kvars ampulalara doldurulmuş və ampulaların havası 10^{-4} tor təzyiqə qədər sorulmuşdur. Tədqiqat üçün seçilmiş mürəkkəb komponentli maddələrin sintezi 950°C temperaturda yerinə yetirilmişdir. Sintezin yüksək temperaturda aparılması nəticəsində tərkibə daxil olan bütün komponentlərin mümkün qədər az özlülüklə bir-birinə qarışmasına nail olunmuşdur. Sobanın qızdırılması nixrom spirali ilə, temperaturun ölçülməsi isə xromel-alumel termocütü vasitəsilə edilmişdir. Sintez olunacaq mürəkkəb komponentli tərkiblərin bircinsliliyini təmin etmək üçün 950°C temperaturda 11 saat ərzində saxlanılmış, sintez prosesinin sonu söndürülmüş fırlanan soba rejimində həyata keçirilmişdir. Tədqiq olunan maddələrdə diferensial skanlayıcı kalorimetriya (DSK) təcrübələri NETZSCH DSC 204F1 Phoenix qurğusunda $t=20\div550^\circ\text{C}$ temperatur intervalında aparılmışdır. Təcrübələr kütləsi $m=16\text{mq}$ olan maddələrdə 25K/dəq qızdırma sürətində yerinə yetirilmişdir.

NƏTİCƏLƏR VƏ ONLARIN MÜZAKİRƏSİ

Şəkil1-də Ge-As-S-Se sisteminin müxtəlif tərkibləri üçün diferensial skanlayıcı kalorimetriya ayrılırları təsvir olunmuşdur.

Şəkildə təsvir olunan xalkogenid şüşəvari maddələrin diferensial skanlayıcı kalorimetriya ayrılırlarından loqarifmik miqyasda ifadə edilən kristallaşma sürəti əmsalının (ICR) qiyməti kristallaşma piki hündürlüyünün (MH) onun tam yarımeninə (FWHM) nisbəti şəklində aşağıdakı düsturla hesablanır[1].

$$\text{ICR}=\ln(\text{MH}/\text{FWHM}). \quad (1)$$



Şəkil 1

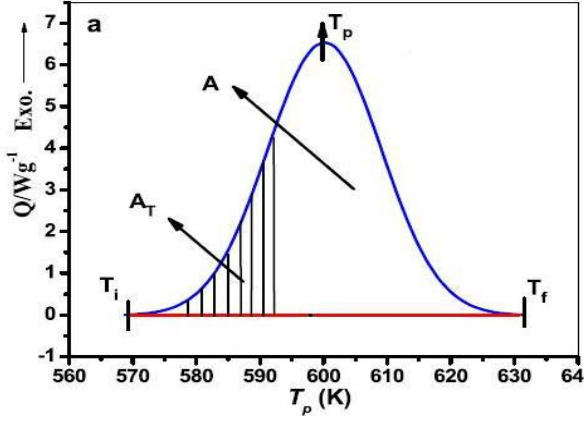
Diferensial skanlayıcı kalorimetriya ayrılırları:
 1- $\text{Ge}_4\text{As}_{14}\text{Se}_{82}$; 2- $\text{Ge}_4\text{As}_{14}\text{S}_2\text{Se}_{80}$; 3- $\text{Ge}_7\text{As}_{16}\text{S}_5\text{Se}_{72}$;
 4- $\text{Ge}_{10}\text{As}_{20}\text{S}_{10}\text{Se}_{60}$; 5- $\text{Ge}_{17,5}\text{As}_{15}\text{S}_{15}\text{Se}_{52,5}$;
 6- $\text{Ge}_{24}\text{As}_{19}\text{S}_{20}\text{Se}_{37}$; 7- $\text{Ge}_{25}\text{As}_{10}\text{S}_{25}\text{Se}_{40}$;
 8- $\text{Ge}_{26}\text{As}_{18}\text{S}_{30}\text{Se}_{26}$; 9- $\text{Ge}_{33}\text{As}_{17}\text{S}_{35}\text{Se}_{15}$.

Araşdırmalar göstərir ki, xalkogenid şüşəvari maddələrdə kristallaşma prosesini xarakterizə edən parametrlərdən biri də, verilmiş temperaturda kristallaşmanın həcmi payı olub (χ_p) aşağıdakı düsturla müəyyən olunur [5, 6].

$$\chi_p=A_T/A, \quad (2)$$

burada A - kristallaşmanın başlanğıcı (T_i) ilə sonu arasındakı (T_f) ekzoterm pikinin sahəsidir. A_T -isə

ekzoterm əyrisində kristallaşmanın başlanğıcı ilə müəyyən T-temperaturu arasındakı hissənin sahəsidir. Qeyd olunan yanaşmanı təsvir edən ekzoterm əyrisi Şəkil 2-də əyani təsvir edilmişdir [5].

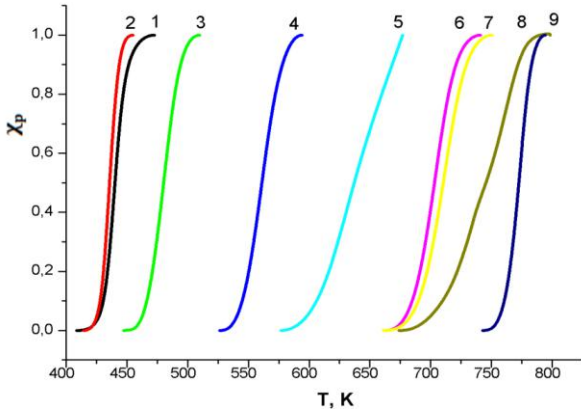


Şəkil 2

Kristallaşmanın həcmi payını (χ_p) hesablamaq üçün tətbiq edilən ekzoterm əyrisi [5].

Şəkil 3-dən görüldüyü kimi, kristallaşmanın həcmi payının (χ_p) kristallaşma oblastında temperaturdan asılılığı kəskin artan qüvvət üstlü asılılığa malikdir.

$$\chi_p = AT^n \quad (3)$$



Şəkil 3

Kristallaşmanın həcmi payının (χ_p) kristallaşma oblastında ($T_i < T < T_f$) temperaturdan asılılığı: 1-Ge₄As₁₄Se₈₂; 2-Ge₄As₁₄S₂Se₈₀; 3-Ge₇As₁₆S₅Se₇₂; 4-Ge₁₀As₂₀S₁₀Se₆₀; 5-Ge_{17.5}As₁₅S₁₅Se_{52.5}; 6-Ge₂₄As₁₉S₂₀Se₃₇; 7-Ge₂₅As₁₀S₂₅Se₄₀; 8-Ge₂₆As₁₈S₃₀Se₂₆; 9-Ge₃₃As₁₇S₃₅Se₁₅.

Kristallaşmanın həcmi payının (χ_p) və temperaturun iki müxtəlif qiymətləri üçün (3)-ifadəsinin hər tərəfini loqarifmləməklə kəskin artan asılılığın [$\chi_p(T)$] qüvvət üstünü (n) aşağıdakı düsturla hesablamaq olar

$$n = \frac{\text{Log}\chi_{p1} - \text{Log}\chi_{p2}}{\text{Log}T_1 - \text{Log}T_2} \quad (4)$$

(1) və (4) düsturlarından kristallaşma sürəti əmsalının və kristallaşmanın həcmi payının temperaturdan asılılığını müəyyən edən qüvvət üstünün (n) ədədi qiymətləri, laylı quruluş, kimyəvi nizamlanmış şəbəkə və topoloji məhdudiyyətlər modellərinin tətbiqindən isə kimyəvi nizamlılıqı və şüşəvari şəbəkə topologiyasını xarakterizə edən parametrlər (R, N_{co}, f) aşağıdakı düsturlara əsasən hesablanaraq nəticələr Cədvəl 1-də təsvir edilmişdir [7,8,9].

$$N_{co} = \langle r \rangle / 2 + \langle r \rangle - 1, \quad (5)$$

$$R = \frac{2z}{4x+3y}, \quad (6)$$

$$f = \frac{3-N_{co}}{3}, \quad (7)$$

burada R-kovalent rabitəli xalkogen atomlarının sayının xalkogen olmayan atomların sayına nisbəti, N_{co} - şüşəvari şəbəkədə rabitə və bucaq topoloji məhdudiyyətlərinin yekun miqdarı, f-isə "sıfırıncı" tezlikli rəqs modlarının payı olub, şüşəyə keçid hallarını (sərt, elastik və izostatik) xarakterizə edir.

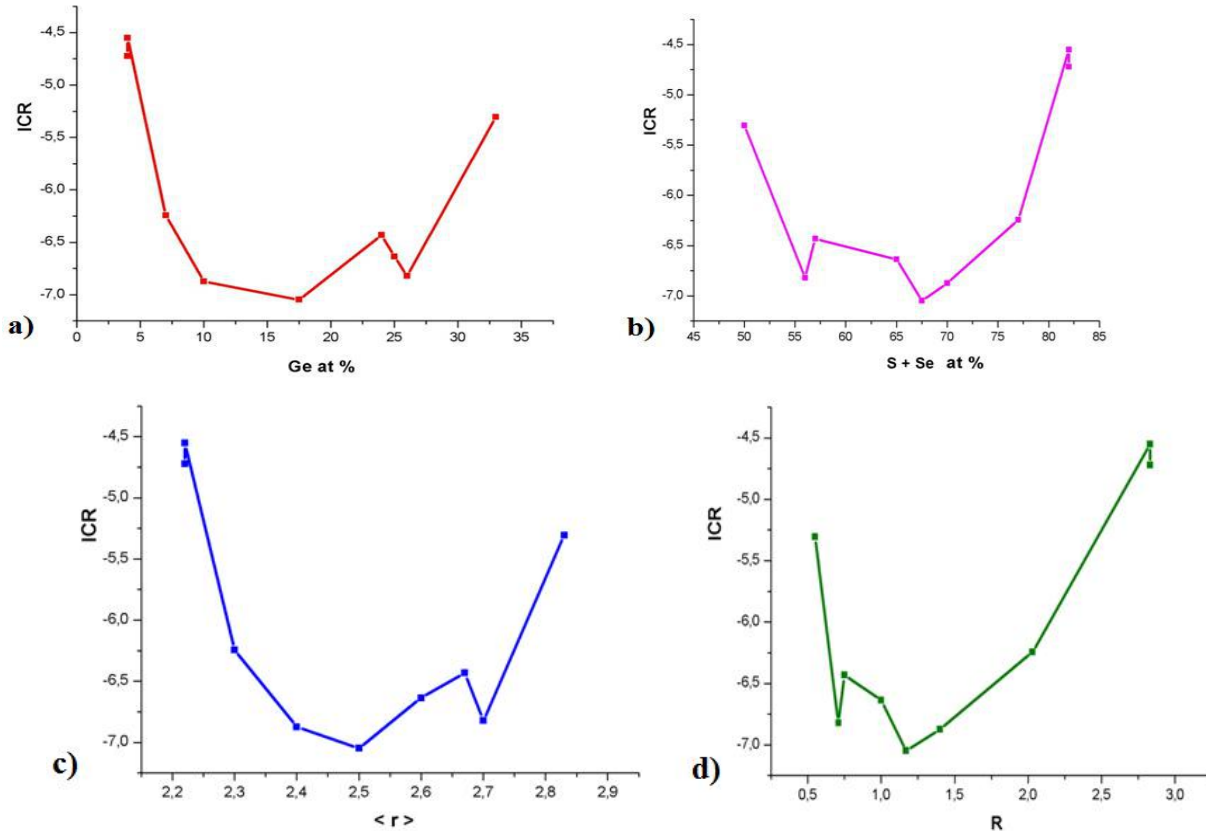
(1)-düsturuna əsasən hesablanan və Cədvəl 1-də təsvir olunan nəticələr əsasında kristallaşma sürəti əmsalının (loqarifmik miqyasda) Ge-un və (Se+S) cəminin atom faiz miqdarından, orta koordinasiya ədədindən ($\langle r \rangle$) və kovalent rabitəli xalkogen atomlarının sayının xalkogen olmayan atomların sayına nisbətindən (R) asılılıqları qurularaq Şəkil 4 (a,b,c,d)-də təsvir edilmişdir. Cədvəl 1-də təsvir olunan nəticələrdən və Şəkil 4(a,b,c,d)-dən görüldüyü kimi kristallaşma sürəti əmsalının loqarifmik miqyasda qiymətləri tərkib modifikasiyasından asılı olaraq müəyyən qanunauyğunluq hüdudunda nəzərəçarpan dəyişikliklərə məruz qalır.

Cədvəl 1

Tərkiblər	$\langle r \rangle$	R	N_{co}	f	ICR	ΔT_{g-c}	n
Ge ₄ As ₁₄ Se ₈₂	2.22	2.83	2.33	0.223	-4,72	55	58,29
Ge ₄ As ₁₄ S ₂ Se ₈₀	2.22	2.83	2.33	0.223	-4,55	53	43,59
Ge ₇ As ₁₆ S ₅ Se ₇₂	2.3	2.03	2.45	0.183	-6,24	58	33,65
Ge ₁₀ As ₂₀ S ₁₀ Se ₆₀	2.4	1.40	2.6	0.133	-6,87	64	34,42
Ge _{17.5} As ₁₅ S ₁₅ Se _{52.5}	2.5	1.17	2.75	0.083	-7,05	70	18,79
Ge ₂₄ As ₁₉ S ₂₀ Se ₃₇	2.67	0.75	3.005	-0.002	-6,43	71	36,95
Ge ₂₅ As ₁₀ S ₂₅ Se ₄₀	2.6	1	2.9	0.033	-6,64	87	33,87
Ge ₂₆ As ₁₈ S ₃₀ Se ₂₆	2.7	0.71	3.05	-0.017	-6,82	85	22,40
Ge ₃₃ As ₁₇ S ₃₅ Se ₁₅	2.83	0.55	3.245	-0.082	-5,3	60	75,94

Bu nəticələr göstərir ki, tetraedral (GeS_{4/2}, GeSe_{4/2}) və piramidal (AsSe_{3/2}) quruluş elementlərinin birlikdə nisbi konsentrasiyası üstünlük təşkil edən bütün tərkiblərdə kristallaşma sürəti əmsali loqarifmik miqyasda nisbətən aşağı qiymətlərə malikdir. Bu nəticə amorf matrisanın rabitə əlaqəliliyinin, o cümlədən orta rabitə enerjisinin ($\langle E \rangle$) artması ilə izah olunur [11]. Qeyd olunan

mənzərə kristallaşma sürəti əmsalinin tərkib komponentlərinin nisbi atom faiz miqdarından (Ge, S+Se), orta koordinasiya ədədindən ($\langle r \rangle$) və kovalent rabitəli xalkogen atomlarının sayının xalkogen olmayan atomların sayına nisbətindən (R) asılılıqlarında qanunauyğun şəkildə öz təsdiqini tapır (Şəkil.4).

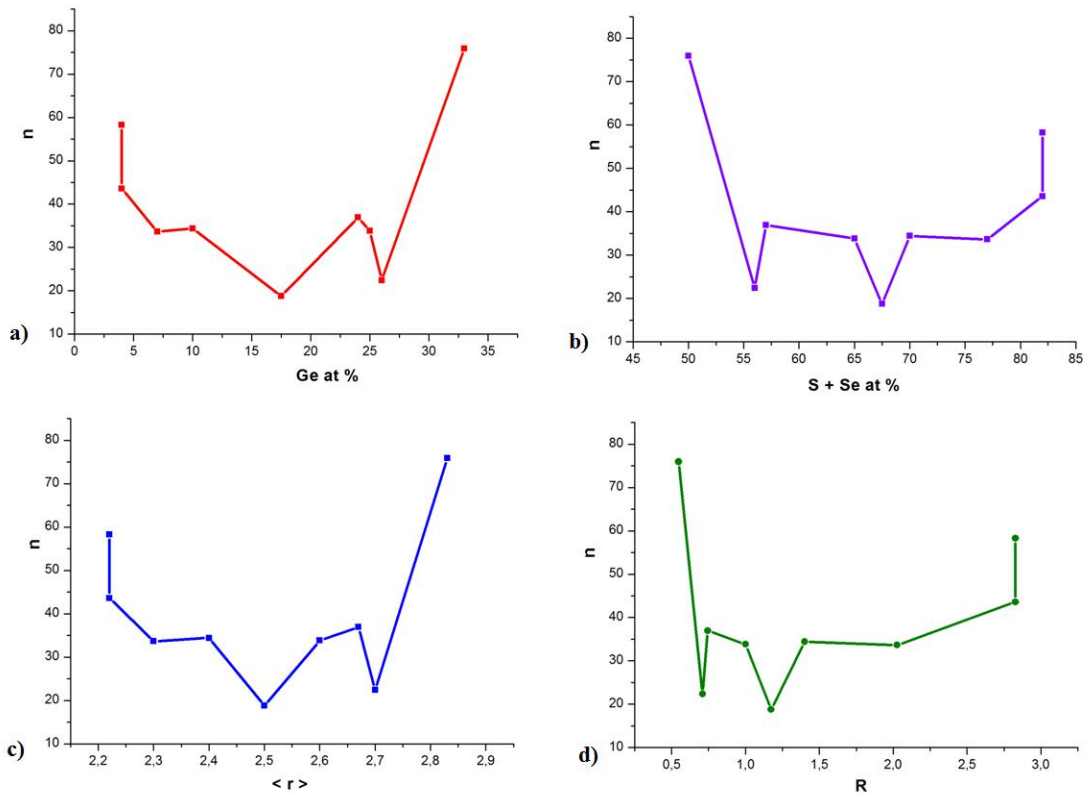


Şəkil 4

Kristallaşma sürəti əmsalinin (loqarifmik miqyasda) tərkib komponentlərindən, orta koordinasiya ədədindən ($\langle r \rangle$) və kovalent rabitəli xalkogen atomlarının sayının xalkogen olmayan atomların sayına nisbətindən (R) asılılıqları.

Bu qanunauyğunluğu təmin edən tərkiblərdə orta koordinasiya ədədi ($\langle r \rangle$), R-parametri, şüşəvari şəbəkədə rabitə və bucaq topoloji məhdudluqlarının yekun miqdarı (N_{co}), “sıfırıncı” tezlikli rəqs modlarının payı (f), kristallaşma sürəti əmsalı (ICR), kristallaşmanın həcmi payınının (χ_p) temperaturdan asılılığının qüvvət üstü (n) uyğun olaraq $\langle r \rangle = 2.3 \div 2.7$; $R = 0.71 \div 2.03$; $N_{co} = 2.45 \div 3.05$; $f = -0.002 \div 0.183$; $ICR = -7.05 \div -6.24$ və $n = 18,79 \div 36,95$ intervallarında dəyişir. Alınan nəticələr birmənalı olaraq sübut edir ki, $\langle r \rangle \sim 2.7$ olduqda daha stabil konfigurasiyanın əmələ gəlməsi topoloji nizamlılıq şərtinə yaxın olan ($f \sim 0$; $N_{co} \sim 3$) nümunələrdə ödənilərək (Cədvəl1.), kristallaşma sürəti əmsalı (ICR) nisbətən aşağı olmaqla yanaşı, şüşə və kristallaşmaya keçid temperaturları fərqi ($\Delta T_{c-g} = 71 \div 87$ K) əsasən böyük olması ilə nəzərə çarpır. Belə ki, Cədvəl.1-dən məlum olur ki, topoloji nizamlılıq

şərtindən nəzərəçarpan kənarçıxmalar zamanı kristallaşma sürəti əmsalı özünün minimum qiymətini əldə etməsinə baxmayaraq şüşə və kristallaşmaya keçid temperaturları (T_g , T_c) arasındakı fərq daha yüksək qiymətə malik olur. Buradan belə nəticəyə gəlmək olur ki, daha stabil, yəni kristallaşmaya qarşı davamlı xalkogenid şüşələr almaq üçün laylı quruluş ideyasının [9] tələblərini tamamilə təmin edən tərkiblərin alınmasına üstünlük verilməlidir. Kristallaşmanın həcmi payının temperaturdan asılılığını (Şəkil.3) göstərən nəticələrə (4) düsturunun tətbiqi ilə hesablanan qüvvət üstünün (n) ədədi qiymətlərinin tədqiq olunan maddələri əmələ gətirən tərkib komponentlərindən, orta koordinasiya ədədindən ($\langle r \rangle$) və kovalent rabitəli xalkogen atomlarının sayının xalkogen olmayan atomların sayına nisbətindən (R) asılılıqları qurularaq Şəkil.5(a,b,c,d)-də təsvir edilmişdir.



Çəkil 5

Kristallaşmanın həcmi payının temperaturdan asılılığına məxsus qüvvət üstünün (n) ədədi qiymətlərinin tərkib komponentlərinin (Ge, Se+S) atom faiz miqdarından, orta koordinasiya ədədindən ($\langle r \rangle$) və kovalent rabitəli xalkogen atomlarının sayının xalkogen olmayan atomların sayına nisbətindən (R) asılılıqları.

Şəkil.5-də təsvir edilən nəticələrin təhlili göstərir ki, tetraedral ($\text{GeS}_{4/2}$, $\text{GeSe}_{4/2}$) və piramidal ($\text{AsSe}_{3/2}$) quruluş elementlərinin birlikdə nisbi konsentrasiyası üstünlük təşkil edən bütün tərkiblərdə kristallaşmanın həcmi payının temperaturdan asılılığına məxsus qüvvət üstü (n) orta koordinasiya ədədinin ($\langle r \rangle$) və R -parametrinin $\langle r \rangle = 2.3 \div 2.7$; $R = 0.71 \div 2.03$ intervallarında nisbətən aşağı qiymətlərə malikdir. Anoloji olaraq topoloji və kimyəvi nizamlılığa nisbətən yaxın tərkibli nümunələrdə ($f \sim 0$; $N_{\text{co}} \sim 3$ və $R \sim 1$) kristallaşmanın həcmi payının temperaturdan asılılığına məxsus qüvvət üstü (n) özünün iki müxtəlif minimal qiymətlərini əldə edir ($n = 18,79$ və $n = 22,40$). Əldə edilən bu təcrübi nəticələr tədqiq olunan maddələrin kristallaşma sürəti əmsalına dair Şəkil.4-də təsvir edilən nəticələrlə birmənalı şəkildə uzlaşır. Beləliklə, Şəkil.4 və Şəkil.5-də alınan nəticələrin müqayisəli analizi göstərir ki, germaniumun (Ge) nisbi atom faiz miqdarı yüksək olan $\text{Ge}_{33}\text{As}_{17}\text{S}_{35}\text{Se}_{15}$ tərkibində kristallaşma sürəti əmsalı və kristallaşmanın həcmi payının temperaturdan asılılığının qüvvət üstü (n) nisbətən yüksək qiymətlərə malikdir ($\text{ICR} = -5,3$ və $n = 75,94$). Bu təcrübi nəticə Ge -un konsentrasiyası yüksək olan ($x_{\text{Ge}} > 30$ at.%) xalkogenid şüşələrin lokal quruluşunda müşahidə olunan ciddi transformasiyalarla izah olunur [10]. Hesab olunur ki, $\text{Ge}_{33}\text{As}_{17}\text{S}_{35}\text{Se}_{15}$ –tərkibində Ge -un konsentrasiyası yüksək, Se -ninki isə aşağı olduğundan, Ge -un koordinasiyasına ($Z_{\text{Ge}} = 4$) uyğun şəkildə Se -lə yaratmalı olduğu rabitə tələbləri tam ödənilmir. Bunun nəticəsində yalnız heteropolyar rabitələrin ($\text{Ge}-\text{Se}$) hesabına şüşəvari şəbəkənin formalaşmasında ciddi rol oynayan tetraedrik quruluş elementlərinin ($\text{GeSe}_{4/2}$) konsentrasiyası kəskin azalır ki, bu da şüşəvari şəbəkənin topoloji ölçülərinin kiçilməsinə səbəb olur. Daha doğrusu, 3-ölçümlü şüşəvari şəbəkənin 1-ölçümlü etana bənzər $[(\text{CH}_3)\text{Ge}-\text{Ge}(\text{CH}_3)]$ quruluş elementlərindən ibarət şəbəkəyə keçidi baş verir [10]. Bu

halda konsentrasiyası yüksək olan germanium atomları arasında homopolyar əlaqələr ($\text{Ge}-\text{Ge}$) yuxarıda təsvir olunan quruluş elementləri hesabına mümkün olur. Nəticədə, yuxarıda qeyd olunan quruluş transformasiyaları kristallaşma prosesini sürətləndirir ki, bu da şüşə və kristallaşmaya keçid temperaturları fərqi ($\Delta T_{\text{c-g}}$) ədədi qiymətinin ($C_{\text{ədvəl.1}}$) nəzərə çarpan səviyyədə azalması ($\Delta T_{\text{g-c}} = 60$ K) və $\text{Ge}_{33}\text{As}_{17}\text{S}_{35}\text{Se}_{15}$ - tərkibinin Rentgen difraksiya səpilməsi əyrisində qismən zəif görüntülü iti piklərin müşahidə olunması ilə təsdiq olunur [11]. Cədvəl.1 və Şəkil.5-dən görüldüyü kimi germaniumun (Ge) nisbi atom faiz miqdarı nisbətən aşağı olan $\text{Ge}_4\text{As}_{14}\text{S}_{14}\text{Se}_{82}$, $\text{Ge}_4\text{As}_{14}\text{S}_2\text{Se}_{80}$ tərkiblərində kristallaşma sürəti əmsalının və kristallaşmanın həcmi payının temperaturdan asılılığına məxsus qüvvət üstünün (n) nisbətən artması, şüşə və kristallaşmaya keçid temperaturları fərqi ($\Delta T_{\text{c-g}}$) ədədi qiymətinin azalması ($\Delta T_{\text{g-c}} = 55$ K) isə orta rabitə enerjisinin ($\langle E \rangle$) azalması, yəni şüşəvari matrisanın rabitə əlaqəliyinin zəifləməsi ilə izah olunmuşdur [11].

XÜLASƏ

Müəyyən olunmuşdur ki, topoloji nizamlılıq şərtinə yaxın olan ($f \sim 0$; $N_{\text{co}} \sim 3$) maddələrdə kristallaşma sürəti əmsalı (ICR) aşağı olmaqla yanaşı, şüşə və kristallaşmaya keçid temperaturları fərqi ($\Delta T_{\text{c-g}} = 71 \div 87$ K) nisbətən yüksəkdir. Göstərilmişdir ki, germaniumun atom faiz miqdarı yüksək olan $\text{Ge}_{33}\text{As}_{17}\text{S}_{35}\text{Se}_{15}$ maddəsində baş verən zəif quruluş transformasiyası kristallaşma prosesini sürətləndirir ki, bu da şüşə və kristallaşmaya keçid temperaturları fərqi ($\Delta T_{\text{c-g}}$) ədədi qiymətinin nəzərə çarpan səviyyədə azalmasına ($\Delta T_{\text{g-c}} = 60$ K), kristallaşma sürəti əmsalının və kristallaşmanın həcmi payının temperaturdan asılılığına məxsus qüvvət üstünün (n) isə artmasına gətirir.

1. L.Saturday, et al. *Devitrification of Bi-and Ga-containing germanium-based chalcogenide glasses*, *J. Alloys Compd.*, **674** (2016) 207-217, <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2016.03.054>.
2. S.K.Mohamed, M.M.Abd El-Raheem, M.M.Wakad, H.F.Mohamed. *Crystallization kinetics analy-*

sis of $\text{Ge}_{18}\text{Bi}_x\text{Se}_{82-x}$ chalcogenide glasses alloys by using non-isothermal methods *Journal of Non-Crystalline Solids*, **611** (2023) 122334.

3. I.V.Skripachev, M.El-Amraoui, You.Messaddeq. *Study of the Glass Transition Temperature of As-S Glasses for the Fabrication of Chalcogenide Opti-*

- cal Fibers, International Journal of Applied Glass Science*, **4** (2013) 256-265.
4. M.N.Abd-el Salam, M.Mohamed, E.R.Shaaban, M.A.Abdel-Rahim, A.Y.Abdel-Latif. *The crystallization kinetics studies of the two crystallization stages of $As_{37.5}Se_{37.5}Ag_{25}$ glass using the model-fitting and model-free approaches*, *Chin. J. Phys.*, **60** (2019) 35-47.
 5. M.N.Abd-el Salam, E.R.Shaaban, F.Benabdallah, A.M.A.Hussein, M.Mohamed. *Experimental and theoretical studies of glass and crystallization kinetics of semiconducting $As_{40}Se_{40}Ag_{20}$ chalcogenide glass*, *Physica B*, **608** (2021) 412745.
 6. F.Liu, S.Song, F.Sommer, E.Mitte-meijer. *Evaluation of the maximum transformation rate for analyzing solid-state phase transformation kinetics*, *Acta Mater.*, **57** (2009) 6176-6190.
 7. L.Tichy, H.Ticha. *Covalent bond approach to the glass transition temperature of chalcogenide glasses*, *J. Non Cryst. Solids*, **189** (1995) 141-146.
 8. J.C.Phillips, M.F.Thorpe, *Constraint Theory, Vector Percolation and Glass Formation*, *Solid State Communications*, **53** (1985) 699-702.
 9. K.Tanaka. *Structural phase transitions in chalcogenide glasses*. *Phys. Rev. B*, **39** (1989) 1270-1279.
 10. N.J.Tostanoski, E.J.Heilweil, P.F.Wachtel, J.D.Musgraves, S.K.Sundaram. *Structure-terahertz property relationship and femtosecond laser irradiation effects in chalcogenide glasses*, *Journal of Non-Crystalline Solids*, **600** (2023) 122020.
 11. R.Alekberov, S.Mekhtiyeva, S.Mammadov. *Study of correlations between glass-transition temperature and local structure of Ge-As-Se, Ge-As-Se-S chalcogenide glasses*, *Philosophical Magazine. Part A: Materials Science*, **103** (2023) 1828-1841.

CRYSTALLIZATION PROCESSES in Ge-As-S-Se CHALCOGENIDE GLASSY SYSTEM

S.I.MEKHTIYEVA, R.I.ALEKBEROV, S.M.MAMMADOV

The crystallization process of Ge-As-S-Se chalcogenide glass system with different atomic percentages was studied by differential scanning calorimetry (DSC) method. It has been determined that modification of the composition has a serious effect on the crystallization process. According to the chemically ordered network (CNN) model, the increase in the joint relative concentration of the tetrahedral ($GeS_{4/2}$, $GeSe_{4/2}$) and pyramidal ($AsSe_{3/2}$) structural elements forming the amorphous matrix of the studied substances (except for the $Ge_{33}As_{17}S_{35}Se_{15}$ composition) leads to a decrease in degree (n) of temperature dependence of the crystallization volume fraction and the crystallization rate coefficient (ICR). This result is explained by the increase in the bond connectivity of the amorphous matrix and the average bond energy ($\langle E \rangle$).

ПРОЦЕССЫ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ В ХАЛЬКОГЕНИДНОЙ СТЕКЛООБРАЗНОЙ СИСТЕМЕ Ge-As-S-Se

С.И.МЕХТИЕВА, Р.И.АЛЕКБЕРОВ, С.М.МАММАДОВ

Методом дифференциальной сканирующей калориметрии (ДСК) изучен процесс кристаллизации халькогенидных стекол Ge-As-S-Se с различным атомным процентом. Установлено, что модификация состава оказывает серьезное влияние на процесс кристаллизации. Согласно модели химически упорядоченной сетки (CNN) отмечено увеличение совместной относительной концентрации тетраэдрических ($GeS_{4/2}$, $GeSe_{4/2}$) и пирамидальных ($AsSe_{3/2}$) структурных элементов, образующих аморфную матрицу исследованных веществ (за исключением состава $Ge_{33}As_{17}S_{35}Se_{15}$), что приводит к уменьшению степени (n) температурной зависимости объемной доли кристаллизации и коэффициента скорости кристаллизации (ICR). Этот результат объясняется увеличением связности связей аморфной матрицы и средней энергии связи ($\langle E \rangle$).

УДК 621.315.592

РАССЕЯНИЕ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ТВЕРДОМ РАСТВОРЕ $PbTe_{1-x}Se_x$

Х.М.МАМЕДОВА*, В.В.ЮСИФОВ, Э.А.АЛЛАХВЕРДИЕВ

*Министерство науки и образования, Институт физики
AZ 1143, Азербайджан, г. Баку, пр. Г.Джавида, 131
Бакинский Государственный Университет*
AZ 1148, Азербайджан, г. Баку, ул. З.Халилова, 23
eynulla0104@gmail.com*

Получена: 07.12.2023

Принята к печати: 02.03.2024

Ключевые слова: твердый раствор, эффективная масса, подвижность, термоэлектрические материалы, параболическая зонная модель, рассеяния в сплавах.

РЕФЕРАТ

В монокристаллических образцах $PbTe_{1-x}Se_x$ p -типа исследованы температурные зависимости электропроводности, коэффициентов Зеебека и Холла в интервале 80-300К. Показано, что наряду с акустическим рассеянием на дефектах, созданных вторым компонентом (Se) в твердом растворе, является преобладающим механизмом, ограничивающим подвижность носителей заряда. Оценка эффективной массы плотности состояний в рамках параболической зонной модели показала, что увеличение коэффициента Зеебека с температурой обусловлено, в основном, ростом эффективной массы носителей заряда. Увеличение эффективной массы с концентрацией носителей и температурой объясняется сложной структурой валентной зоны $PbTe_{1-x}Se_x$.

ВВЕДЕНИЕ

Загрязнение окружающей среды и истощение энергетических ресурсов, которые являются жизненно важными проблемами современности, рассматривают возобновляемые источники энергии как лучший подход к решению этих проблем. Данный подход сокращает использование природного топлива, которое и является главной причиной кризиса. Термоэлектрические (ТЭ) преобразователи энергии входят в число современных технологий возобновляемой энергетики, которые весьма привлекательны благодаря способности технологии напрямую преобразовывать тепловую энергию в электрическую и обратно [1].

Потенциал материала для термоэлектрических применений, как для производства электроэнергии, так и для охлаждения, в целом определяется безразмерной величиной - добротностью материала zT , определяемой как

$$zT = \frac{\alpha^2 \sigma}{\chi} T, \text{ где } \alpha - \text{коэффициент Зеебека, } \sigma -$$

электропроводность, χ - общая теплопроводность и T - абсолютная температура [2]. В настоящее время широкое применение термоэлектрических преобразователей ограничено, прежде всего, относительно невысокой эффективностью преобразования.

Теллурид свинца и его твердые растворы являются одними из наиболее перспективных ТЭ материалов в среднетемпературном (~500-900К) диапазоне. Из-за высокой стоимости, токсичности и дефицита теллура в земной коре $PbSe$ стал многообещающей альтернативой для $PbTe$ [3]. Несмотря на то, что ТЭ материалы на основе $PbSe$ значительно уступают аналогам $PbTe$, в последнее время много внимания уделяется разработке ТЭ материалов на его основе.

В $PbTe_{1-x}Se_x$ p -типа можно добиться слияния (band convergence) зон (в данном случае

L- и Σ -зон: зоны тяжелых и легких дырок) при желаемой температуре, что значительно улучшает термоэлектрические характеристики при легировании надлежащим образом. Так значение $zT=1,8$ было достигнуто для PbTe_{1-x}Se_x *p*-типа [4].

В данной статье рассматриваются термоэлектрические свойства PbTe_{1-x}Se_x *p*-типа, так как одной из успешных стратегий повышения добротности является модификация соединения за счет синтеза изоструктурных твердых растворов.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Поликристаллические образцы PbTe_{1-x}Se_x были получены прямым сплавлением исходных компонентов в стехиометрическом соотношении в вакуумированных до $\sim 10^{-2}$ Па кварцевых ампулах. Для предотвращения непосредственного контакта материала со стенкой ампулы внутренние поверхности ампул предварительно были графитизированы. Исходными компонентами служили свинец марки С-0000, теллур марки Т-сЧ и селен марки ОСЧ. 22-4. Синтез проводился при температуре ~ 1300 К в течение 8 часов. Были синтезированы образцы PbTe_{1-x}Se_x с $x=0.00, 0.1, 0.15, 0.25, 0.5$.

Выращивание монокристаллов из полученных поликристаллических образцов проводилось методом вертикальной зонной плавки [5]. Все образцы имели *p*-тип проводимости во всем рассмотренном температурном интервале.

Образцы для измерений с геометрическими размерами 3×5×12 мм вырезали из выращенных монокристаллических слитков диаметром ~ 10 мм на электроэрозионной установке.

Электрические параметры (электропроводность σ , коэффициенты Зеебека α и Холла R_H) измеряли на постоянном токе зондовым методом вдоль роста монокристаллических слитков в интервале температур 80-300 К [6].

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Температурные зависимости электропроводности, коэффициентов Зеебека и Холла для образцов PbTe_{1-x}Se_x с различным содержанием атомов селена приведены на Рис. 1.

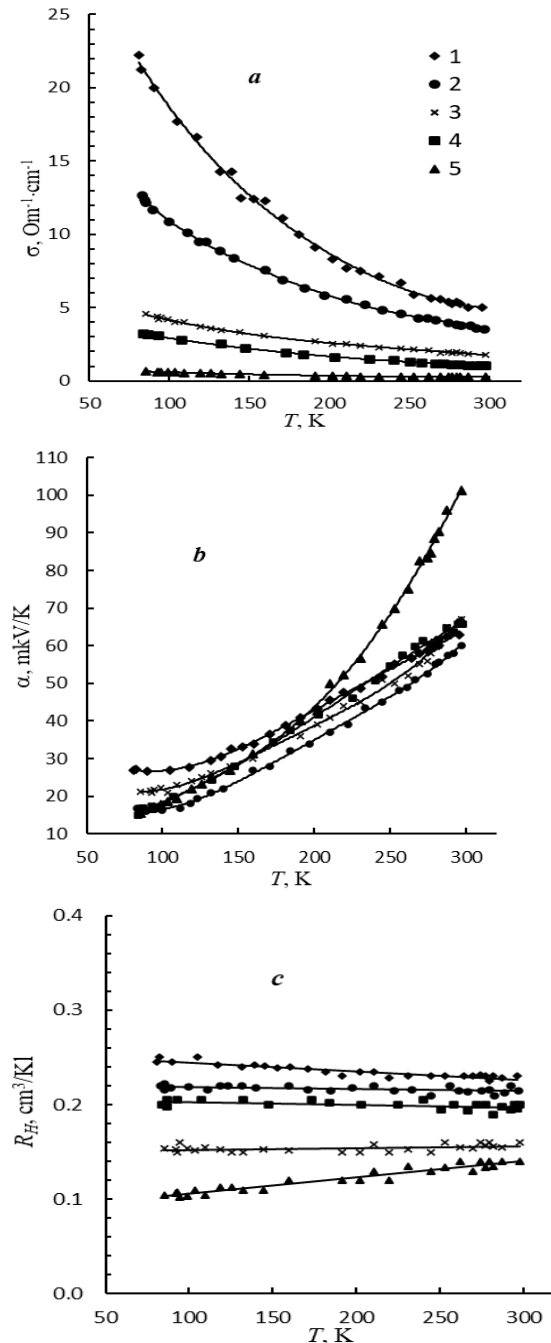


Рис.1

Температурные зависимости: а - электропроводности, б - коэффициента Зеебека, с - коэффициента Холла для образцов PbTe_{1-x}Se_x; кривые 1 - 5 соответствуют $x=0.00; 0.10; 0.15; 0.25; 0.50$.

Коэффициент Холла практически не зависит от температуры Рис.1с. С увеличением доли PbSe в PbTe значения R_H уменьшаются. При этом концентрация носителей заряда n , определенная как $n=1/(eR_H)$, изменяется в пределах $(2,7-4,5) \cdot 10^{19} \text{см}^{-3}$. Изоморфное замещение одного халькогена другим, в частности Te на Se, не создает электроактивных примесных центров в солях свинца [7]. Увеличение концентрации носителей тока не отражается на поведении электропроводности. Как видно из Рис.1а, с ростом содержания атомов селена электропроводность уменьшается. Температурная зависимость электропроводности для всех образцов имеет аналогичный вид и уменьшается с ростом температуры. Экспериментально измеренные значения коэффициента Холла показывают, что концентрация носителей тока практически не зависит от температуры. Добавление селена в PbTe так же не приводит к значительному изменению концентрации носителей заряда. Так для образцов с $x=0,00$ и $x=0,5$ коэффициенты Холла при $\sim 77\text{K}$ составляют $0,23$ и $0,14 \text{см}^3/\text{Кл}$, соответственно, тогда как значения σ для тех же образцов составляют 22222 и $645 \text{Ом}^{-1} \text{см}^{-1}$, т.е. отличаются более, чем на порядок. Исходя из этого можно предположить, что характер температурной и концентрационной зависимости электропроводности, в основном, определяется процессами рассеяния и особенностью зонной структуры PbTe.

Холловская подвижность в халькогенидах свинца, определенная из электропроводности и коэффициента Холла ($\mu_H = \sigma R_H$), изменяется с температурой по степенному закону: $\mu \sim T^{-\nu}$ [7]. Данные для холловский подвижности в координатах $\lg(\mu_H) - \lg(T)$ приведены на Рис. 2. Как видно, в образцах, содержащих атомы Se, подвижность носителей заряда значительно меньше по сравнению с чистым PbTe, причем с увеличением температуры μ_H для всех образцов уменьшается по линейному закону.

При низких температурах наблюдается некоторое отступление от линейной зависимости $\lg(\mu_H)$ от $\lg(T)$, которое также обнаруживается на зависимости $\alpha(T)$. Это отступление может происходить с частичным вырождением

электронного газа [8], так как температурная зависимость подвижности в частично вырожденном состоянии слабее, чем при отсутствии вырождения.

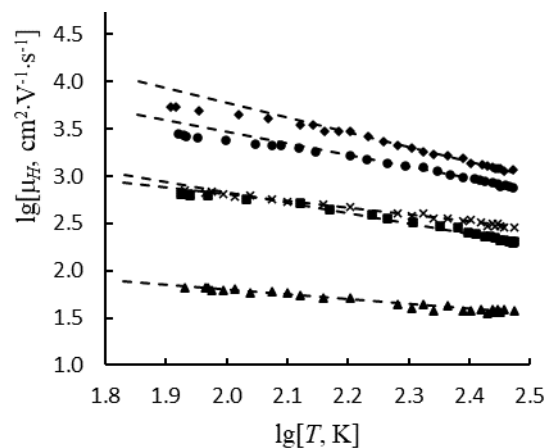


Рис.2

Зависимости холловской подвижности от температуры в $\text{PbTe}_{1-x}\text{Se}_x$; обозначение те же, что и на Рис.1.

Для образца PbTe $\nu=1,6$, но в образцах, содержащих атомы Se, это значение значительно меньше. Так для образцов с $x=0,1; 0,15; 0,25$ и $0,5$ $\nu=1,2; 0,8; 1,0$ и $0,5$, соответственно.

Температурные зависимости подвижности при средних и высоких температурах во всех трех халькогенидах свинца (PbTe, PbSe и PbS) объясняются, в основном, рассеянием на длинноволновых акустических колебаниях с учетом температурной зависимости эффективной массы [9].

$$\mu \sim m^{*-5/2} T^{-3/2}. \quad (1)$$

Температурное изменение эффективной массы определялось в рамках параболической зонной модели [10], в предположении, что рассеяние электронов происходит на акустических колебаниях решетки (Рис.3).

Из наклона кривых на Рис. 3 можно установить, что $m^*/m_0 \sim T^s$ (m_0 - масса свободного электрона), где $s=0,07; 0,29; 0,24$ и $0,91$ для образцов с $x=0,00; 0,15; 0,25$ и $0,5$, соответственно. Учет этих значений в зависимости (1) для чистого PbTe дает $\mu \sim T^{-1,67}$, которое подтверждается экспериментальной зависимостью $\mu(T)$ (Рис.2). Для образцов, содержащих Se, полученные значения не согласуются с экспери-

ментальной зависимостью $\mu(T)$. Это указывает на появление в этих образцах дополнительного механизма рассеяния.

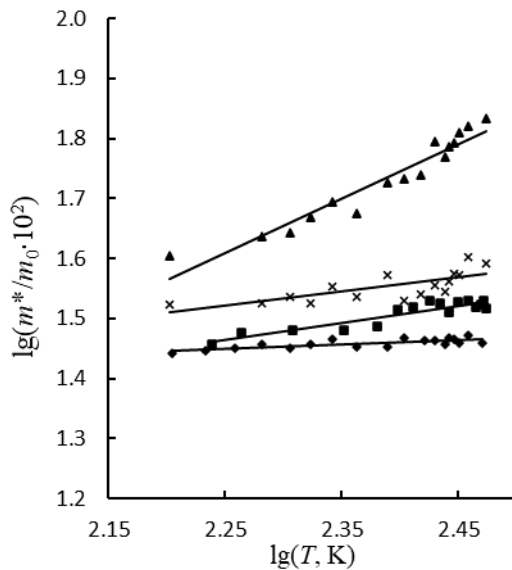


Рис.3

Температурная зависимость эффективной массы электронов в PbTe_{1-x}Se_x; обозначение те же, что на Рис.1.

При образовании твердого раствора в кристаллической решетке происходит возмущение кристаллического потенциала. Это приводит к рассеянию как фононов, так и носителей заряда [11] и к относительно слабой температурной зависимости подвижности через $\mu \sim T^{-1/2}$ [12] в отличие от рассеяния на акустических колебаниях решетки, где $\mu \sim T^{-3/2}$, т.е. к более низкой скорости снижения подвижности. Таким образом, наряду с акустическим рассеянием рассеяние на дефектах, созданных вторым компонентом (Se) в твердом растворе, является преобладающим механизмом, ограничивающим холловскую подвижность.

Валентная зона теллурида свинца имеет сложную структуру. Экстремум этой зоны расположен в точке L зоны Бриллюэна (зона легких дырок) и имеет зонное вырождение $N_V=4$. Кроме этого существует вторая зона с экстремумами вдоль линии Σ зоны Бриллюэна, отделенная от L зоны энергетическим зазором $\sim 0,2\text{эВ}$ и имеет $N_V=12$ [13].

На Рис. 4 схематически показана структура валентной зоны PbTe_{1-x}Se_x.

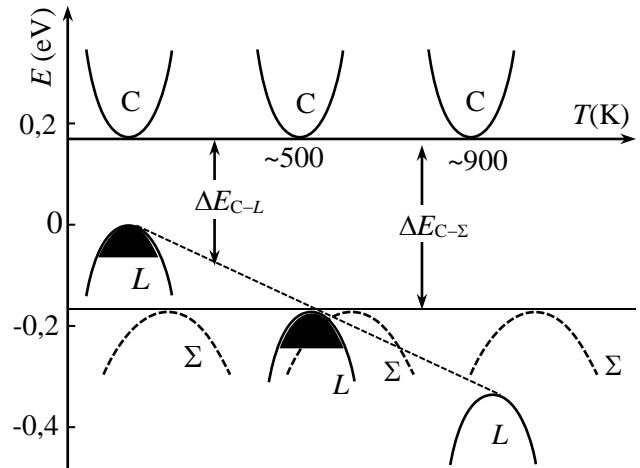


Рис.4

Структура валентной зоны PbTe_{1-x}Se_x [4]: C - зона проводимости, L - зона легких дырок, Σ - зона тяжелых дырок.

При меньших концентрациях носителей в транспортных свойствах преобладает зона легких (L зона) дырок. При увеличении концентрации носителей заряда уровень Ферми приближается к вершине второй валентной зоны, и зона тяжелых дырок (Σ зона) играет более существенную роль. Вклад каждой зоны зависит не только от концентрации носителей, но и от температуры. С ростом температуры влияние Σ зоны растет, причем температурная зависимость (T , в К) смещения энергии (ΔE , в eV) зон L , Σ и зоны проводимости C определяются выражением [4]:

$$\Delta E_{C-L} = 0,18 + (4T/10,000) - 0,04x$$

$$\Delta E_{C-\Sigma} = 0,36 + 0,10x$$

Коэффициент Зеебека (Рис. 16) для всех образцов возрастает с увеличением температуры. При этом значения α образцов твердого раствора мало чем отличаются от данных для чистого PbTe. Исключение составляет образец с $x=0,5$, для которого рост α более крутой. В данном случае, из-за высокого значения концентрации носителей заряда уровень Ферми располагается ближе к вершине Σ зоны и влияние тяжелых дырок становится ощутимым. Это способствует росту коэффициента Зеебека.

При повышении температуры энергетический зазор между двумя зонами ($\Delta E_{L-\Sigma}$) уменьшается линейно, и все большая часть дырок может перейти в зону с большей эффективной массой, способствуя росту коэффициента Зеебека с температурой.

1. Y.Shtern, A.Sherchenkov, M.Shtern, M.Rogachev, D.Pepelyaev. *Challenges and perspective recent trends of enhancing the efficiency of thermoelectric materials on the basis of PbTe*, Mater. Today, **37** (2023) 107083.
2. А.Ф.Июффе, *Полупроводниковые термоэлементы*, Изд. АН СССР, (1956) 103.
3. B.Ge, H.Lee, L.Huang, C.Zhou, Z.Weil, B.Cai, S.Cho, J.Li, G.Qiao, X.Qin, Z.Shi, I.Chung. *Atomic Level Defect Structure Engineering for Unusually High Average Thermoelectric Figure of Merit in n-Type PbSe Rivalling PbTe*, Adv. Sci., **9** (2022) 142-150.
4. Y.Pei, X.Shi, A.D.Lalonde, H.Wang, L.Chen, G.J.Snyder. *Convergence of electronic bands for high performance bulk thermoelectrics*, Nature, **473** (2011) 66-69.
5. A.Vjshchevsky. *Preparation of thermoelectric materials from melts*. Handbook of thermoelectrics, CRC Press LLC, New York, (1995) 701.
6. А.С.ОХОТИН, А.С.ПУШКАРСКИЙ, Р.ПБОРОВИКОВА, В.А.СИМОНОВ. *Методы измерения характеристик термоэлектрических материалов и преобразователей*, М. Наука, (1974) 168.
7. Ю.И.РАВИЧ, Б.А.ЕФИМОВА, И.А.СМИРНОВ. *Методы исследования полупроводников в применении к халькогенидом свинца PbTe, PbSe и PbS*. М., Наука, (1968) 384.
8. И.А.СМИРНОВ, Б.Я.МОЙЖЕС, Е.Д.НЕНСБЕРГ. *Об эффективной массе носителей тока в селенистом свинце*, ФТТ, **2** (1960) 1992-2005.
9. Д.М.ЗАЯЧУК. *К вопросу о доминирующих механизмах рассеяния носителей заряда в теллуриде свинца*, ФТП, **31** (1997) 217-221
10. H.Naithani, T.Dasgupta. *Critical Analysis of Single Band Modeling of Thermoelectric Materials*, **3** (2020) 2200-2213
11. H.Wang, R.Gurunathan, C.Fu, R.Cui, T.Zhu, G.J.Snyder. *Thermoelectric transport effects beyond single parabolic band and acoustic phonon scattering*, Mater. Adv., **3** (2022) 734-755.
12. H. Xie, H.Wang, Y.Pei, C.Fu, X.Liu, G.J.Snyder, X.Zhao, T.Zhu. *Beneficial contribution of alloy disorder to electron and phonon transport in half-Heusler thermoelectric materials*, Adv. Funct. Mater., **23** (2013) 5123-5130.
13. G.Nimtz, B.Schlicht. *Narrow-gap lead salts*. In: *Narrow-Gap Semiconductors, Springer Tracts in Modern Physics, vol.98 (Berlin-Heidelberg-N.Y.-Tokyo, Springer, (1983) 118.*

PbTe_{1-x}Se_x BƏRK MƏHLULUNDA YÜK DAŞIYICILARIN SƏPİLMƏSİ

X.M.MƏMMƏDOVA, V.V.YUSİFOV, E.Ə.ALLAHVERDİYEV

PbTe_{1-x}Se_x monokristallarında elektrik keçirmə, Holl və Zeebek əmsalları 77-300K temperatur intervalında tədqiq edilmişdir. Müəyyən edilib ki, akustik rəqslərdən səpilmə ilə yanaşı bərk məhlulda ikinci komponent selenin yaratdığı defektlərdən səpilmə yük daşıyıcılarının yurüklüyünü məhdudlaşdıran əsas mexanizmlərdir. Hal sıxlığı effektiv kütlənin parabolik zona çərçivəsində qiymətləndirilməsi göstərir ki, Zeebek əmsalının temperaturla artması əsasən effektiv kütlənin artımı ilə əlaqədardır. Effektiv kütlənin yük daşıyıcılarının konsentrasiyası və temperaturla artması PbTe_{1-x}Se_x-un valent zonasının müərkəb quruluşu ilə izah olunur.

SCATTERING OF CHARGE CARRIERS IN PbTe_{1-x}Se_x SOLID SOLUTION

Ch.M.MAMEDOVA, V.V.YUSIFOV, E.A.ALLAHVERDIYEV

In p-type single-crystal samples PbTe_{1-x}Se_x, the temperature dependences of electrical conductivity, Seebeck and Hall coefficients in the interval 77-300K were investigated. It is shown that, along with acoustic scattering, scattering from defects created by the second component (Se) in a solid solution is the predominant mechanism that limits the mobility of charge carriers. The evaluation of density of state effective mass within the framework of the parabolic zone model showed that the increase in the Seebeck coefficient with temperature is mainly due to the increase in the effective mass. The increase in the effective mass with carrier concentration and temperature is explained by the complex structure of the valence band of PbTe_{1-x}Se_x.

УДК 538.93

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА $(\text{FeIn}_2\text{S}_4)_{0,97}(\text{CuIn}_2\text{S}_4)_{0,03}$

С.С.РАГИМОВ^{1,2}, Ш.С.АБДУЛЛАЕВА³, А.Э.БАБАЕВА²

Институт Физических Проблем Бакинского Государственного Университета¹

AZ 1148, Азербайджан, г. Баку, ул. З.Халилова, 23

Министерство Науки и Образования, Институт Физики²

AZ 1143, Азербайджан, г. Баку, пр. Г.Джавида, 131

Министерство Науки и Образования, Институт катализа и неорганической химии

AZ 1143, Азербайджан, г. Баку, пр. Г.Джавида, 113

sadiyar.raqimov@bsu.edu.az; sadiyar@mail.ru

Получена: 07.01.2024

Принята к печати: 02.03.2024

Ключевые слова: электропроводность, коэффициент Холла, энергия активации.

РЕФЕРАТ

Проведено исследование температурной зависимости электропроводности и эффекта Холла твердого раствора $(\text{FeIn}_2\text{S}_4)_{0,97}(\text{CuIn}_2\text{S}_4)_{0,03}$. Эксперименты проведены в температурном интервале 200-400К. На основе экспериментальных данных определены концентрация носителей заряда, оценена энергия активации электронов $E_a=0,026$ эВ. Проведены также рентгеноструктурный анализ исследованного состава, определены параметры решетки и тип пространственной группы.

ВВЕДЕНИЕ

Легирование полупроводниковых соединений магнитными примесями может привести к появлению ферромагнетизма при комнатной температуре. Интерес к таким соединениям обусловлен тем, что они обладают одновременно зарядовыми и спиновыми свойствами. Эти свойства можно использовать в спинтронных приборах.

Изучению магнитных полупроводников типа $\text{M}^{\text{III}}\text{C}^{\text{VI}}_4$ (M - Mn, Fe) уделяется особое внимание. Одним из перспективным материалом этого типа является FeIn_2S_4 . Это соединение кристаллизуются в кубической структуре и являются перспективным материалом для создания различных функциональных устройств, управляемых магнитным полем [1-4].

С другой стороны, CuIn_2S_4 является перспективным оптическим полупроводниковым материалом для создания ряда новых оптоэлектронных приборов. Получение твердых растворов на основе этих материалов, исследо-

вание их транспортных и магнитных свойств представляет особый интерес [3,5-7].

В данной работе представлены результаты исследования электропроводности и эффекта Холла твердого раствора $(\text{FeIn}_2\text{S}_4)_{0,97}(\text{CuIn}_2\text{S}_4)_{0,03}$. На основе экспериментальных данных оценена энергия активации носителей заряда.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Эксперименты проведены в температурном интервале 200-400К. Структуру и параметры элементарной ячейки исследованного кристалла устанавливали рентгеновским методом. Рентгеноструктурный анализ был проведен на автоматическом дифрактометре D2 Phaser (Bruker, Германия) с использованием $\text{CuK}\alpha$ -излучения и Ni-фильтра. Для управления устройством и анализа полученной информации использовали программный пакет "DiffraC suite".

На Рис.1 представлена рентгенограмма исследованного образца $(\text{FeIn}_2\text{S}_4)_{0,97}(\text{CuIn}_2\text{S}_4)_{0,03}$. Наличие резких пиков дифракции в исследованных образцах указывает на их поликристаллический характер. Обнаружено, что дифракционные максимумы исследованного образца, в основном, соответствуют FeIn_2S_4 [2].

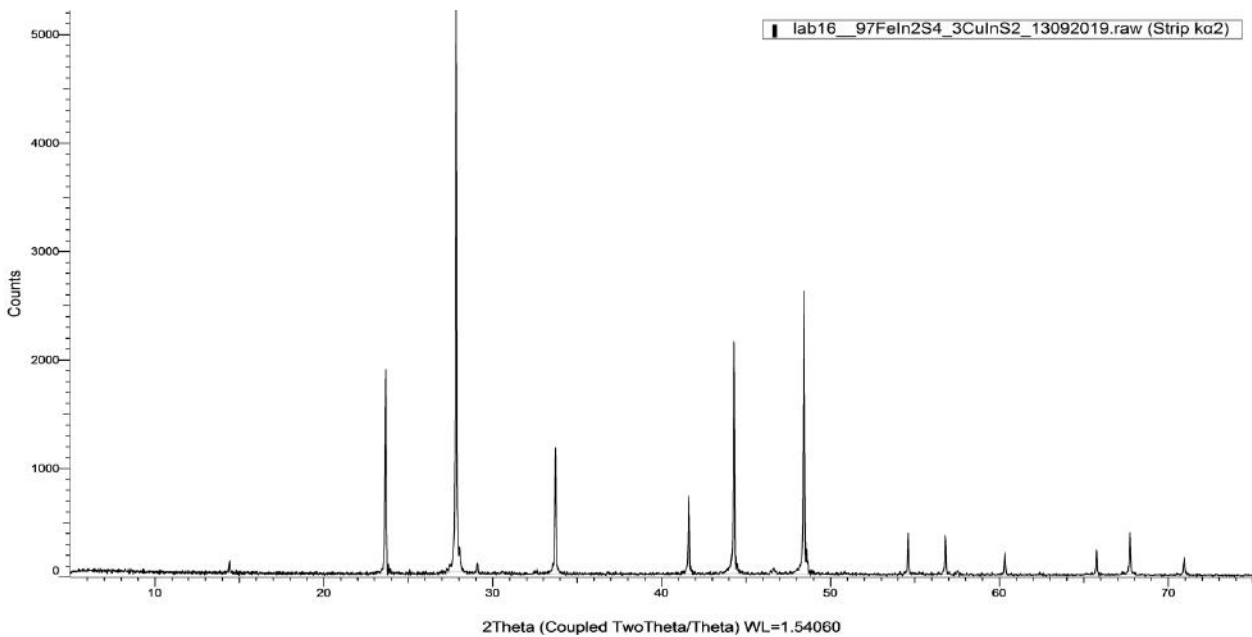


Рис.1

Дифрактограмма $(\text{FeIn}_2\text{S}_4)_{0,97}(\text{CuIn}_2\text{S}_4)_{0,03}$.

На Рис.2 и Рис.3 приводятся результаты исследования электропроводности и коэффициента Холла $(\text{FeIn}_2\text{S}_4)_{0,97}(\text{CuIn}_2\text{S}_4)_{0,03}$ в температурном интервале 200-400К. Исследование электропроводности и коэффициента Холла проводилось на автоматизированной и с программным компьютерным обеспечением установке HL5500PC Hall Effect Measurement System. Эксперименты проводились методом Вандер Пау, на постоянном токе и при магнитном поле 0,5Тл. Измерения температурной зависимости электропроводности показали, что исследованный образец при температурах (порядка 200К) имеет высокое удельное сопротивление порядка $3 \cdot 10^6 \text{ Ом} \cdot \text{см}$. Это указывает на то, что данный образец имеет достаточно большую ширину запрещенной зоны. Действительно, согласно [4,6] величина ширины

запрещенной зоны FeIn_2S_4 порядка 1,38эВ и увеличивается с понижением температуры.

При образовании твердого раствора на основе тройных соединений $(\text{FeIn}_2\text{S}_4)$ и $(\text{CuIn}_2\text{S}_4)$ общая электропроводность должно снижаться. Это обусловлено тем, что при размещении в пространственной решетке растворителя «чужих» атомов растворенного вещества электрическое поле решетки растворителя искажается, и рассеяние электронов увеличивается. Сформулированное правило об изменении избыточного электросопротивления твердого раствора с концентрацией примесей справедливо для всех идеально неупорядоченных твердых растворов, то есть растворов, в которых ионы примеси распределены по узлам решетки растворителя строго статистически [2]. Это является общим правилом даже в том случае, когда в металле с низкой электропро-

водимостью растворяется металл с высокой электропроводимостью [8]. Поэтому увеличение удельного сопротивления исследованного твердого раствора $(\text{FeIn}_2\text{S}_4)_{0,97}(\text{CuIn}_2\text{S}_4)_{0,03}$ по сравнению с $(\text{FeIn}_2\text{S}_4)$ разумно и этим будет обусловлено изменение ширины запрещенной зоны.

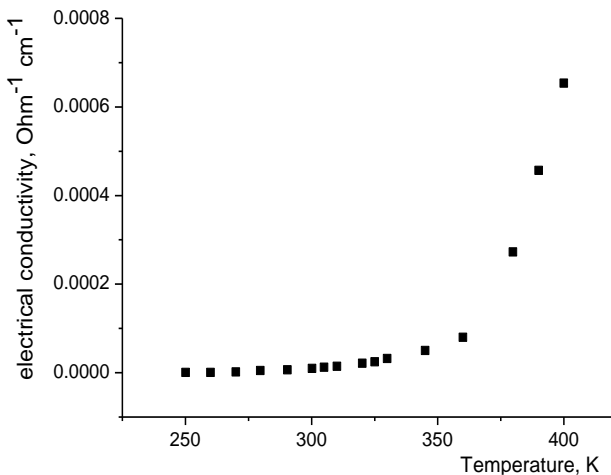


Рис.2

Температурная зависимость электропроводности $(\text{FeIn}_2\text{S}_4)_{0,97}(\text{CuIn}_2\text{S}_4)_{0,03}$.

Как видно из Рис.2, величина электропроводности в интервале температур 200-350К меняется медленно с температурой. Однако, начиная с 350К наблюдается достаточно сильный рост значения электропроводности. Из температурной зависимости электропроводности была определена энергия активации носителей.

Температурная зависимость проводимости полупроводников определяются в виде [9]

$$\sigma = \sigma_n e^{-\frac{\Delta E}{2k_B T}} \quad (1)$$

Соотношение для энергии активации можно получить, измеряя значение электропроводности при двух температурах и логарифмируя их отношение в виде

$$\Delta E = \frac{2k_B \ln \sigma_1 / \sigma_2}{T_1 - T_2} \cdot T_1 \cdot T_2 \quad (2)$$

Согласно экспериментальным данным, по электропроводности была определена энергия активации $(\text{FeIn}_2\text{S}_4)_{0,97}(\text{CuIn}_2\text{S}_4)_{0,03}$, $E_a=0,026$ эВ. Это значение не может быть принято за ширину запрещенной зоны $(\text{FeIn}_2\text{S}_4)_{0,97}(\text{CuIn}_2\text{S}_4)_{0,03}$, так как ширина запрещенной зоны основного компонента FeIn_2S_4 порядка 1,38эВ [4, 6].

На Рис.3 представлена температурная зависимость коэффициента Холла исследованного образца.

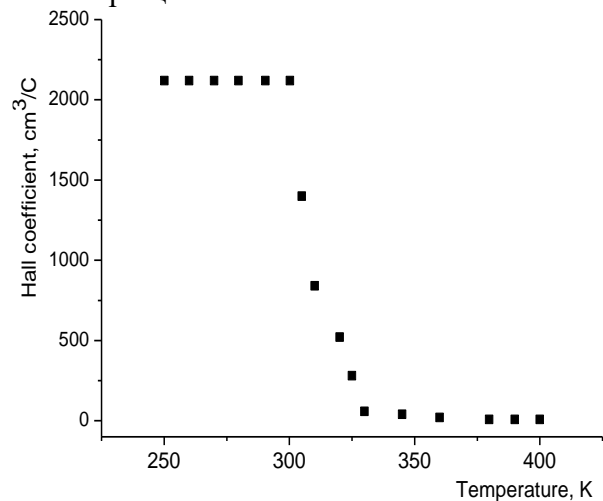


Рис.3

Температурная зависимость коэффициента Холла $(\text{FeIn}_2\text{S}_4)_{0,97}(\text{CuIn}_2\text{S}_4)_{0,03}$.

На температурной зависимости наблюдается резкое уменьшение значения коэффициента Холла в области 300-330К. В области 200-300К и выше 330К значение постоянного коэффициента Холла практически остается постоянным и указывает на *n*-тип проводимости. Такой ход зависимости указывает на то, что в указанных областях температур концентрация носителей заряда остается постоянной. Однако, в области 300-330К концентрация носителей заряда увеличивается в три десятка раз (от $3,7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ до $1,35 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$), что и сказывается на температурной зависимости электропроводности. Рост температурной зависимости электропроводности с повышением температуры выше комнатной свидетельствует о наличии донорных уровней. С ростом температуры электроны перебрасываются в зоны проводимости и участвуют в проводимости.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе рентгеноструктурного анализа определены тип пространственной группы ($Fd\bar{3}m$) и параметр решетки ($a=10.52\text{\AA}$) твердого раствора $(\text{FeIn}_2\text{S}_4)_{0.97}(\text{CuIn}_2\text{S}_4)_{0.03}$. Показано,

что резкое увеличение концентрации носителей заряда в области 300-350К обусловлено наличием донорных уровней. Определены концентрация носителей заряда, оценена энергия активации электронов $E_a=0,026$ эВ.

1. И.В.Боднар, С.А.Павлюковец, В.Ю.Рудь, Ю.В.Рудь. *Выращивание монокристаллов FeIn_2S_4 и создание фоточувствительных структур на их основе*, ФТП, **43** (2009) 1553-1556.
2. Г.А.Пухир, Т.Г.Баругу, И.В.Боднар. *Экранирующие свойства твердых растворов $(\text{FeIn}_2\text{S}_4)_x(\text{AgIn}_5\text{S}_8)_{1-x}$ в СВЧ-диапазоне*, Доклады БГУИР, **106** (2017) 77-82.
3. Т.Г.Баругу. *Тепловое расширение монокристаллов $(\text{FeIn}_2\text{S}_4)_{0.5}(\text{AgIn}_5\text{S}_8)_{0.5}$* , Доклады БГУИР, **114** (2018) 18-22.
4. И.В.Боднар, С.А.Павлюковец. *Температурная зависимость ширины запрещенной зоны монокристаллов FeIn_2S_4* , ФТП, **45** (2011) 1450-1453.
5. A.Usujima, S.Takeuchi, S.Endo, T.Irie. *Optical and electrical properties of CuIn_5S_8 and AgIn_5S_8 single crystals*, Jap. J. Appl.Phys. **20** (1981) L505-L507.
6. И.В.Боднар, Т.Г.Баругу, Ю.В.Касюк, Ю.А.Федотова. *Твердые растворы $(\text{FeIn}_2\text{S}_4)_x(\text{AgIn}_5\text{S}_8)_{1-x}$ кристаллическая структура, ядерные гамма-резонансные спектры и ширина запрещенной зоны*, ФТП, **51** (2017) 1434-1438.
7. Ш.С.Абдуллаева, Ф.М.Мамедов, И.Б.Бахтиярлы. *Квазибинарный разрез $\text{CuInS}_2\text{-FeIn}_2\text{S}_4$* , Журнал Неорганической Химии, **64** (2019) 1-6.
8. В.И.Иверонова, А.А.Кацнельсон. *Ближний порядок в твердых растворах*, Наука, Москва, (1977) 255.
9. Б.М.Аскеров, *Кинетические эффекты в полупроводниках*, Наука, Ленинград, (1970) 303.

$(\text{FeIn}_2\text{S}_4)_{0.97}(\text{CuIn}_2\text{S}_4)_{0.03}$ -ün ELEKTROFİZİKİ XASSƏLƏRİ

S.S.RƏHİMOV, Ş.S.ABDULLAYEVA, A.E.BABAYEVA

$(\text{FeIn}_2\text{S}_4)_{0.97}(\text{CuIn}_2\text{S}_4)_{0.03}$ bərk məhlulunun elektrikkeçiriciliyinin və Holl effektinin temperatur asılılıqları tədqiq edilmişdir. Təcrübələr 200-400K temperatur intervalında aparılmışdır. Təcrübi nəticələr əsasında yükdaşıyıcıların konsentrasiyası və elektronların aktivasiya enerjisi ($E_a=0,026\text{eV}$) təyin edilmişdir. Bundan əlavə tədqiq olunan tərkibin rentqenostuktur analizi aparılmış, fəza qrupunun tipi və qəfəs parametrləri təyin edilmişdir.

THE ELECTROPHYSICAL PROPERTIES OF $(\text{FeIn}_2\text{S}_4)_{0.97}(\text{CuIn}_2\text{S}_4)_{0.03}$

S.S.RAGIMOV, Sh.S.ABDULLAYEVA, A.E.BABAYEVA

The temperature dependence of electrical conductivity and the Hall effect of the $(\text{FeIn}_2\text{S}_4)_{0.97}(\text{CuIn}_2\text{S}_4)_{0.03}$ solid solution was studied. The experiments have been carried out in 200-400K temperature intervals. Based on experimental data, the concentration of charge carriers was determined, and the electron activation energy $E_a = 0.026\text{eV}$ was estimated. An X-ray diffraction analysis of the studied composition was also carried out, and the lattice parameters and type of space group were determined.

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

MAYE METAL İON MƏNBƏYİ İLƏ ALINAN InSb və $\text{InSb}_{0,98}\text{Bi}_{0,02}$ İONLAR DƏSTƏSİNİN TƏRKİBİNİN KÜTLƏ ANALİZİ

S.A.ƏLİYEV, F.E.MƏMMƏDOV, Ş.O.EMİNOV, E.M.ƏKBƏROV,
İ.İ.QURBANOV, C.A.QULİYEV, A.Ə.BƏDƏLOV, A.H.HÜSEYNOVA

*Elm və Təhsil Nazirliyi, Fizika İnstitutu
AZ 1143, Azərbaycan, Bakı şəh., H.Cavid, 131
mammadov.f.e@gmail.com*

Daxil olub: 07.01.2023
Çapa verilib: 02.03.2023

REFERAT

İlk dəfə maye metal ion mənbəyi vasitəsilə InSb və $\text{InSb}_{0,98}\text{Bi}_{0,02}$ işçi maddələri əsasında ion dəstəsi alınmış və onun kütlə tərkibi ($\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$) kütlə analizatoru vasitəsilə araşdırılmışdır. Təcrübələrdə InSb işçi maddəsi əsasında alınmış ion dəstəsinin tərkibinin bircins olduğu, yalnız $(\text{InSb})^+$ ionlarından təşkil olunduğu aşkarlanmışdır. Bundan fərqli olaraq, $\text{InSb}_{0,98}\text{Bi}_{0,02}$ işçi maddəsi əsasında alınmış ion dəstəsinin tərkibinin bircins olmadığı, dəstədə ayrıca $(\text{InSb})^+$, $(\text{InSbBi})^+$ və Bi^+ ionlarının olduğu müəyyən edilmişdir.

Açar sözlər: maye metal ion mənbəyi, sivri uclu emitter, ion dəstəsi, kütlə analizatoru, islatma.

GİRİŞ

Yüklü zərrəciklərin səthə çökdürülməsi vasitəsilə müxtəlif səth strukturlarının alınması zamanı maye metal ion mənbələri (MMİM) və ya elektrohidrodinamik ion mənbələrindən (EHD emitterlər) istifadə olunur. Bu tip ion mənbələrinin əsas elementi olan sivri uclu emitterlər yüksək cərəyan sıxlığına, kiçik emissiya zonasına və işçi maddənin nanometr ölçülü yüklü zərrəciklərini generasiya etmək qabiliyyətinə malikdir [1,2]. Müxtəlif tərkibli nanohissəciklərin generasiyası nazik təbəqələrin alınması texnologiyası və nanotexnologiya üçün böyük maraq kəsb edir. Eyni zamanda yaranan submikron ölçülü ion dəstəsinin fokuslanmasından da mikrotexnologiyada geniş istifadə olunur. Baxılan mənbələrdə emissiya zonasının ölçülərinin müəyyən edilməsi uzun müddət eksperimental və nəzəri tədqiqatların mövzusu olmuşdur. Nəzəri qiymətləndirmələr zona diametri üçün 3-4nm ölçüsünü verir [3,4]. Cərəyan sıxlığının bu ölçüyə əsasən hesablanmış ilkin qiyməti çox yüksək $10^8 \text{ A}/\text{sm}^2$ alınır.

Hal-hazırda maye-metal ion mənbələri submikrometr litoqrafiya, ionlarla stimullaşdırılmış kimyəvi sintez, implantasiya və mikroanaliz, verilmiş səth topoqrafiyasının submikrometr ayırd etmə qabiliyyəti ilə formalaşması, analizi və işlənməsi üçün intensiv şəkildə tədqiq edilir. İlk vaxtlar yalnız aşağı ərimə temperaturuna malik olan saf metallar maye metal ion emitterləri üçün işçi maddə kimi istifadə olunurdu [5]. Lakin, lokal ion implantasiyası, ion-şüa dəstəsi, birbaşa müqavimətsiz ion litoqrafiyası, mikro və nanoelektronika sistemlərinin işlənməsi kimi müasir texnoloji məsələləri həll etmək üçün müxtəlif kimyəvi xassələrə, kütləyə və yükə malik ion dəstələrindən istifadə etmək zərurəti yaranmışdır [6]. Bu, müxtəlif ərintilər əsasında işləyən maye metal ion mənbələrinin inkişafı üçün stimül rolunu oynadı və geniş spektrə malik ion dəstəsinin generasiyası üçün zəmin yaratdı. EHD emitterlərdən istifadə etməklə InSb və $\text{InSb}_{0,98}\text{Bi}_{0,02}$ ərintilərindən ion dəstəsi, onların nazik təbəqələri alınmış və tədqiq olunmuşdur [7,8]. Baxılan işdə işçi maddəsi InSb və $\text{InSb}_{0,98}\text{Bi}_{0,02}$

erintiləri olan maye-metal ion mənbəyindən alınan ion dəstələrinin kütlə analizi aparılmışdır.

NƏZƏRİ HİSSƏ

InSb və InSb_{0,98}Bi_{0,02} işçi maddələri əsasında alınmış ion dəstələrinin tərkibində olma ehtimalı mümkün sayılan yüklü zərrəciklərin yaratdığı cərəyanın analizatorun kollektor dövrəsində müşahidə olunması üçün, analizatorun elektrik sahəsi yaradan lövhələrinə verilməsi ehtimal olunan sabit gərginliyin nəzəri qiymətləri hesablanmışdır. Kollektor dövrəsində eyni kütləli və eyni yüklü zərrəciklərin yaratdığı cərəyanın qeyd olunması üçün, həmin zərrəciklərin analizator daxilində elektrik və maqnit sahələrini hiss etmədən, düzxətli hərəkət etmələri əsas şərtidir. Bunun üçün isə analizator daxilində zərrəcikləri yönləndirən qarşılıqlı perpendikulyar elektrik və maqnit sahələrinin təsir qüvvələri bir-birini tarazlaşdırmalıdır.

$$F_E = F_B; \Rightarrow qE = qvB \Rightarrow v = \frac{E}{B} = \frac{U}{Bd} \Rightarrow v = \sqrt{\frac{2qU_0}{m}},$$

burada F_E və F_B analizatordan keçən yükə elektrik və maqnit sahələrinin təsir qüvvəsidir. Son iki formulu birlikdə həll edib, analizatorun elektrik sahəsi yaradan lövhələrinə verilən sabit gərginlik üçün

$$U = \sqrt{\frac{qN_A}{M} \cdot 2U_0 d^2 B^2}$$

alırıq. Bu düstur vasitəsilə dəstədə müxtəlif kütləyə və yükə malik zərrəciklərin maksimum kollektor cərəyanı verə biləcəyi gərginliyi tapırıq. Burada U - analizatorun elektrik sahəsi yaradan lövhələrinə verilən gərginlik, q - birqat ionlaşmış zərrəciyin yükü, N_A - Avoqadro ədədi, M - molyar kütlə, U_0 - ekstraktora verilən sürətləndirici gərginlik, d - elektrik sahəsi yaradan lövhələr arasındakı məsafə, B - maqnit sahəsinin induksiyasıdır. Yuxarıdakı düstura əsasən analizatora daxil olan $InSb_4^+$, $InSb_3^+$, $InSb_2^+$, $InSb^+$, $(InSbBi)^+$, Bi^+ ion dəstələrinin tərkibində mövcudluğu təxmin edilən

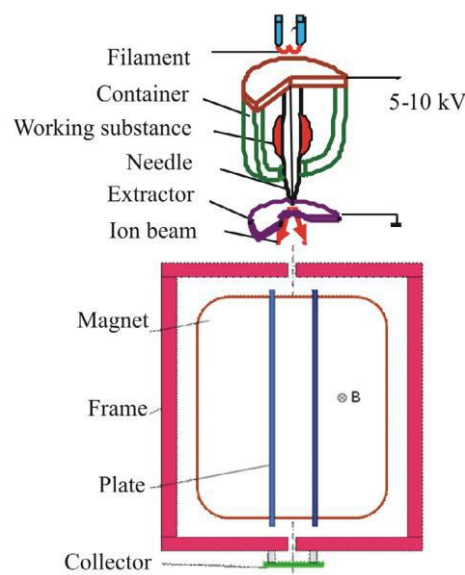
müxtəlif yüklü ionların maksimum kollektor cərəyanı verə biləcəyi uyğun sabit gərginliyin qiymətləri nəzəri hesablanmış və cədvəldə verilib.

Cədvəl

Charge particle	U (V, DC)
$(InSb)_4^+$	95
$(InSb)_3^+$	110
$(InSb)_2^+$	130
$(InSb)^+$	190
$(InSbBi)^+$	140
Bi^+	210

TƏCRÜBƏ

Təcrübə A700Q Leybold-Heareus tipli vakuum qurğusunda aparılmışdır və təcrübənin ümumi sxemi Şəkil 1-də verilib. İşçi maddə ilə isladılmış iynə qrafit konteynerdə yerləşdirilir və qızmış katoddan qopan termoelektronların zərbəsi ilə maddənin ərimə temperaturuna kimi ($\sim 450^{\circ}C$) qızdırılır. İynələrin səthinin işçi maddə ilə keyfiyyətli islanmasını təmin etmək üçün hər bir işçi maddəyə uyğun iynə materialı seçilməlidir. Bizim təcrübələrdə iynə materialı olaraq 0,5mm diametrlı nixrom (NiCr) məftildən istifadə olunmuşdur və kimyəvi üsulla ucu sivriləşdirilərək istismara hazırlanmışdır.



Şəkil 1

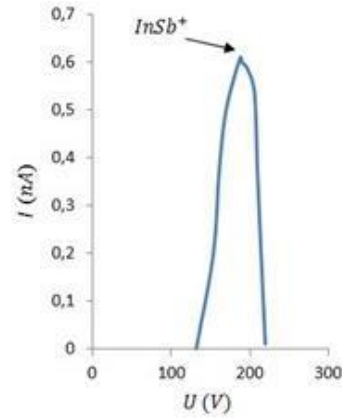
İon dəstəsinin tərkibinin kütlə analizatoru vasitəsilə araşdırılmasının təcrübə sxemi.

Təcrübi olaraq ion dəstələrinin kütlə tərkibini analiz etmək üçün çarpaz (ELB) sahələri olan Vin sürətlər filtrindən istifadə edilib. Məlumdur ki, Vin filtrləri yüklü zərrəcikləri kütlə və enerjiyə görə ayıran cihaz olub, bir-birinə perpendikulyar, kəsişən elektrik və maqnit sahələrində yüklü hissəciklərin hərəkəti zamanı onların səpilməsinə əsaslanaraq işləyir.

Analizator daxilində maqnit sahəsi bir-birindən 20mm məsafədə yerləşən (120x80x12)mm ölçülü iki hamar ferrit müstəvi plitə tərəfindən yaradılır. Analizator maqnit sahəsinin intensivliyi 1,4kEd-dir. ($1Ed = 10^{-4}Tl$). Elektrik sahəsi yaratmaq üçün sabit gərginlik mənbəyindən kondensator tipli paralel elektrik lövhələrinə (lövhələr arasındakı məsafə 2sm) müəyyən, idarə olunan gərginlik tətbiq olunur. Analizator ekstraktor və kollektor arasında yerləşdirilir. Təcrübələrdə ekstraktor və kollektor dövrlərində ion cərəyanları ölçülüb.

İon mənbəyi, $6 \cdot 10^{-6}mbar$ vakuum alınmış bilən Leybold-Heareus vakuum qurğusunda quraşdırılmışdır. İon mənbəyi közərdilən katoddan emissiya olunan termoelektronlar vasitəsilə işçi maddənin ərimə temperaturuna qədər qızdırılır. Təcrübələrdə ekstraktor gərginliyini monoton artırmaqla ion və nanodamcı fazalarının xüsusiyyətləri müəyyən edilmişdir [9]. Mənbədən ion emissiyası, iynə ilə ekstraktor arasındakı sürətləndirici gərginliyin (5-6)kV olduğu həddə baş verir (iynə-ekstraktor məsafəsi təxminən 0,5mm-dir). Analizator lövhələrinə sabit gərginlik tətbiq etməklə, emissiya cərəyanının (30-50) μA qiymətlərində dəstədə müxtəlif kütləli və müxtəlif yüklü hissəciklərin ayrılması müşahidə edilir. İonların ümumi emissiya cərəyanı mikroampermetr, kollektor dövrəsindəki cərəyan pikoampermetrlə ölçülür. Analizator da sabit gərginliyin müəyyən qiymətlərində kollektor dövrəsində cərəyan pikləri müşahidə olunur ki, bunun da əsasında ion dəstəsinin kütlə analizi aparılıb.

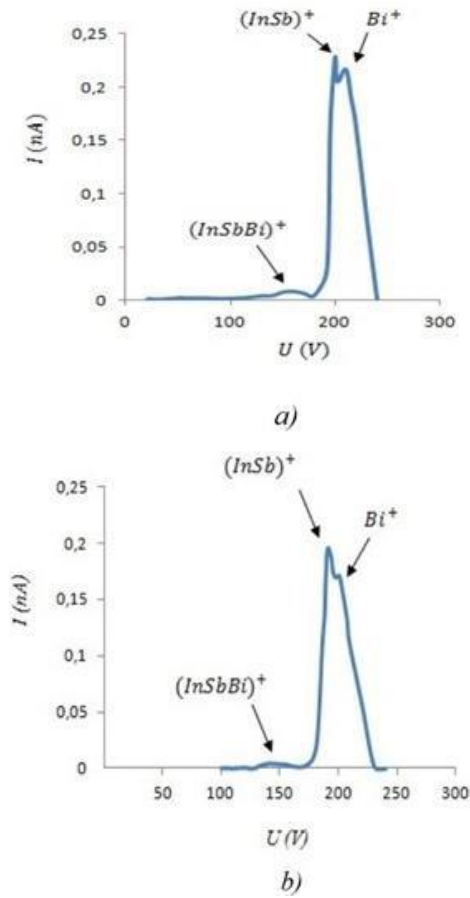
Təcrübədə InSb işçi maddəsi əsasında işləyən ion mənbəyində sürətləndirici gərginliyin 6kV, emissiya cərəyanının 40mkA qiymətlərində dəstənin tərkibi araşdırılmış və yalnız 190V gərginlikdə pik müşahidə olunmuşdur (Şəkil 2).



Şəkil 2

Kollektor dövrəsində qeyd olunan $InSb$ ion dəstə cərəyanının kütlə analizatorunun köynəkləri arasına verilən sabit gərginlikdən asılılıq qrafiki
($U_0 = 6kV, I_B = 40\mu A$)

Nəzəri hesablamaların nəticəsi yazılmış cədvəldən görüldüyü kimi bu nəticə birqat ionlaşmış və xüsusi yükü $\frac{q}{m_n} = 40,9 \cdot 10^4 \frac{kl}{kq}$ olan $(InSb)^+$ ionlarına aiddir. Deməli emissiya olunan ion dəstəsi bircins $(InSb)^+$ ionlarından ibarətdir. Dəstə cərəyanını (30-50)mkA intervalında dəyişdikdə də eyni nəticə alınır. InSb_{0,98}Bi_{0,02} işçi maddəsi əsasında olan ion mənbəyində ekstraktor gərginliyi 6kV və 6,2kV, dəstə cərəyanı 30mkA və 60mkA olduqda dəstənin tərkibi araşdırılmış və nəticələr Şəkil 3-də verilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi hər iki halda 3 pik müşahidə olunur və bu piklər uyğun olaraq $(InSb)^+ - 190V$, $(InSbBi)^+ - 142V$ və $Bi^+ - 210V$ ionlarına aiddir. InSb_{0,98}Bi_{0,02} birləşməsindən alınan ion dəstəsi bircins olmayıb birqat ionlaşmış $(InSb)^+$, $(InSbBi)^+$ və Bi^+ ionlarından təşkil olunmuş altdəstələrdən ibarətdir. InSb_{0,98}Bi_{0,02} ionlarının xüsusi yükü $\frac{q}{m_n} = 21,6 \cdot 10^4 \frac{kl}{kq}$ -dir. Dəstə cərəyanının böyük qiymətlərində Bi^+ ionlarına uyğun olan pikin kiçildiyi müşahidə edilir ki, bu da böyük cərəyanlarda görünür dəstə zərrəciklərinin böyük enerjiyə malik olmaları və analizator aralığını qısa müddətdə keçmələri ilə əlaqədardır. Beləliklə, baxılan birləşmələrin maye metal mənbəyi vasitəsilə alınan ion dəstələrinin kütlə analizi üçün aparılmış təcrübələrin nəticələri nəzəri hesablanmış qiymətlərlə tam uyğun gəlir.



Şəkil 3

Kollektor dövrəsində qeyd olunan $\text{InSb}_{0,98}\text{Bi}_{0,02}$ ion dəstə cərəyanının kütlə analizatorunun köynəkləri arasına verilən sabit gərginlikdən asılılıq qrafiki:

a) $U_0 = 6\text{kV}$, $I_b = 30\mu\text{A}$; b) $U_0 = 6,2\text{kV}$, $I_b = 60\mu\text{A}$

NƏTİCƏLƏR

Sahəli ion emissiyası üsulu ilə InSb və $\text{InSb}_{0,98}\text{Bi}_{0,02}$ işçi maddələri əsasında işləyən ion mənbəyindən alınan ion dəstələrinin kütlə analizi aparılmışdır. InSb ərintisindən alınan ion dəstəsi bircins olub yalnız birqat ionlaşmış $(\text{InSb})^+$ ionlarından, $\text{InSb}_{0,98}\text{Bi}_{0,02}$ maddəsindən alınan dəstə isə birqat ionlaşmış üç $(\text{InSb})^+$, $(\text{InSbBi})^+$ və Bi^+ alt dəstələrindən ibarətdir. Təcrübədən alınan nəticələr nəzəri hesablamalarla tam uyğunlaşır.

1. L.Bischoff, P.Mazarov, L.Bruchhaus, J.Gierak. *Liquid metal alloy ion sources -An alternative for focussed ion beam technology*, Applied Physics Reviews, **3** (2016) 021101.1-30
2. D.R.Kingham, L.W.Swanson, *A theoretical model of a liquid metal ion source*, Vacuum, **34** (1984) 941-945
3. А.Л.Шабалин. *О размере эмиссионной зоны электрогидродинамического эмиттера ионов*, Докл. АН СССР, **303** (1988) 357-360
4. М.Д.Габович. *Жидкометаллические эмиттеры ионов*, Успехи физических наук, **1** (1983) 137-151
5. L.Bruchhaus, P.Mazarov, L.Bischoff, J.Gierak, A.D.Wieck, H.Hövel. *Comparison of technologies for nano device prototyping with a special focus on ion beams*, Appl. Phys., **4**, (2017) 011302
6. И.С.Гасанов. *О генерации ионов и микрокапель в эмиттерах на проводящей жидкости*. Письма в журнал технической физики, **17** (1999), 25
7. S.A.Aliyev, F.E.Mammadov, E.M.Ekberov, İ.İ.Qurbanov, A.A.Badalov, Ş.O.Eminov. *Main elements and characteristics of elektrohydrodynamic ion sources based on InSb*, Azerbaijan Journal of Physics, **XXIX** №3 October (2023) 19-23.
8. Ş.O.Eminov, S.A.Əliyev, F.E.Məmmədov, E.M.Əkbərov, İ.İ.Qurbanov, C.A.Quliyev, A.Ə.Bədəlov, A.H.Hüseynova. *Məyə metal ion mənbəyi vasitəsilə InSb nazik təbəqələrinin müxtəlif səthlər üzərində alınması*, AJP Fizika, Fizikanın aktual problemləri, Respublika Konfransı, noyabr, (2023) 24-27.
9. C.D'Cruz, K.Pourrezaei, A.Wagner. *Ion cluster emission and deposition from liquid gold ion source*, J. Appl. Phys., **58** (1985) 2724-2730.

MASS ANALYSIS OF THE ION BEAM COMPOSITION OF InSb AND $\text{InSb}_{0,98}\text{Bi}_{0,02}$ OBTAINED BY LIQUID METAL ION SOURCE

**S.A.ALIEV, F.E.MAMMADOV, Sh.O.EMINOV, I.I.GURBANOV, E.M.AKBEROV, J.A.QULIYEV,
A.A.BADALOV, A.H.HUSEYNOVA**

Ion beams were first obtained based on the working materials InSb and $\text{InSb}_{0,98}\text{Bi}_{0,02}$ using a liquid metal ion source, and their mass composition (E.L.V) was examined with a mass analyzer. During the experiments, it was determined that the composition of the ion group obtained from the InSb working material is homogeneous and solely consists $(\text{InSb})^+$ of ions. In contrast, it was found that the composition of the ion group obtained from the $\text{InSb}_{0,98}\text{Bi}_{0,02}$ working material is heterogeneous, and the beam also contains $(\text{InSb})^+$, $(\text{InSbBi})^+$ and $(\text{Bi})^+$ ions.

МАСС-АНАЛИЗ СОСТАВА ПУЧКА ИОНОВ InSb И $\text{InSb}_{0,98}\text{Bi}_{0,02}$, ПОЛУЧЕННЫХ С ПОМОЩЬЮ ЖИДКОМЕТАЛЛИЧЕСКОГО ИСТОЧНИКА ИОНОВ

**С.А.АЛИЕВ, Ф.Э.МАМЕДОВ, Ш.О.ЭМИНОВ, И.И.ГУРБАНОВ,
Э.М.АКБЕРОВ, Дж.А.ГУЛИЕВ, А.Э.БАДАЛОВ, А.Г.ГУСЕЙНОВА**

Впервые получен пучок ионов на основе рабочих веществ InSb и $\text{InSb}_{0,98}\text{Bi}_{0,02}$ с помощью жидкометаллического источника ионов и исследован его массовый состав (E.L.V) с помощью масс-анализатора. В ходе экспериментов установлено, что состав ионной группы, полученной на основе рабочего вещества InSb , однороден и состоит только из ионов $(\text{InSb})^+$. В отличие от этого установлено, что состав ионной группы, полученной на основе рабочего вещества $\text{InSb}_{0,98}\text{Bi}_{0,02}$, неоднороден, а также в пучке присутствуют ионы $(\text{InSb})^+$, $(\text{InSbBi})^+$ и $(\text{Bi})^+$.

УДК 621.317.75

СИСТЕМА МОНИТОРИНГА И СРЕДСТВА ДИАГНОСТИКИ ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ ОБОРУДОВАНИЙ

З.К.НУРУБЕЙЛИ*, Т.К.НУРУБЕЙЛИ**, А.А.МАММАДЙАРОВ*, И.М.ИСМАИЛОВ*

*Азербайджанский Государственный Университет Нефти и Промышленности**

AZ-1010, Азербайджан, г. Баку, пр. Азадлыг, 34

*Министерство Науки и Образования, Институт Физики***

AZ 1143, Азербайджан, г. Баку, пр. Г.Джавида, 131

t.nurubeyli@physics.science.az, znurubayli@cbmes.com,

kamilnuri@rambler.ru, omartarana@gmail.com

Получена: 07.01.2024

Принята к печати: 02.03.2024

Ключевые слова: мониторинг вибрации, диагностика неисправностей, электромеханическое устройство, обмотка ротора.

РЕФЕРАТ

Статья посвящена возможности комплексного подхода в применении инструментов мониторинга состояния и диагностики неисправностей машин высокого напряжения. Проведен обзор литературных данных по контролю состояния электрических машин, и некоторых важных аспектов, такие как мониторинг состояния, диагностика неисправностей, тепловой, электрический мониторинг, мониторинг вибрации, шума, анализ характеристик тока двигателя, быстрое преобразование Фурье, методы обработки сигналов. Рассмотрены наиболее важные разработки в этой области от ранних исследований до последних.

ВВЕДЕНИЕ

Мониторинг состояния высоковольтного оборудования является сложной задачей для инженеров и исследователей, в основном, в промышленности. Существует множество различных подходов к методам мониторинга состояния, включая как механические, так и электрические. Однако все эти методы мониторинга требуют дорогостоящих датчиков или специализированных инструментов. Методы мониторинга обычно применяются для обнаружения различных типов неисправностей электрических машин, таких как неисправность ротора, короткая обмотка, ошибка эксцентриситета воздушного зазора, неисправность нагрузки и т. д.

Электрические машины широко используются и являются основой большинства инженерных систем. Эти машины использовались во всех видах промышленности. Асин-

хронная машина является одной из этих машин, которая содержит магнитную цепь, соединенную с двумя электрическими цепями, вращающимися относительно друг друга, в которых мощность передается от одной цепи к другой посредством электромагнитной индукции. В этих электромеханических устройствах электрическая энергия преобразуется в механическую форму [1]. Преобразование энергии зависит, с одной стороны, от существования в природе явлений, связывающих магнитное и электрическое поля, с другой стороны, от механической силы и движения. Обмотка ротора в асинхронных двигателях может быть короткозамкнутого или роторного типа.

Асинхронный двигатель с короткозамкнутым ротором состоит из проводящих стержней, вставленных в пазы железного ротора и закороченных на каждом конце проводящими концевыми кольцами. Стержни ротора обычно изготавливаются из меди, алюми-

ния, магния или сплава и помещаются в пазы. Стандартные короткозамкнутые роторы не имеют изоляции, поскольку стержни пропускают большие токи при низком напряжении. Другой тип ротора, называемый ротором с формованной обмоткой, имеет многофазную обмотку, аналогичную трехфазной обмотке статора. Выводы обмотки ротора соединены с тремя изолированными контактными кольцами, установленными на валу ротора. Такой двигатель проще, экономичнее и надежнее, чем асинхронный двигатель с фазным ротором. Асинхронный двигатель с короткозамкнутым ротором представляет собой двигатель с постоянной скоростью при подключении к источнику питания постоянного напряжения и частоты. Если момент нагрузки увеличивается, скорость падает на небольшую величину. Поэтому он пригоден для использования в системах привода с постоянной скоростью [1, 2].

Данная статья посвящена возможности комплексного подхода в применении инструментов мониторинга состояния и диагностики неисправностей машин высокого напряжения. Мониторинг состояния критически важных компонентов высоковольтных станков является ключевым фактором повышения эксплуатационной готовности станков и достижения более надежного процесса обработки. Отказы и нестабильность в компонентах машин высокого напряжения могут отрицательно сказаться на их надежности и, как следствие, сократить срок их службы.

Электрические машины часто подвергаются воздействию неидеальных или даже вредных условий эксплуатации. К таким обстоятельствам относятся перегрузка, недостаточная смазка, частые запуски/остановки двигателя, недостаточное охлаждение и т. д. В этих условиях электродвигатели подвергаются нежелательным нагрузкам, которые подвергают двигатели риску неисправности или выхода из строя [3].

В соответствии со стандартом IEEE 493-1997 [4] наиболее распространенные неисправности и их статистические данные перечислены в таблице 1. Эта таблица основана на обзоре раз-

личных двигателей промышленного применения. Согласно таблице, больше всего неисправностей случается с подшипниками и обмотками.

СУЩЕСТВУЮЩИЕ МЕТОДЫ МОНИТОРИНГА СОСТОЯНИЯ

Представленное исследование основано на мониторинге состояния и диагностике неисправностей электрических машин. Диагностика неисправностей - это определение конкретной неисправности, произошедшей в системе [6, 7].

Мониторинг состояния электрических и механических устройств применяется на практике уже довольно давно. Со временем появилось несколько методов, но наиболее известными методами являются тепловой мониторинг, мониторинг вибрации, электрический мониторинг, мониторинг шума, мониторинг крутящего момента и контроль магнитного потока.

1. ТЕПЛОВОЙ МОНИТОРИНГ

Тепловой контроль электрических машин осуществляется либо путем измерения локальной или объемной температуры двигателя, либо путем оценки параметров. Токковая неисправность статора приводит к чрезмерному нагреву закороченных витков, и это тепло усиливает серьезность неисправности до тех пор, пока она не достигнет разрушительной стадии. Поэтому некоторые исследователи разработали тепловую модель электродвигателей [8].

Температурный мониторинг, как правило, можно использовать как косвенный метод для обнаружения некоторых неисправностей статора (межвитковые неисправности) и подшипников. При межвитковом замыкании температура в области повреждения повышается, но этот процесс может быть слишком медленным, чтобы обнаружить зарождающееся замыкание до того, как оно перерастет в более серьезное межфазное замыкание или замыкание между фазами и нейтралью.

Таблица 1

Статистика неисправностей двигателя/режимов отказа [5].

Тип неисправности	Индукционный двигатель	Синхронный двигатель	Двигатели с фазным ротором	Двигатели постоянного тока	Все моторы
Несущий	152	2	10	2	166
Обмотка	75	16	6	--	97
Роторы	8	1	4	--	13
Вал	19	-	--	--	19
Щетки или контактные кольца	--	6	8	2	16
Внешнее устройство	40	7	1	-	18
Другие	10	9	--	2	51

В случае обнаружения неисправности повышенный износ подшипника увеличивает трение и температуру в этой области машины. Это повышение температуры двигателя можно обнаружить с помощью теплового мониторинга.

2. КОНТРОЛЬ КРУТЯЩЕГО МОМЕНТА

Все типы неисправностей двигателя создают боковые полосы на особых частотах крутящего момента воздушного зазора. Однако невозможно непосредственно измерить крутящий момент воздушного зазора. Разница между расчетными крутящими моментами модели указывает на наличие сломанных стержней. Мгновенная мощность, поступающая со входных клемм, включает в себя энергию зарядки и разрядки обмоток. Следовательно, мгновенная мощность не может отражать мгновенный крутящий момент. С выходных клемм ротор, вал и механическая нагрузка вращающейся машины образуют систему торсионных пружин, имеющую собственную частоту. Затухания составляющих крутящего момента воздушного зазора, передаваемого через систему торсионных пружин, различны для разных порядков гармоник составляющих крутящего момента [9].

3. МОНИТОРИНГ ШУМА

Мониторинг шума осуществляется путем измерения и анализа спектра акустического шума. Акустический шум от эксцентриситета

воздушного зазора в асинхронных двигателях можно использовать для обнаружения неисправностей. Однако применение измерений шума на заводе непрактично из-за шумового фона от других машин, работающих поблизости. Этот шум снижает точность обнаружения неисправностей данным методом. С помощью этого метода Эллисон и Янг [10] обнаружили эксцентриситет воздушного зазора. В результате испытаний, проведенных в безэховой камере, они подтвердили, что щелевые гармоники в спектрах акустического шума асинхронного двигателя небольшой мощности являются функцией статического эксцентриситета.

4. МОНИТОРИНГ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО СОСТОЯНИЯ

В большинстве случаев ток статора контролируется для диагностики различных неисправностей асинхронного двигателя. Рэнди Р. Шон [11] представил метод оперативного обнаружения зарождающихся неисправностей асинхронного двигателя, который не требует пользовательской интерпретации характеристики тока двигателя, даже при наличии неизвестной нагрузки и состояния линии. Избирательный частотный фильтр распознает характеристические частоты асинхронной машины при работе при нормальных условиях нагрузки. Генерируемая таблица частот сокращается до управляемого числа за счет использования набора правил экспертной системы, основанных на известной физической конструкции машины. Этот список частот формирует входные данные алгоритма кластеризации нейрон-

ной сети, которые сравниваются с рабочими характеристиками, полученными из начальных характеристик двигателя.

Шен и Хабетлер исследовали влияние изменяющегося в положении момента нагрузки на обнаружение эксцентриситета воздушного зазора. Было обнаружено, что колебания крутящего момента вызывают те же гармоники, что и эксцентриситет. Эти гармоники всегда намного больше, чем гармоники неисправности, связанные с эксцентриситетом. Таким образом, был сделан вывод, что невозможно разделить колебания крутящего момента и эксцентриситет, если не известно угловое положение места нарушения эксцентриситета относительно характеристики момента нагрузки [12,13].

Рэнди Р.Шон и Томас Г.Хабетлер представили анализ влияния нагрузок, меняющихся в положении, на спектр гармоник тока. Было показано, что гармоники, вызванные крутящим моментом нагрузки, совпадают с гармониками, вызванными неисправностью ротора, когда нагрузка изменяется синхронно с положением ротора. Кроме того, поскольку влияние нагрузки и повреждения на одну гармоническую составляющую тока статора пространственно зависит, часть, вызванная повреждением, не может быть отделена от части нагрузки. Следовательно, любая схема оперативного обнаружения, измеряющая спектр одной фазы тока статора, должна основываться на контроле тех спектральных составляющих, на которые не влияют колебания момента нагрузки [14].

Джон С.Сюй в [15] предложил метод мониторинга таких дефектов, как эксцентриситет воздушного зазора, трещины в стержнях ротора и закороченные катушки статора в асинхронных двигателях. Крутящий момент воздушного зазора можно рассчитать во время работы двигателя. Никакого специального времени для измерения не требуется. Данные о крутящем моменте воздушного зазора двигателя периодически сохраняются для целей сравнения.

Хамид А. Толянт и др. в [16] разработали новую модель асинхронной машины для ис-

следования статического эксцентриситета ротора. Она основана непосредственно на геометрии асинхронной машины и физическом расположении всех обмоток. Модель может имитировать работу асинхронных машин во время переходных процессов, а также в установившемся режиме, включая эффекты статического эксцентриситета ротора.

Станислав Ф. Леговский и др. продемонстрировали, что мгновенная электрическая мощность, предложенная в качестве средства для анализа сигнатур асинхронных двигателей, имеет определенные преимущества перед традиционно используемым током. Характерная спектральная составляющая мощности появляется непосредственно на частоте возмущения, независимо от синхронной скорости двигателя [17].

Рэнди Р. Шон и Томас Г. Хабетлер представили метод устранения влияния момента нагрузки из спектра тока асинхронной машины [18]. Они обнаружили, что ранее представленные схемы мониторинга состояния на основе тока игнорируют эффект нагрузки или предполагают, что он известен. Следовательно, схема определения работоспособности машины при наличии изменяющегося момента нагрузки требует некоторого метода разделения этих двух эффектов. Это достигается путем сравнения фактического тока статора с эталонным значением модели, которое включает эффекты нагрузки.

М.Э.Х. Бенбузид и Х.Неджари и др. в указали, что профилактическое обслуживание систем электропривода с асинхронными двигателями включает в себя мониторинг их работы на предмет обнаружения аномальных электрических и механических условий, которые указывают или могут привести к отказу системы. Интенсивные исследовательские усилия в течение некоторого времени были сосредоточены на анализе характеристик тока двигателя. Этот метод использует результаты спектрального анализа тока статора [19].

В.Т.Томсоном представлена оценка методов оперативного мониторинга для обнаружения эксцентриситета воздушного зазора в трехфазных асинхронных двигателях. Опера-

тивный мониторинг тока предлагается как наиболее применимый метод в промышленных условиях [20].

Бирсен Язычи и Джеральд Б.Климан рассмотрели адаптивный частотно-временной метод для обнаружения поломок стержня и дефектов подшипников [21]. Показано, что частотно-временной спектр лучше раскрывает свойства, необходимые для обнаружения неисправностей, чем спектр Фурье в области преобразования. Метод основан на подходе обучения, при котором все различные нормальные режимы работы двигателя изучаются до начала реальных испытаний.

Джафар Милимонфаред и др. в [22] представили новый метод обнаружения неисправностей стержня ротора путем анализа напряжения, индуцированного статором после отключения сети. В этом методе несбалансированные временные гармоники не будут влиять на обнаружение. Также из характера испытания ясно, что его можно проводить даже на незагруженной машине. Гармонические компоненты, предсказанные теоретическим анализом, четко совпадают с результатами моделирования.

Бенбузид и др. исследовали эффективность спектрального анализа тока при обнаружении неисправностей асинхронных двигателей. Идентифицированы частотные характеристики некоторых асимметричных неисправностей двигателя, включая эксцентриситет воздушного зазора, поломку стержней, колебания скорости вала, асимметрию ротора и выход из строя подшипников [19].

Альберто Беллини и др. в [23] представили влияние контроля на поведение неисправной асинхронной машины. Диагностические индексы, обычно используемые для работы в разомкнутом контуре, больше не эффективны.

Йоксимовичем и Пенманом изучено взаимодействие между неисправной обмоткой статора и исправной клеткой ротора [24]. Показано, что неисправная асимметричная обмотка статора может создавать пространственные гармоники в поле воздушного зазора. Однако все эти гармоники изменяются на одной

частоте, т. е. частоте питания источника синусоидального напряжения.

Масуд Хаджи и Хамид А. Толият разработали метод распознавания образов, основанный на классификаторе минимальных ошибок Байеса, для обнаружения неисправностей сломанного стержня ротора в асинхронных двигателях в установившемся режиме. Предложенный алгоритм использует в качестве входных данных только ток статора без необходимости использования каких-либо других переменных [25].

Аркан и др. в [26] представили неинвазивный онлайн-метод обнаружения неисправностей обмотки статора в трехфазных асинхронных двигателях по наблюдению тока питания обратной последовательности. Метод степенного разложения (PDT) использовался для получения компонентов положительной и обратной последовательности измеренных напряжений и токов.

5. БЫСТРОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ФУРЬЕ (БПФ)

БПФ - это метод обработки сигналов для обнаружения неисправностей асинхронного двигателя. Хотя дискретное преобразование Фурье (ДПФ) является наиболее простой математической процедурой для определения частотного содержания последовательности во временной области, оно ужасно неэффективно. Когда количество точек в ДПФ увеличивается до сотен или тысяч, объем необходимой обработки чисел становится чрезмерным. В 1965 году была опубликована статья, описывающая очень эффективный алгоритм реализации ДПФ. Этот модифицированный алгоритм теперь известен как быстрое преобразование Фурье. БПФ - это просто эффективный в вычислительном отношении способ расчета ДПФ. Используя периодичность синусов, которые умножаются для выполнения преобразований, БПФ значительно сокращает объем необходимых вычислений.

Обзор литературы показывает, что тепловой мониторинг, мониторинг вибрации, а также электрический мониторинг, мониторинг

шума, крутящего момента и контроль магнитного потока являются важными методами мониторинга состояния и диагностики неисправностей электрических машин. В настоящее время более популярным методом является электрический мониторинг, в котором дополнительных датчиков не требуются. Это связано с тем, что основные электрические величины, связанные с электромеханическими установками, такие как токи и напряжения, легко измеряются путем подключения к существующим трансформаторам напряжения и тока, которые всегда устанавливаются как часть системы защиты. В результате данный мониторинг не является интрузивным и может даже осуществляться в центре управления двигателем удаленно от контролируемых двигателей.

ВЫВОДЫ

Представлен обзор существующих методов мониторинга состояния асинхронных двигателей. Обзор охватывает различные темы, методы и подходы: типы неисправностей асинхронных двигателей и практическое использование различных методов мониторинга состояния для диагностики неисправностей электрических машин. Показано, что предложенные ранее методы диагностики неисправностей электрических машин до сих пор остаются неисследованной областью. Использование электродвигателей растет в самых разных отраслях промышленности и транспорта, поэтому потребность в надежных методах обнаружения неисправностей электрических машин возрастает.

1. P.C.Krause. *Analysis of electric machinery*, New York: McGraw-Hill, (1986).
2. P.C.Sen. *Principles of electric machines and power electronics*, John Wiley and Sons, (1989).
3. J.Robinson, C.D.Whelan, N.K.Haggerty. *Trends in advanced motor protection and monitoring*, *IEEE Transactions on Industry Applications*, **40** (2004) 853- 860.
4. IEEE recommended practice for the design of reliable industrial and commercial power systems, IEEE Std. 493-1997 [IEEE Gold Book], Appendix H.
5. P.F.Allbrecht, J.C.Appiarius, R.M.McCoy, et al. *Assessment of the reliability of motors in utility applications - updated*, *IEEE Transactions on Energy Conversion*, **1** №1 (1986) 39-46.
6. P.Vas. *Parameter estimation, condition monitoring, and diagnosis of electrical machines*, Clarendon Press Oxford, (1993).
7. P.J.Tavner, J.Penman. *Condition monitoring of electrical machines*, Hertfordshire, England: Research Studies Press Ltd, ISBN: 0863800610, (1987).
8. P.H.Mellor, D.Roberts, D.R.Turner. *Lumped parameter thermal model for electrical machines of TEFC design*, *IEEE Pro. Electric Power Application*, **138** (1991) 205-218.
9. J.S.Hsu. *Monitoring of defects in induction motors through air-gap torque observation*, *IEEE Transactions on Industry Applications*, **31** (1995) 1016-1021.
10. A.J.Ellison, S.J.Yang. *Effects of rotor eccentricity on acoustic noise from induction machines*, *Proceedings of IEE*, **118** № 1 (1971) 174-184.
11. R.R.Schoen, B.K.Lin, Th.G.Habetler, J.H.Schlag, S.Farag. *An unsupervised, on-line system for induction motor fault detection using stator current monitoring*, *IEEE Transactions on Industry Applications*, **31** (1995) 1280-1286.
12. R.Schoen, T.G.Habetler. *Effects of time-varying loads on rotor fault detection in induction machines*, *IEEE Industry Applications Society Annual Meeting*, (1993) 324-330.
13. R.Schoen, B.K.Lin, T.G.Habetler, JH.Schlag, S.Farag. *An unsupervised, on-line system for induction motor fault detection using stator current monitoring*, *IEEE Transactions on Industry Applications*, **31** (1995) 1280- 1286.
14. R.R.Schoen, Th.G.Habetler. *Effects of time-varying loads on rotor fault detection in induction machines*, *IEEE Transactions on Industry Applications*, **31** (1995) 900-906.
15. J.S.Hsu. *Monitoring of defects in induction motors through air-gap torque observation*, *IEEE Transactions on Industry Applications*, **31** (1995) 1016-1021.
16. H.A.Toliat, M.S.Arefeen, A.G.Parlos. *A Method for dynamic simulation of air-gap eccentricity in induction machines*, *IEEE Transactions on Industry Applications*, **32** (1996) 910-918.
17. S.F.Legowski, A.H.M.S.Ula, A.M.Trzynadlowsh. *Instantaneous power as a medium for the*

- signature analysis of induction motor, IEEE Transactions on Industry Applications, 32* (1996) 904-909.
18. R.R.Schoen, Th.G.Habetler. *Evaluation and implementation of a system to eliminate arbitrary load effects in current-based monitoring of induction machines, IEEE Transactions on Industry Applications, 33* (1997) 1571-1577.
 19. M.E.H.Benbouzid, H.Nejjari, R.Beguenane, M.Vieira. *Induction motor asymmetrical faults detection using advanced signal processing techniques, IEEE Transactions on Energy Conversion, 14* (1999) 147-152.
 20. W.T.Thomson, D.Rankin, D.G.Dorrell. *On-line current monitoring to diagnose air-gap eccentricity in large three-phase induction motors-industrial case histories verify the predictions, IEEE Transactions on Energy Conversion, 14* (1999) 1372-1378.
 21. B.Yazıcı, G.B.Kliman. *An adaptive statistical Time-Frequency method for detection of broken bars and bearing faults in motors using stator current, IEEE Transactions on Industry Applications, 35* (1999) 442-452.
 22. J.Milimonfared, H.M.Kelk, S.Nandi, A.Der Minassians, H.A.Toliat. *A novel approach for broken-rotor-bar detection in cage induction motors, IEEE Transactions on Industry Applications, 35* (1999) 1000-1006.
 23. A.Bellini, F.Filippetti, G.Franceschini, C.Tassoni. *Closed-loop control impact on the diagnosis of induction motors faults, IEEE Transactions on Industry Applications, 36* (2000) 1318-1329.
 24. G.M.Joksimovic, J.Penman. *The detection of inter-turn short circuits in the stator winding of operating motors, IEEE Transactions on Industrial Electronics, 47* (2000) 1078-1084.
 25. M.Hajim, H.A.Toliat. *Pattern recognition - a technique for induction machines rotor broken bar detection, IEEE Transactions on Energy Conversion, 16* (2001) 312-317.
 26. M.Arkan, D.K.Perovic, P.Unsworth. *Online stator fault diagnosis in induction motors", IEE Proceedings Electric Power Applications, 148* (2001) 537-547.

YÜKSƏK GƏGİNLİKLİ CİHAZLARIN MONİTORİNG SİSTEMİ VƏ DİAQNOSTİK ÜSULLARI.

Z.K.NURUBƏYLİ, T.K.NURUBƏYLİ, A.A.MƏMMƏDYAROV, İ.M.İSMAYILOV

Məqalə yüksək gərginlikli maşınların vəziyyətinin monitorinqi və nasazlıqların diaqnostikası üçün alətlərin istifadəsinə inteqrasiya olunmuş yanaşmanın mümkünlüyünə həsr edilmişdir. Elektrik maşınlarının vəziyyətinin monitorinqi ilə bağlı ədəbiyyatın nəzərdən keçirilməsi və vəziyyətin monitorinqi, nasazlığın diaqnostikası, istilik monitorinqi, vibrasiya, elektrik, səs-küyün monitorinqi, motor cərəyanının xüsusiyyətlərinin analizi, sürətli Furje çevrilməsi, siqnalların emal üsulları və s. kimi bəzi vacib aspektlərə baxılmışdır. Bundan əlavə, icmal həm də erkən tədqiqatlardan ən son tədqiqatlara qədər bu sahədə əsas inkişaf mərhələləri əhatə edir.

MONITORING SYSTEM AND DIAGNOSTIC TOOLS FOR HIGH-VOLTAGE EQUIPMENT

Z.K.NURUBAYLI, T.K.NURUBAYLI, A.A.MAMMADYAROV, I.M.ISMAILOV

The article is devoted to the possibility of an integrated approach in the use of tools for monitoring the condition and diagnosing faults of high-voltage machines. A review of the literature on condition monitoring of electrical machines is carried out, and some important aspects such as condition monitoring, fault diagnosis, thermal, electrical monitoring, vibration monitoring, noise monitoring, analysis of motor current characteristics, fast Fourier transform, signal processing methods. The most important developments in this area are reviewed, from early studies to the latest.

PACS: 71.15.Mb, 71.20.-b, 71.20.Nr, 71.70.Ch

ПРОВОДИМОСТЬ ПО ЛОКАЛИЗОВАННЫМ СОСТОЯНИЯМ СОЕДИНЕНИЯ Ag_8SiSe_6

Р.М.САРДАРЛЫ^{1,3}, М.Б.БАБАНЛЫ², Н.А.АЛИЕВА¹, Л.Ф.МАШАДИЕВА²
Р.А.МАМЕДОВ¹, Р.Ш.РАГИМОВ⁴, Дж.Г.ДЖАББАРОВ⁴

Министерство Науки и Образования, Институт Радиационных Проблем¹

AZ 1143, Азербайджан, г. Баку, пр. Б.Вахабзаде, 9

Министерство Науки и Образования, Институт Катализа и Неорганической Химии²

AZ 1143, Азербайджан, г. Баку, пр. Г.Джавида, 113

Национальная Академия Авиации³

AZ 1045, Азербайджан, г. Баку, пр. Мардаканский, 30

Бакинский Государственный Университет⁴

AZ 1143, Азербайджан, Баку, ул. З. Халилова, 23

sardarli@yahoo.com

Получена: 07.01.2024

Принята к печати: 02.03.2024

РЕФЕРАТ

В постоянном и переменном электрических полях исследованы температурные зависимости проводимости ($\sigma(T)$) соединения Ag_8SiSe_6 . Показано, что выше температуры 320К и в исследованном интервале частот ($25\text{-}10^6\text{Гц}$) проводимость соединения Ag_8SiSe_6 определяется прыжками носителей по локализованным состояниям. Определена энергия активации проводимости, оценены плотность состояния в окрестности уровня Ферми, их разброс, радиус локализации, среднее расстояние прыжков носителей при различных температурах.

Ключевые слова: прыжковая проводимость, ас-проводимость, локализованные состояния.

ВВЕДЕНИЕ

Получение и исследование новых материалов, пригодных для создания накопителей электрической энергии, которые широко применяются в настоящее время (суперконденсаторы ионистры, ионные проводники, Li-ионные аккумуляторы и другие приборы), зависит от поиска новых соединений, в которых носителями заряда являются отличные от лития ионы. К перспективным материалам для этих целей можно отнести соединение Ag_8SiSe_6 , в котором обнаружена ионная проводимость [1]. Фотоиндуцированная миграция Ag в этих соединениях дает возможность использовать эти материалы в качестве чувствительного элемента в радиационной дозиметрии [1,2].

Соединения семейства аргиродита с общей формулой $\text{A}_8\text{B}^{\text{IV}}\text{X}_6$ (A^{I} - Ag, Cu; B^{IV} {Si,

Ge, Sn; X - S, Se), которые являются синтетическими аналогами минерала Ag_8GeSe_6 , а также стеклообразные фазы систем Ag- B^{IV} -Se [1-6] являются перспективными материалами для создания накопителей электрической энергии, ионисторов и ионных проводников. Недавние исследования показали, что соединения $\text{A}_8\text{B}^{\text{IV}}\text{X}_6$ и фазы на их основе эффективны и экологичны, обладают рядом ценных функциональных свойств и интенсивно изучаются многими исследовательскими группами [8-10]. На сегодняшний день огромное количество аргиродитов известны из-за разнообразия возможностей замещения в разных кристаллографических позициях. Большинство этих соединений имеют фазовые переходы, которые наблюдаются в температурной области (310-520К). Как правило, их высокотемпературная

фаза кристаллизуются в кубической сингонии и обладает высокой ионной проводимостью из-за уникальной кристаллической структуры, состоящей из жестких анионных каркасов $[\text{GeSe}_4]^{4-}$ и мобильных катионов $(\text{Ag}^+/\text{Cu}^+)$ [11-14]. Скачок ионной составляющей проводимости при фазовых переходах обусловлен кооперативными эффектами взаимодействия подвижных ионов Ag^+/Cu^+ с вакансиями. Целью настоящей работы явилось установление особенностей температурной и частотной зависимости проводимости в постоянном и переменном поле соединения Ag_8SiSe_6 . Как отражено в литературных материалах [15-17], для исследования указанных особенностей исследователи использовали метод импедансной спектроскопии.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА И ПОЛУЧЕНИЕ ОБРАЗЦОВ

Образцы соединения Ag_8SiSe_6 синтезировались сплавлением исходных компонентов (чистота не менее 99.99) в вакуированных кварцевых ампулах. Для гомогенизации состава полученные образцы отжигались при 900К. Индивидуальность синтезированных соединений контролировали методами ДТА и РФА.

Для измерений температурных зависимостей диэлектрической проницаемости и электропроводности образцов соединения Ag_8SiSe_6 были изготовлены конденсаторы, диэлектриком в которых служили пластинки исследуемых материалов, которые представляли спрессованные таблетки из размельченного в порошок соединения Ag_8SiSe_6 . Обкладки конденсаторов были получены нанесением серебряной токопроводящей пасты на поверхности пластинок. Исследование комплексной диэлектрической проницаемости и электропроводности проводились цифровым измерителем иммитанса E7-25 в частотной области $25 \div 10^6$ Гц в интервале температур $200 \div 450$ К. Амплитуда измерительного поля была в пределах $1-5 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Убывающий с ростом частоты характер действительной ϵ' и мнимой ϵ'' составляющих

комплексной диэлектрической проницаемости, характерен для проводимости по локализованным состояниям с переменной длиной прыжка с участием фононов в сильно разупорядоченных системах. Исследуемые образцы соединения Ag_8SiSe_6 относятся к соединениям, в которых отсутствует дальний порядок, то есть структура является сильно разупорядоченной. В этом случае мы вправе провести анализ проводимости в приближении Мотта [7].

При приложении переменного электрического поля на ячейку с неупорядоченной структурой возможна реализация трех механизмов переноса заряда [8-12]: перенос носителей заряда за край подвижности по делокализованным состояниям; прыжковый перенос носителей заряда вблизи краев подвижности, возбужденных в локализованные состояния; прыжковый перенос по локализованным состояниям, то есть (в нашем случае), преимущественно ионный перенос заряда. Частотная зависимость прыжковой проводимости согласно [8,12] описывается следующей зависимостью: $\sigma(f) \sim f^s$, где $0.7 < s < 1$.

Значения параметров, рассчитанные в координатах Мотта в переменном и постоянном электрическом поле, приведены в Таблице 1. На основе приближения Мотта определены параметры прыжковой проводимости: плотность локализованных состояний вблизи уровня Ферми (N_F), концентрация глубоких ловушек (N_t), разность энергий между локализованными состояниями (ΔE), а также среднее значение длины скачков носителей заряда (R), рассчитанные в переменном и постоянном электрическом поле.

Таблица 1

Значения параметров N_F , R , ΔE и N_t , рассчитанные в приближении Мотта.

	N_F ($\text{eV}^{-1}\text{cm}^{-3}$)	R (\AA)	ΔE (eV)	N_t (cm^{-3})
Ag_8SiSe_6 (dc)	$2,4 \cdot 10^{19}$	53	0,049	$1,3 \cdot 10^{18}$
Ag_8SiSe_6 (ac)	$4,3 \cdot 10^{19}$	82	0,023	$8,3 \cdot 10^{17}$

Перенос заряда в переменном поле ограничен потенциальными барьерами, возникающими на межзеренных границах образцов, полученных, как отмечалось выше, путем прессования размельченного в порошок Ag_8SiSe_6 . При высоких частотах приложенного к образцу поля растут диэлектрические потери, связанные с перескоком носителей заряда в новые положения, это, в свою очередь, приводит к росту проводимости. Показатель степени s укладывается в область $0.7 < s < 1$, что указывает на прыжковый характер переноса носителей заряда. Согласно [8-12], перенос заряда в переменном поле осуществляется согласно выражению

$$\sigma(f) = \frac{\pi^3 \epsilon^2 kT [g(E_F)]^2}{96} \alpha^{-5} f \left[\ln \left(\frac{v_{ph}}{f} \right) \right]^4, \quad (1)$$

где $g(E_F)$ - плотность локализованных состояний вблизи уровня Ферми, k - постоянная Больцмана, α - постоянная затухания волновой функции электронов в локализованном состоянии, v_{ph} - частота фонона, e - заряд электрона.

На Рис.1 приводится температурная зависимость проводимости на частоте $f=10^5$ Hz. На вставке к рисунку приводится та же зависимость в координатах Мотта. При этом температурная зависимость проводимости имеет вид

$$\sigma(T) = \frac{\sigma_0}{T^{1/2}} \exp \left[- \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/4} \right]. \quad (2)$$

Как видно из рисунка, экспериментальные точки на кривой хорошо спрямляются в координатах Мотта. Это свидетельствует о том, что перенос заряда в соединении Ag_8SiSe_6 осуществляется путем прыжковой проводимости носителей с переменной длиной прыжка по локализованным состояниям, лежащим вблизи уровня Ферми. Эти состояния в соединении Ag_8SiSe_6 могут быть созданы межзеренными границами, дефектами, имеющими различную природу, дислокациями. Рассчитаны параметры прыжковой проводимости (сведены в Таблице).

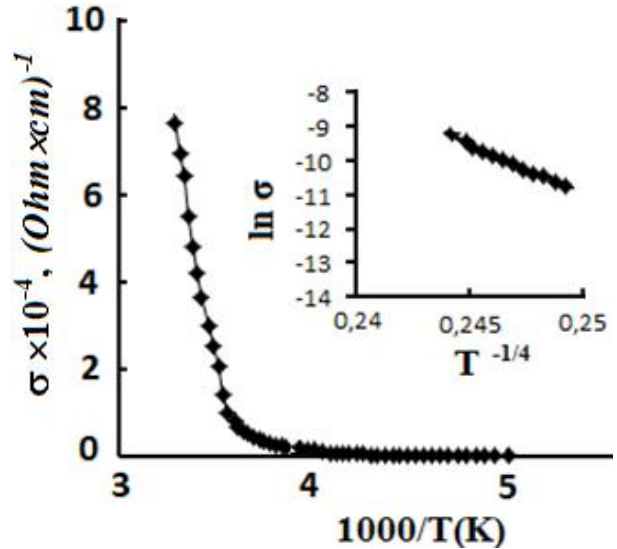


Рис.1

Температурная зависимость проводимости Ag_8SiSe_6 в Арениусовых координатах, измерения выполнены на частоте 100кГц; на вставке температурная зависимость проводимости в приближении Мотта.

На Рис.2. приводится частотная зависимость проводимости Ag_8SiSe_6 .

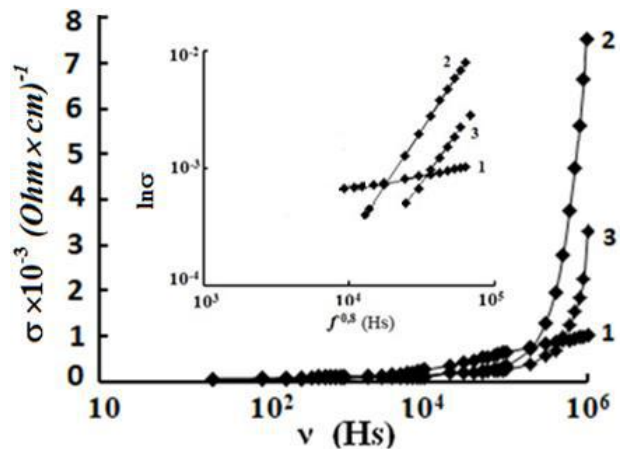


Рис.2

Частотная зависимость проводимости Ag_8SiSe_6 . На вставке к рисунку показана зависимость $\ln \sigma$ от $f^{0.8}$, измерения выполнены при температурах 1 - 300, 2 - 350 и 3 - 400К.

В частотной области 10^2 - 10^6 Hz проводимость Ag_8SiSe_6 при 300К изменялась по закону $\sigma_{ac} \sim f^{0.8}$. ac-проводимость имела аналогичную зависимость при 350К в частотном интервале $5 \cdot 10^4$ Hz и в температурной области $5 \cdot 10^4$ - $5 \cdot 10^5$ Hz при 400К. Полученные результаты указывают частотный интервал, в котором

проводимость осуществляется по закону $\sigma_{ac} \sim \omega^{0.8}$, то есть о прыжковом механизме переноса заряда по состояниям, локализованным в окрестности уровня Ферми (вставка к Рис.2). Как известно, проводимость по делокализованным состояниям является частотно независимой вплоть до 10^{10} Гц.

По многим свойствам ионные проводники сходны с примесными полупроводниками. В ионных проводниках основную роль в электропроводности играют ионы, в зависимости от механизма ионной проводимости это могут быть примесные ионы, слабо связанные ионы, разупорядоченные системы и другие. При наличии каналов проводимости ионы могут

оказаться центрами локализации и соответственно прыжковыми центрами. В этом случае проводимость целиком определяется ионами.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что в постоянном электрическом поле выше 300К проводимость имеет ионный характер, при этом механизм проводимости описывается в рамках модели прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка, прыжки осуществляются по локализованным состояниям вблизи уровня Ферми. Определены параметры, характеризующие проводимость по локализованным состояниям.

1. A.Zeidler, P.S.Salmon, D.A.J.Whittaker, A.Piarristeguy, A.Pradel, H.E.Fischer, C.J.Benmore, O.Gulbiten. *Structure of semiconducting versus fast-ion conducting glasses in the Ag-Ge-Se system*, *R. Soc. open sci.*, **5** (2018) 171401, 1-21.
2. P.Dandamudi, M.N.Kozicki, H.J.Barnaby, Y.Gonzalez-Velo, M.Mitkova, K.E.Holbert, M.Ailavajhala, W.Yu. *Sensors based on radiation-induced diffusion of silver in germanium selenide glasses*. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **60** (2013) 4257-4264; DOI:10.1109/TNS.2013.2285343
3. K.Prasai, D.A.Drabold. *Simulations of silver-doped germanium-selenide glasses and their response to radiation*, *Nanoscale Res. Lett.*, **594** (2014) 1-9; DOI:10.1186/1556-276X-9-594.
4. H.Iyetomi, P.Vashishta, R.K.Kalia. *Incipient phase separation in Ag/Ge/Se glasses: clustering of Ag atoms*, *J. Non-Cryst. Solids* **262** (2000) 135-142; DOI:10.1016/S0022-3093(99)00692-4.
5. A.A.Piarristeguy, G.J.Cuello, A.Fernandez-Martinez, V.Cristiglio, M.Johnson, M.Ribes, A.Pradel. *Short range order and Ag diffusion threshold in $Ag_x(Ge_{0.25}Se_{0.75})_{100-x}$ glasses*, *Phys. Status Solidi B*, **249** (2012) 2028-2033; DOI:10.1002/pssb.201200384.
6. М.Б.Бабанлы, Ю.А.Юсибов, В.Т.Абишев. *Трехкомпонентные халькогениды на основе меди и серебра*, Баку, БГУ, (1993) 342.
7. Н.Мотт, Э.Дэвис. *Электронные процессы в некристаллических веществах*. М., Мир, **1** (1982).
8. Б.И.Шкловский, А.Л.Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников*, М., Наука, (1979).
9. M. Pollak and T.H. Geballe. *Low-Frequency Conductivity Due to Hopping Processes in Silicon*. *Phys. Rev.*, **122** (1961) 1742.
10. В.В.Брыксин, П.Кляйнерт. *Частотная зависимость перескоковой проводимости двумерных неупорядоченных систем*. ФТТ, **37**, (1995) 1637.
11. В.Н. Андреев, В.А. Климов. *Фазовый переход металл-диэлектрик в тонких пленках диоксида ванадия, легированного вольфрамом*. ФТТ, **61** (2019) 1519.
12. В.Ф.Гантмахер. *Электроны в неупорядоченных средах*. М., Физматлит, (2013) 288.
13. Р.М.Сардарлы, А.П.Абдуллаев, Н.А.Алиева, Ф.Т.Салманов, М.Ю.Юсифов, А.А.Оруджева. *Суперионная проводимость твердых растворов $(TlGaSe_2)_{1-x}(TlInS_2)_x$* ФТП, **52** (2018) 1111.
14. Р.М.Сардарлы, О.А.Самедов, А.П.Абдуллаев, Э.К.Гусейнов, Ф.Т.Салманов, Г.Р.Сафарова. *Особенности проводимости гамма-облученных кристаллов $TlGaTe_2$ с наноцепочечной структурой*. ФТП, **44** (2010) 610.
15. Р.М.Сардарлы, О.А.Самедов, А.П.Абдуллаев, Ф.Т.Салманов, О.З.Алекперов, Э.К.Гусейнов, Н.А.Алиева. *Суперионная проводимость, эффекты переключения и памяти в кристаллах $TlInSe_2$ и $TlInTe_2$* . ФТП, **45** (2011) 1441.
16. Р.М.Сардарлы, О.А.Самедов, Н.А.Алиева, А.П.Абдуллаев, Э.К.Гусейнов, Ф.Т.Салманов. *Проводимость по локализованным состояниям системы твердых растворов $(TlInSe_2)_{1-x}(TlGaTe_2)_x$* , ФТП, **49** (2015) 1704.

17. R.M.Sardarli, F.T.Salmanov, N.A.Alieva, R.Abbasly. *Impedance spectroscopy of solid solutions $(\text{TlGaSe}_2)_{1-x}(\text{TlInSe}_2)_x$ in the radio range*. Modern

Physics Letters B, **34** (2020) 2050113;
<https://doi.org/10.1142/S0217984920501134>.

Ag_8SiSe_6 BİRLƏŞMƏLƏRİN LOKALLAŞMIŞ HALLAR ÜZRƏ KEÇİRİCİLİYİ

**R.M.SƏRDARLI, M.B.BABANLI, N.Ə.ƏLİYEVƏ, L.F.MƏŞƏDİYEVƏ,
R.A.MƏMMƏDOV, R.Ş.RAHİMOV, C.H.CABBAROV**

Sabit və dəyişən elektrik sahələrində Ag_8SiSe_6 birləşməsinin keçiriciliyinin ($\sigma(T)$) temperaturdan asılılıqları tədqiq edilmişdir. Göstərilmişdir ki, 320 K-dən yuxarı temperaturda və tədqiq edilmiş tezlik diapazonunda ($25\text{-}10^6\text{Hz}$) Ag_8SiSe_6 birləşməsinin keçiriciliyi lokallaşdırılmış hallarda (Ag^{+1}) yükdaşıyıcının sıçrayışı ilə müəyyən edilir. Keçiriciliyin aktivləşmə enerjisi müəyyən edilmiş, Fermi səviyyəsinə yaxınlığında hallar sıxlığı, onların səpilməsi, lokalizasiya radiusu və müxtəlif temperaturlarda yükdaşıyıcının sıçrayışının orta məsafəsi hesablanmışdır.

LOCALIZED STATES CONDUCTIVITY OF Ag_8SiSe_6 COMPOUNDS

**R.M.SARDARLI, M.B.BABANLI, N.A.ALIYEVA, L.F.MASHADIYEVA,
R.A.MAMMADOV, R.Sh.RAHIMOV, J.H.JABBAROV**

Temperature dependences of conductivity ($\sigma(T)$) of Ag_8SiSe_6 compound in constant and variable electric fields were studied. It is shown that the conductivity of the Ag_8SiSe_6 compound at temperatures above 320 K and in the studied frequency range ($25\text{-}10^6$ Hz) is determined by carrier hopping in localized cases (Ag^{+1}). The activation energy of the conductivity was determined, the density of states near the Fermi level, their scattering, the localization radius and the average distance of the carrier jump at different temperatures were calculated.

УДК 621.315.592

ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ И ТЕРМОЭЛЕМЕНТЫ ДЛЯ ОБЛАСТИ ТЕМПЕРАТУРЫ 90-300К

Т.Д.АЛИЕВА, Г.Д.АБДИНОВА, Д.Ш.АБДИНОВ

*Министерства Науки и Образования, Институт Физики
AZ 1143, Азербайджан, г. Баку, пр. Г.Джавида, 131
tunzalaaliyeva@mail.ru*

Получена: 07.01.2024

Принята к печати: 02.03.2024

Ключевые слова: твердый раствор, монокристаллы, термоэлемент, термоэлектрическая эффективность.

РЕФЕРАТ

Выращены монокристаллы твердых растворов n-Bi₈₅Sb₁₅, p-Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te₃, n-Bi₂Te_{2.7}Se_{0.3}, n-Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te<Pb>, исследованы их термоэлектрические свойства в интервале ~90-300К, созданы на их основе различные одно-четырёхкаскадные термоэлектрические охлаждающие модули. Показано, что разработанные модули (охлаждатели) могут понизить температуры маломощных электронных изделий до ~195К от температуры окружающей среды ~300К. Эти охладители внедрены в различных электронных преобразователях и сохраняют актуальность на внедрение.

Удобством в эксплуатации, массоэнергетическим характеристикам, надежностью работы в различных внешних условиях, большим сроком службы, легкой управляемостью и т.д. термоэлектрические преобразователи имеют ряд преимуществ перед традиционными электрическими генераторами и холодильниками. Это обеспечивает их широкое применение в различных областях современной электронной техники. Эффективность таких преобразователей определяется, в основном, термоэлектрической добротностью $Z_T = \alpha^2 \sigma T / \chi$ (α -коэффициент термоэдс, σ, χ - удельные электропроводность и теплопроводность термоэлектрика, T - температура) применяемых в них термоэлектриков и сопротивлением переходных контактов r_k металл-полупроводник ($Z_T = Z / (1 + 2r_k \sigma / l)$, здесь l - высота термоэлемента) в них [1-3]. Указанные параметры термоэлектриков и r_k переходных контактов зависят от температуры и взаимосвязаны между собой. Поэтому коэффициенты Z , Z_T , данного термоэлектрика и термоэлемента соответственно, существенно зависят от температуры и каждый термоэлектрик в определенной температурной области

обладает приемлемым для практики значением добротности.

Для термоэлектрического охлаждения в области температур ~77÷150К наиболее высокую эффективность имеют твердые растворы на основе систем Bi-Sb. В температурном интервале ~150÷350К применяются твердые растворы систем Bi₂Te₃-Sb₂Te₃ и Bi₂Te₃-Bi₂Se₃. Для среднетемпературных (область 500-700К) термоэлектрических генераторов подходящими являются теллуриды IV группы элементов и твердые растворы на их основе [4-7].

В данной работе представлены некоторые результаты проведенных нами исследований по получению высокоэффективных (пригодных для практического применения) термоэлектриков на основе Bi₈₅Sb₁₅, Bi₂Te_{2.7}Se_{0.3}, Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te₃, PbTe, Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te, созданию и испытанию на их основе различных охлаждающих термоэлементов и устройств.

ОБЪЕКТЫ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Синтез твердых растворов $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3} + 0,08\text{вес.}\% \text{CdCl}_2$ и $\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3 + 3,7\text{вес.}\% \text{Te}$ (эти составы имеют наибольшую термоэлектрическую эффективность при $\sim 300\text{K}$) проводился в кварцевых ампулах под вакуумом $\sim 10^{-3}\text{Па}$ совместным расплавлением компонентов при $\sim 875\text{K}$. В качестве исходных материалов использовались висмут марки Ви-000, селен марки В5, теллур марки Т-сЧ, сурьма марки Су-0000. Исходные компоненты как в данном, так и в других случаях предварительно были очищены от поверхностной окисной пленки, а теллур также от возможных примесей методом зонной плавки. Монокристаллы данных твердых растворов были выращены методом Бриджмена в установленном режиме.

Монокристаллы $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$ выращивались методом вытягивания по Чохральскому, а PbTe , $\text{Pb}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}\text{Te}$ были выращены методом Бриджмена из элементов свинца марки С-0000, олова марки ОСЧ-000, теллура марки Т-сЧ. Синтез составов PbTe , $\text{Pb}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}\text{Te}$ проводили в вакуумированных до 10^{-3}Па кварцевых ампулах с конусообразным концом совместным сплавлением исходных компонентов при $\sim 1245\text{K}$ в течение 6 часов. Внутренняя поверхность кварцевых ампул во всех случаях предварительно графитизировалась. Монокристаллы выращивались в тех же ампулах, в которых осуществлялся синтез составов.

Монокристалличность выращенных слитков соединений и твердых растворов была подтверждена рентгеновской дифракцией, их однофазность и однородность микроструктурным анализом и измерением электрического сопротивления различных участков выращенных слитков.

Из монокристаллических слитков на электроискровой установке были вырезаны экспериментальные образцы в форме прямоугольных параллелепипедов с размерами $3 \times 6 \times 12\text{мм}$, а также ветви термоэлементов с различными геометрическими размерами. Удаление нарушенного слоя, образующегося на боковых и торцевых поверхностях образцов и

ветвей при резке, осуществлялось электрохимическим травлением в специальном растворе.

Термоэлектрические параметры образцов ветвей, термоэлементов и созданных на их основе охладителей определялись методами, описанными в [8].

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Термоэлектрические параметры (электропроводность σ , коэффициенты термоэдс α и теплопроводности χ) выращенных кристаллов исследовали в интервале температур от ~ 90 до 300K . Результаты исследований приведены в Таблице 1.

Как следует из данных таблицы, в температурном интервале $\sim 90-180\text{K}$ наивысшей термоэлектрической эффективностью обладают монокристаллы n- $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$. С ростом температуры эффективность этого материала падает и при $\sim 300\text{K}$ составляет $1,4 \cdot 10^{-3}\text{K}^{-1}$. Выше $\sim 180\text{K}$ эффективность монокристаллов твердых растворов p- $\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$ и n- $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$ превосходит термоэлектрическую добротность кристаллов $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$ и при $\sim 300\text{K}$ достигает значений $3,18 \cdot 10^{-3}\text{K}^{-1}$ и $3,14 \cdot 10^{-3}\text{K}^{-1}$, соответственно. Эти значения Z при 300K не уступают соответствующим значениям термоэлектрической эффективности для данных материалов, имеющих в литературе [9-11]. Термоэлектрическая эффективность кристаллов твердого раствора $\text{Pb}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}\text{Te}$ с 1,0ат.% сверхстехиометричного свинца с ростом температуры растет и в области температур 250K достигает значения $1,91 \cdot 10^{-3}\text{K}^{-1}$, а при 300K $\sim 1,70 \cdot 10^{-3}\text{K}^{-1}$. Значения эффективности для твердого раствора $\text{Pb}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}\text{Te}$ в порядке значений для термоэлектрической эффективности кристаллов PbTe при $500-600\text{K}$ [4,5].

Таблица 1

Термоэлектрические параметры монокристаллов $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$, $\text{Bi}_{0,5}\text{Sb}_{1,5}\text{Te}_3$, $\text{Bi}_2\text{Te}_{2,7}\text{Se}_{0,3}$, $\text{Pb}_{0,75}\text{Sn}_{0,25}\text{Te}$.

Параметр	T, К							
	90	130	150	180	200	250	280	300
n- $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$								
$\alpha, \text{мкВ/К}$	134	120	118	114	111	106	103	102
$\sigma, \text{Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$	10750	10000	9520	9020	8330	7300	6670	6250
$\chi, \text{Вт/м}\cdot\text{К}$	3,44	3,69	3,78	4,10	4,16	4,50	4,58	4,60
$Z \cdot 10^{-3}, \text{К}^{-1}$	5,61	3,90	3,51	2,86	2,46	1,82	1,55	1,40
p- $\text{Bi}_{0,5}\text{Sb}_{1,5}\text{Te}_3$								
$\alpha, \text{мкВ/К}$	167	173	176	181	187	198	210	216
$\sigma, \text{Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$	1360	1280	1240	1190	1170	1700	1050	1030
$\chi, \text{Вт/м}\cdot\text{К}$	1,89	1,75	1,69	1,63	1,60	1,54	1,52	1,51
$Z \cdot 10^{-3}, \text{К}^{-1}$	2,01	2,19	2,27	2,39	2,56	2,80	3,05	3,18
n- $\text{Bi}_2\text{Te}_{2,7}\text{Se}_{0,3}$								
$\alpha, \text{мкВ/К}$	107	138	153	170	175	185	203	210
$\sigma, \text{Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$	2650	2290	2000	1770	1590	1280	1130	1060
$\chi, \text{Вт/м}\cdot\text{К}$	2,32	2,01	1,91	1,79	1,71	1,62	1,54	1,49
$Z \cdot 10^{-3}, \text{К}^{-1}$	1,31	1,70	2,45	2,86	2,85	2,70	3,02	3,14
n- $\text{Pb}_{0,75}\text{Sn}_{0,25}\text{Te} < 1,0 \text{ ат.}\% \text{ Pb} >$								
$\alpha, \text{мкВ/К}$	37,6	61,3	76,2	95,3	123,2	147,5	159,8	160,1
$\sigma, \text{Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$	8712	52114	198	3036	2518	1690	1145	1026
$\chi, \text{Вт/м}\cdot\text{К}$	4,37	3,41	3,00	2,60	2,35	1,93	1,71	1,57
$Z \cdot 10^{-3}, \text{К}^{-1}$	0,28	0,57	0,82	1,06	1,62	1,91	1,72	1,70

Нами разработаны, изготовлены экспериментальные образцы одно, двух, трех- и четырехкаскадных термоэлектрических охладителей на основе указанных материалов. В качестве термоэлектриков в одно-четырёхкаскадных охладителях использовались кристаллы

p- $\text{Bi}_{0,5}\text{Sb}_{1,5}\text{Te}_3$ и n- $\text{Bi}_2\text{Te}_{2,7}\text{Se}_{0,3}$. В четвертом каскаде четырехкаскадного охладителя проверялись в качестве n-ветвей и кристаллы $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$. Основные параметры некоторых таких охладителей представлены в Таблице 2.

Таблица 2

Основные параметры термоэлектрических модулей при температуре окружающей среды ~295К.

Количество каскадов	Оптимальный ток питания, А	Электрическая мощность, Вт	Холодопроизводительность, мВт	Минимальная температура теплопоглощающей поверхности, К	Площадь теплопоглощающей поверхности, мм ²	Время выхода теплопоглощающей поверхности на минимальную температуру, с
1	2,0	0,9	200	239	49	25
2	2,0	1,3	120	220	12	45
3	2,0	4,2	100	205	16	70
4	6,0	1,0	80	195	28	90

При коммутации термоэлементов были использованы составы: в случае кристаллов $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$ эвтектика мас.% $50\text{Bi}+25\text{Pb}+12,5\text{Sn}+12,5\text{Cd}$; в случае кристаллов $\text{Bi}_{0,5}\text{Sb}_{1,5}\text{Te}_3$ и $\text{Bi}_2\text{Te}_{2,7}\text{Se}_{0,3}$ эвтектика мас.% $57\text{Bi}+43\text{Sn}$; в случае кристаллов $\text{Pb}_{0,75}\text{Sn}_{0,25}\text{Te}$ эвтектика мас.% $95\text{In}+4\text{Ag}+1\text{Au}$ с температурой плавления $\sim 343\text{K}$, $\sim 412\text{K}$, $\sim 413\text{K}$, соответственно. Эти сплавы создают с указанными кристаллами омические контакты с переходными сопротивлениями $\sim 10^{-5}\text{Ом}\cdot\text{см}^2$, работой адгезии $\sim 800\text{мДж/мм}^2$ [12-15].

В процессе электроискровой резки образцов из слитков кристаллов, а также ветвей термоэлементов из образцов на поверхности реза образуется нарушенный по структуре и составу поликристаллический слой толщиной до $\sim 20\text{мкм}$, значительно ухудшающий термоэлектрические параметры этих ветвей [16,17]. При электрохимическом травлении в растворах $1\text{л H}_2\text{O}+83\text{г KOH}+67\text{г}$ для образцов n-типа и $1\text{л H}_2\text{O}+90\text{г NaOH}+55\text{г C}_4\text{H}_6\text{O}_6$ для образцов p-типа при плотности тока $\sim 0,5\text{ А/см}^2$ в течение $\sim 50\text{с}$ с поверхности ветвей указанный поликристаллический слой с изгибом атомных плоскостей удаляется. Фрагментация же кристаллитов сохраняется и после длительного травления.

На торцы ветвей, обработанных таким способом, наносятся (залуживанием) соответствующие контактные сплавы. Из Таблицы 2 видно, что термоэлектрические охлаждающие модули позволяют понизить температуры до $\sim 195\text{K}$.

На основе этих модулей были разработаны, изготовлены, испытаны и внедрены в производство различные термоэлектрические охладители с требуемой конструкцией. В качестве теплопереходов между каскадами, а также термоэлектрической батареей с корпусом охладителя были использованы керамические пластинки из окиси бериллия толщиной $\sim 1\text{мм}$. На их основе созданы и внедрены охлаждаемые термоэлектрическими охладителями инфракрасные фотоприемники различных назначений.

Монокристаллы $\text{Pb}_{0,75}\text{Sn}_{0,25}\text{Te}$ с 1ат.% сверхстехиометричным свинцом обладают

n-типом проводимости, достаточно низкой теплопроводностью ($\sim 1,57\cdot 10^{-2}\text{Вт/см}\cdot\text{К}$), коэффициентом термоэдс порядка $\sim 160\text{мкВ/К}$. Термоэлектрическая эффективность этого состава при $\sim 300\text{K}$ достигает $1,7\cdot 10^{-3}\text{K}^{-1}$.

Изготовлен по конструкции, указанной в [3], термоэлемент на основе кристалла $\text{Pb}_{0,75}\text{Sn}_{0,25}\text{Te}<1,0\text{ ат}\% \text{Pb}>$ и экспериментально определена его реальная термоэлектрическая эффективность по выражению

$$Z_p = (T - T_{\text{омиин}}) / T_{\text{омиин}}^2.$$

В качестве p-ветви в этом термоэлементе использована ветвь, изготовленная из монокристалла $\text{Pb}_{0,75}\text{Sn}_{0,25}\text{Te}$ с электропроводностью $\sim 773,2\text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$, коэффициентами термоэдс $\sim 110\text{ мкВ/К}$ и теплопроводностью $2,06\cdot 10^{-2}\text{ Вт/см}\cdot\text{К}$ при $\sim 300\text{K}$. Реальная эффективность такого термоэлемента при 300K оказалась равной $\sim 0,80\cdot 10^{-3}\text{K}^{-1}$.

Таким образом, выращенные монокристаллы твердых растворов $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$, $\text{Bi}_{0,5}\text{Sb}_{1,5}\text{Te}_3$, $\text{Bi}_2\text{Te}_{2,7}\text{Se}_{0,3}$, $\text{Pb}_{0,75}\text{Sn}_{0,25}\text{Te}$ имеют достаточно высокую термоэлектрическую добротность в различных областях температур от ~ 90 до 300K и пригодны для изготовления термоэлектрических охладителей, позволяющих понизить температуры до $\sim 195\text{K}$. Такие охладители внедрены в производство различных электронных преобразователей и продолжают сохранять возможности для внедрения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследованием термоэлектрических свойств выращенных монокристаллов $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$, $\text{Bi}_{0,5}\text{Sb}_{1,5}\text{Te}_3$, $\text{Bi}_2\text{Te}_{2,7}\text{Se}_{0,3}$, $\text{Pb}_{0,75}\text{Sn}_{0,25}\text{Te}<1,0\text{ ат}\% \text{Pb}>$ и изготовленных на их основе термоэлементов показано, что эти материалы позволяют создать охлаждающие преобразователи, понижающие температуру до $\sim 195\text{K}$. Некоторые из этих охладителей внедрены в производство и могут быть использованы в различных областях электронной техники для охлаждения преобразователей с малыми тепловыделениями.

1. А.Ф.Иоффе. *Полупроводниковые термоэлементы*, М.-Л.: Изд. АН СССР, (1960) 188.
2. Л.С.Стильбанс. *Полупроводниковые термохолодильники*, Л.: Изд.-во АН СССР, (1957) 138.
3. А.Л.Вайнер. *Каскадные термоэлектрические источники холода*, М.: Сов.радио, (1976) 136.
4. Ю.И.Равич, Б.А.Ефимова, И.А.Смирнов. *Методы исследования полупроводников в применении к халькогенидам свинца PbTe, PbSe, PbS*, М.: Наука, (1968) 384.
5. А.С.Охотин, А.А.Ефимов, В.С.Охотин, А.С.Пушкарский. *Термоэлектрические генераторы*, М.: Атомиздат, (1966) 320.
6. А.В.Дмитриев, И.П.Звягин. *Современные тенденции развития физики термоэлектрических материалов*, УФН, **180** (2010) 821-838.
7. Д.Ш.Абдинов, Э.А.Гаджиева, Б.Ш.Бархалов, В.С.Земсков, Э.Ю.Салаев. *Магнитотермоэлектрические свойства термоэлементов на основе кристаллов твердых растворов висмут-сурьма и теллурид висмута*, ФТП, **17** (1983) 185-186.
8. А.С.Охотин, А.С.Пушкарский, Р.П.Боровикова, В.А.Симонов. *Методы измерения характеристик термоэлектрических материалов и преобразователей*, М.: Наука, (1974) 168.
9. D.Li, R.R.Sun, X.Y.Qin. *Thermoelectric properties of p-type $(Bi_2Te_3)_x(Sb_2Te_3)_{1-x}$ prepared by spark plasma sintering*, *Intermetallics*, **19** (2011) 2002-2005.
10. S.Wang, W.Xie, H.Li, X.Tang. *Enhanced performances of melt spun $Bi_2(Te,Se)_3$ for n-type thermoelectric legs*, **19** (2011) 1024-1031.
11. З.Ф.Агаев, Т.Д.Алиева, Н.М.Ахундова, Д.Ш.Абдинов. *О температурной зависимости электропроводности твердых растворов системы $Bi_2Te_3-Sb_2Te_3$, $Bi_2Te_3-Bi_2Se_3$* , *Неорган. материалы*, **28** (1992) 1577-1578.
12. Т.Д.Алиева, Д.Ш.Абдинов. *Физико-химические и электрические явления на границе раздела кристаллов твердых растворов систем $Bi_2Te_3-Sb_2Te_3$ и $Bi_2Te_3-Bi_2Se_3$ с контактными материалами*, *Неорган. материалы*, **33** (1997) 27-38.
13. Н.М.Ахундова, Т.Д.Алиева. *Влияние отжига на электрические свойства структур $(Bi-Sn)-Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te<Sn>$ и $(In+Ag+Au)-Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te<Sn>$* , *Неорган. материалы*, **59** (2023) 23-27.
14. Г.Д.Абдинова, Т.Д.Алиева. *Термоэлектрические свойства кристаллов твердого раствора $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te<Pb>$ и термоэлементов на их основе*, *Transactions of National Academy of Science of Azerbaijan, series of physics-mathematical and technical sciences, Physics and Astronomy*, **XLIII** №2 (2023) 100-104.
15. Т.Д.Алиева, Г.Д.Абдинова, Н.М.Ахундова, Д.Ш.Абдинов. *Термоэлектрические свойства кристаллов $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te<Sn>$ и термоэлементов на их основе*, *Transactions of National Academy of Science of Azerbaijan, series of physics-mathematical and technical sciences, Physics and Astronomy*, **XLIII** № 5 (2023) 34-41.
16. Г.Б.Абдуллаев, Т.Д.Алиева, Д.Ш.Абдинов, Э.Ю.Салаев. *Влияние обработки поверхностей термоэлементов на их термоэлектрические свойства*, *ДАН Азерб. ССР*, **46** №4 (1980) 22-24.
17. Т.Д.Алиева, Д.Ш.Абдинов, Э.Ю.Салаев. *Влияние обработки поверхностей термоэлектрических материалов на свойства термоэлементов, изготовленных из твердых растворов систем $Bi_2Te_3-Sb_2Te_3$, $Bi_2Te_3-Bi_2Se_3$* , *Неорган. материалы*, **17** (1981) 1773-1776.

90-300K TEMPERATUR İNTERVALI ÜÇÜN TERMOELEKTRİK MATERİALLARI VƏ TERMOELEMENTLƏR

T.C.ƏLİYEVƏ, G.C.ABDİNOVA, C.Ş.ABDİNOV

n- $Bi_{85}Sb_{15}$, p- $Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$, n- $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$, n- $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te<1,0at.\%Pb>$ monokristalları göyərdilərək onların 90÷300K intervalında termoelektrik xassələri tədqiq olunmuşdur. Bu materiallar əsasında bir-dördkəskadlı soyuducu termoelektrik modulları işlənmiş, hazırlanmış və sınaqdan keçirilmişdir. Göstərilmişdir ki, işlənmiş soyuducular ətraf mühitin temperaturu 300K-dən ~195K-dək soyutma verə bilirlər. Soyuducular istehsalata təbiiq olunmuş və indi də təbiiq imkanlarının saxlayırlar.

**THERMOELECTRIC MATERIALS AND THERMOELEMENTS
AT TEMPERATURE LEVEL 90-300K**

T.D.ALIEVA, G.J.ABDINOVA, D.SHABDINOV

Single crystals of solid solutions $n\text{-Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$, $p\text{-Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$, $n\text{-Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$, $n\text{-Pb}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}\text{Te}<\text{Pb}>$ were grown, their thermoelectric properties were studied in the range $\sim 90\text{-}300\text{K}$, and created on their basis various one- to four-stage thermoelectric cooling modules. It is shown that the developed modules (coolers) can reduce the temperature of low-power electronic products to $\sim 195\text{K}$ from the ambient temperature $\sim 300\text{K}$. These coolers are implemented in various electronic converters and remain relevant for implementation.

UOT 537.311.322

Ag₈Ge_{1-x}Mn_xTe₆ BƏRK MƏHLULLARDA KİNETİK EFFEKTLƏRİN XÜSUSİYYƏTLƏRİ

R.N.RƏHİMOV, İ.X.MƏMMƏDOV*, A.S.QƏHRƏMANOVA, A.Ə.XƏLİLOVA, D.H.ARASLI

*Elm və Təhsil Nazirliyi, Fizika İnstitutu
AZ 1143, Azərbaycan, Bakı şəh., H.Cavid pr., 131
Azərbaycan Milli Aviasiya Akademiyası*
AZ 1045, Azərbaycan, Bakı şəh., Mərdəkən pr., 30*

Daxil olub: 27.01.2023
Çapa verilib: 01.03.2024

Açar sözlər: istilik tutumu, istilik keçiriciliyi, elektrik keçiriciliyi, termoelektrik faydalılıq əmsalı .

REFERAT

Ag₈Ge_{1-x}Mn_xTe₆ (x=0; 0,05; 0,1; 0,2) bərk məhlulların istilik tutumu, istilik keçiriciliyi və termoelektrik hərəkət qüvvəsinin temperatur asılılığı analiz olunub. İstilik tutumun 180-325K bölgəsində anormal azalması güclü anharmonizmin yaranması və fonon sistemin amorflaşması ilə izah olunub. İstilik keçiriciliyin temperatur asılılığında yaranan cüzi artım elektronların verdiyi payla izah olunub. Ag₈Ge_{0,95}Mn_{0,05}Te₆ məhlulu üçün daha çox termoelektrik faydalılıq əmsalı 550 K-də ZT=0.7 alınıb.

Sənayedə itkiyə gedən enerjini elektrik enerjisinə çevirmək üçün səmərəli termoelektrik maddələrin yaradılması aktual məsələdir. Termoelektrik generatorun səmərəliliyi materialın termoelektrik xüsusiyyəti və yaranan temperatur qradienti ilə müəyyən edilir. Tədqiqatlar yük daşıyıcıların konsentrasiyası 10^{19} - 10^{20} sm⁻³ arasında olan maddələrdə faydalılıq əmsalının maksimum olduğunu göstərir [1]. Seebeck əmsalının böyük olmasını təmin etmək üçün maddədə yalnız bir növ yük daşıyıcı olmalıdır. Qarışıq n və p tipli keçiricilik olduğu zaman hər iki yük daşıyıcı isti tərəfdən soyuq tərəfə axın edəcək və sonda aralarında neytrallaşma gedərək Seebeck gərginliyini azaldacaq. Aşağı konsentrasiyalı yük daşıyıcısı olan izolyatorlar və yarımkeçiricilər böyük Seebeck əmsallarına malik ola bilər, lakin onlarda elektrik keçiriciliyi az olduğuna görə faydalılıq əmsalı aşağı olur. Termoelektrik çeviricinin səmərəliliyi faydalılıq əmsalı ilə qiymətlənir [1]

$$ZT = \sigma S^2 T / k, \quad (1)$$

burada S - Zeebek əmsalı, T - işçi temperatur, k - istilik keçiriciliyi, σ - elektrik keçiriciliyidir.

(1) ifadəsindən göründüyü kimi yüksək faydalılıq əmsalı almaq üçün Zeebek əmsalı (S) və

elektrik keçiriciliyi (σ) yüksək olmalı, istilik keçiriciliyi (k) isə aşağı olmalıdır. Slaksın [2] fikrincə istilik keçiriciliyi kristal quruluşundan və rabitə qüvvələrindən asılıdır. Maddənin elementar özəyi böyük və atomların orta çəkisi yüksək olduqda istilik keçiriciliyin aşağı olacağı gözlənilir. Bir çox müəlliflər maddədə qeyri stexiometriklik yaradaraq defektlərin sayını artırmaqla istilik keçiriciliyin azalmasına nail olmuşlar [3].

İon keçiricilər qəfəs istilik keçiriciliyi çox aşağı olduğuna görə onlar termoelektrik material sayılır [4]. Belə maddələrdə istilik keçiriciliyi iki səbəbdən aşağı ola bilər. Birincisi, maddə kristallaşanda faza keçidi baş verir və kristal qəfəsin bir hissəsi özünü maye kristal kimi aparır. Belə keçid nəinki qəfəsdə daha dinamik səpilməyə gətirir, həm də qəfəsin bir hissəsində fononların eninə modasını çıxaraq edərək istiliyin saxlanması və daşınma yollarını əsasən azaldır. Ona görə də anharmonik maddələrin istilik keçiriciliyi amorf maddələrə oxşar olur.

Ərintidə yaranan çoxlu sayda defektlər kristalda potensial sahənin və periodikliyin pozğunluğuna gətirir. Defektlərin və aşqar atomların ətrafında deformasiya sahəsi yaranır və kristal qəfəsi təhrif edir. Bunlar yükün daşınmasına və səpilməsinə güclü təsir edir.

Mürəkkəb kristal quruluşlu və böyük elementar özəklə Ag₈GeTe₆ üçlü birləşmə aşağı istilik keçiriciliyə (0,25Vt/mK) və 0,4eV qadağan olunmuş zonaya malikdir [5-7]. Bu birləşmənin istilik keçirməsi yüksək temperaturlarda qeyri adi artır və 500K temperaturdan yuxarıda ion keçiriciliyi göstərir. Belə birləşmələrin həm termoelektrik çevirici kimi, həm də elektrik enerjisinin toplanması üçün elektrolitik material kimi tətbiq imkanı olduğuna görə son iki onillikdə onlar daha çox araşdırılır.

[8,9] işlərində biz Ag₈GeTe₆ birləşməsinə yüksək həllolma və diffuziya qabiliyyətinə malik manqan elementi qataraq, parametrləri və keçid temperaturları idarə olunan Ag₈Ge_{1-x}Mn_xTe₆ bərk məhlullar almışıq. Rentgen-difraksiya analizi ilə Ag₈Ge_{1-x}Mn_xTe₆ (x=0; 0.05; 0.1; 0.2) bərk məhlulun strukturunun üçlü birləşmə ilə eyniliyi, manqan atomların 20% təşkil etdiyi ərintidə isə 28.8 və 31.5 dərəcə bucaqlardakı zəif reflekslərin MnTe₂ birləşməsinə uyğunluğu göstərilib. Müstəvilər arasındakı məsafənin kiçik bucaqlara doğru sürüşməsi qəfəsin sıxılması ilə izah olunub [10]. Ag₈Ge_{1-x}Mn_xTe₆ nümunələrində DSC analizi apararaq otaq temperaturdan aşağıda iki keçidin, yuxarı temperaturda isə bir neçə endotermik keçidlərin yarandığı göstərilib. Nümunələrin T<180K temperaturlarda yüksək müqavimətli olduğu, 200-650K temperatur aralığında isə yarımkeçirici xassəsi göstərdiyi müəyyən edilib [11].

Ag₈GeTe₆ ərintiyə manqan atomları daxil etdikdə praktiki əhəmiyyəti olan zəif antiferromaqnit maddə yaranır [12]. Belə maddədə Mn atomları maqnit aşqarlar kimi kristal qəfəsi təhrif edir, yükdaşıyıcıların və fononların hərəkətini güclü dəyişdirir.

İndiki məqalədə geniş temperatur bolumündə istilik tutumu, istilik keçiriciliyi və termoelektrik hərəkət qüvvəsi birgə araşdırılıb.

EKSPERİMENTİN APARILMASI

100-600K temperatur bölümündə nümunələrin temperatur keçiriciliyi (a) işıq impulsu metodu ilə ölçülüb. Nümunələr 5x5x1,5mm³ ölçüdə hazırlanıb. Nümunənin ön səthi davam etmə müddəti 1ms və enerjisi 120 Joul olan işıq impulsu ilə qızdırılır. Kristalda fotoeffektin yaranmaması üçün ön səth qurumla qaraldılır. Arxa səthdə temperatu-

run dəyişməsi xromül-kopel termo-cütü ilə ölçülür. Yaranan siqnal ətalətsiz qeyd etmək üçün xromel və kopel məftilin ucları iynə şəklinə gətirilir və nümunənin gümüş pasta çəkilməmiş arxa üzünə sıxılır. Işıq itkisini azaltmaq üçün lampa ilə nümunə arasına kvarts işıq ötürücüsü qoyulub. Termocütdə yaranan siqnal güclənərək qeyd olunur. Arxa səthdə temperaturun maksimal qiymətinin yarısındanadək keçən t_{1/2} zaman müddəti qeyd olunur və aşağıdakı formulla temperatur keçirmə əmsalı hesablanır:

$$a = 1.38 \frac{l}{\pi t_{1/2}}, \quad (2)$$

burada l - nümunənin qalınlığıdır.

NƏTİCƏLƏRİN MÜZAKİRƏSİ

Ag₈Ge_{1-x}Mn_xTe₆ (x=0; 0,05; 0,1; 0,2) bərk məhlulun 100-600K aralığında ölçülmüş temperatur keçiriciliyi 1 Şəkildə verilib. Nümunələrin istilik keçiriciliyi

$$k = a\rho C_p \quad (3)$$

formulu ilə hesablanıb. Burada a - temperatur keçiriciliyi, ρ - nümunənin sıxlığıdır, C_p - istilik tutumu DSC əyrisindən istifadə olunaraq hesablanıb və onun temperatur asılılığı 2-ci Şəkildə verilib. Şəkildən görüldüyü kimi 180-325K temperatur aralığında C_p temperaturdan asılı olaraq azalır. Adətən bərk maddələrdə C_p Debay temperaturunadək yüksələn xətlə gedir.

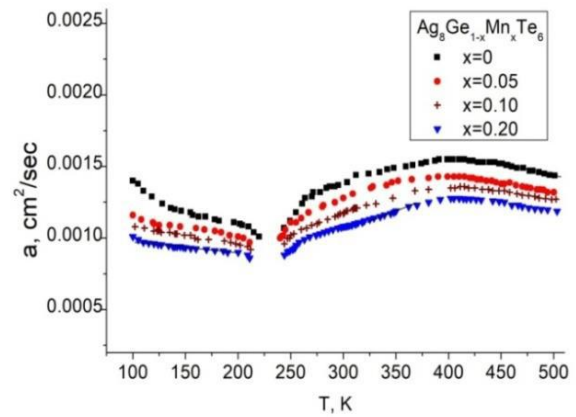
İstilik tutumu, temperatur keçiriciliyi və sıxlıq nəzərə alınaraq Ag₈Ge_{1-x}Mn_xTe₆ kristalların istilik keçiriciliyi hesablanmış və onun temperatur asılılığı 3-cü Şəkildə verilib. Şəkildən görüldüyü kimi 100-215K temperatur bölümündə k(T) asılılığı bərk cisimlərə oxşar asılılıqla dəyişir. 220-240K temperatur bölümündə faza keçidi baş verdiyinə görə istilik keçirməni hesablamaq mümkün deyil. Faza keçidindən sonra 240-400K temperatur bölümündə k(T) anormal artır, daha yüksək temperaturlarda isə asılılıq dəyişmir. T>250K temperaturlarda k(T) aşağı qiymət alması anharmonikliyin artması hesabına, ya da kristal quruluşun mürəkkəb olması ilə bağlı ola bilər. Belə kristallarda böyük anharmonikliyin güclü fonon-fonon

qarşılıqlı təsirə gətirməsi çox aşağı qəfəs istilik keçirməsinə səbəb olur. Bu səbəbdən anharmonizm və Qryunayzen parametrini araşdırmaq lazımdır. Qryunayzen parametri - γ kristal qəfəsin həcmindəki dəyişmənin rəqs xüsusiyyətlərinə təsirini və nəticədə temperaturun dəyişməsinin kristal qəfəsin ölçüsünə və ya dinamikasına təsirini göstərir. Bundan əlavə, hesablanmış orta Qryunayzen parametri materialın əsas hissəsinin harmonikliyi təsvir edir. [13] işində Ag_8GeTe_6 -nın otaq temperaturu üçün orta Qryunayzen parametri hesablanıb

$$\gamma_G = (3\alpha_{\text{vol}}B_T V_0)/C_p, \quad (4)$$

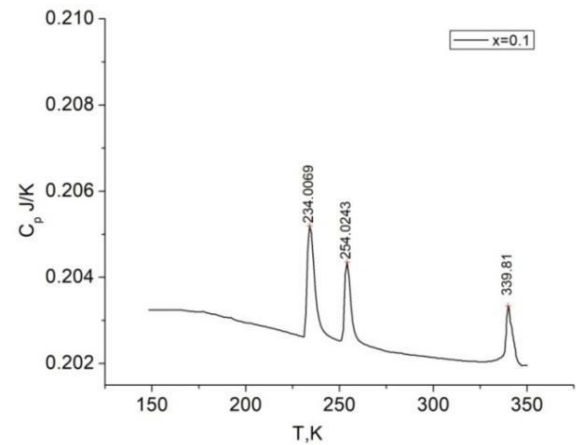
burada α_{vol} - həcmə istidən genişlənmə əmsalı müxtəlif temperaturalarda rentgen şüalarının difraksiya ölçülərdən hesablanmış və $1,2 \times 10^4 \text{K}^{-1}$ qiymətlənib.

Səsin ölçülmüş sürətinə (1723m/s) əsasən hesablanan həcmi modul $B_T = 2,14 \times 10^{10} \text{Kg/ms}^2$, molyar həcm isə $V_0 = 2,36 \cdot 10^{-4} \text{m}^3/\text{mol}$ qəbul edilib. 300K -da ölçülmüş xüsusi istilik tutumun $C_p = 442 \text{J/mol.K}$ qiyməti əsasında (3) tənliyi Qryunayzen parametri üçün $3,8$ qiymətini verir. Bir qayda olaraq, əksər materialların Qryunayzen parametri bir ilə iki arasında qiymət alır. Qryunayzen parametri üç və ya dörd olan materiallar olduqca nadirdir və qəfəsin tam dayanıqlı olmadığı "dayanıqsız" materiallar sinfinə aid edilir. $\text{Ag}_8\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}_6$ kristalların elementar özəyində çox sayda atom yerləşir (60-dan çox atom) və yuxarı temperaturalarda fonon spektrində optik fononların sayı akustik fononların sayından daha çox olur. Elementar özəyin böyük olması və rəqslərin anharmonikliyi səbəbindən bu birləşmədə qəfəsin ekvivalent nöqtələrində yerləşən atomların və atom toplularının hərəkət korrelyasiyası pozulur. Nəticədə kristalda rəqslərin yayılma mexanizmi pozulur, hər bir atom digərindən asılı olmadan rəqs edir və yüksək tezlikli rəqslərin lokallaşması baş verir [12]. Maddədə fononların sərbəst qaçış yolu qəfəs sabiti tərtibində və ya ondan kiçik olarsa istilik əsasən qonşu atomların enerji mübadiləsi ilə ötürülür. Belə kristallarda istilik keçirmənin temperatur asılılığı yuxarı temperaturalarda amorf maddələrdəki kimi olur.



Şəkil 1

$\text{Ag}_8\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}_6$ ($x=0; 0,05; 0,1; 0,2$) bərk məhlulun temperatur keçiriciliyi.



Şəkil 2

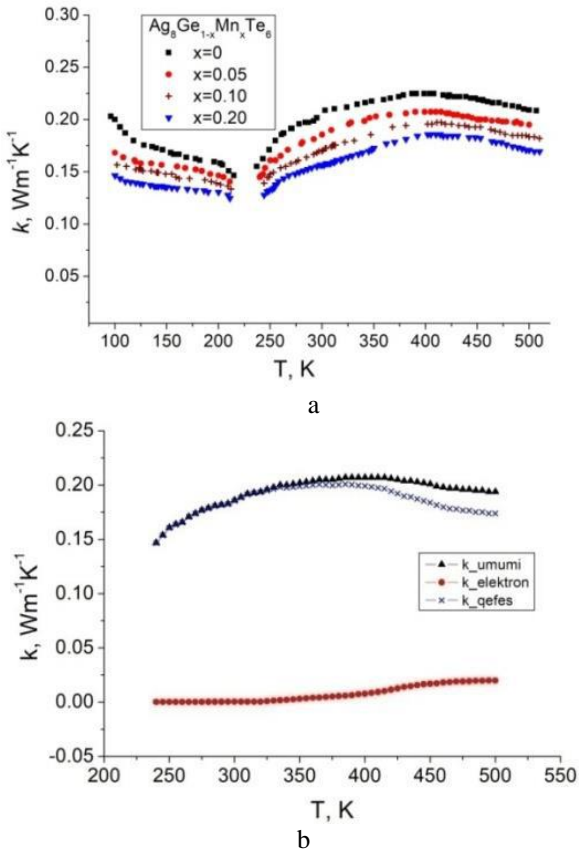
$\text{Ag}_8\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}_6$ ($x=0,1$) üçün hesablanmış istilik tutumu.

Fononların sərbəst qaçış yolu $k = C_p v l / 3$ düsturu ilə hesablanıb: burada l - fononların sərbəst qaçış yolu, C_p - sabit təzyiqdə istilik tutumudur. Dulong-Petit qanununa görə

$$C_p(\text{JK}^{-1}\text{mol}^{-1}) = 3nR \quad (5)$$

düsturu ilə hesablanıb (burada n - hər formula düşən atomların sayı, $R = 8,314 \text{JK}^{-1}\text{mol}^{-1}$ - Ridberq qaz sabitidir) və onun qiyməti $C_p = 0,68 \text{JK}^{-1}\text{mol}^{-1}$ olur. İstilik keçirmənin otaq temperaturundakı qiymətini ($k = 0,2 \text{VtK}^{-1}\text{m}^{-1}$, 3-cü Şəkil) və səsin kristalda yayılma sürəti üçün $1723 \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ [5] qəbul etdikdə $l = 3k/vC_p = 3,6 \text{Å}$ alınıb. Göründüyü kimi fononların sərbəst qaçış yolu qəfəs sabitindən ($11,58 \text{Å}$) üç dəfə kiçikdir. Məhlulda fonon sistemi amorf halına keçir, istilik keçiriciliyi minimum qiymət alır və temperaturdan asılı olmur. $k(T)$ asılılığında müşa-

hidə olunan artım foton seli və biopolyar yük daşıyıcıların diffuziyası və istiliyin rezonansla ötürülməsi hesabına yaranı bilər.



Şəkil 3

Ag₈Ge_{1-x}Mn_xTe₆: (a) ümumi istilik keçiriciliyi; (b) ($x=0,1$) üçün yükdaşıyıcıların payına düşən istilik keçiriciliyi.

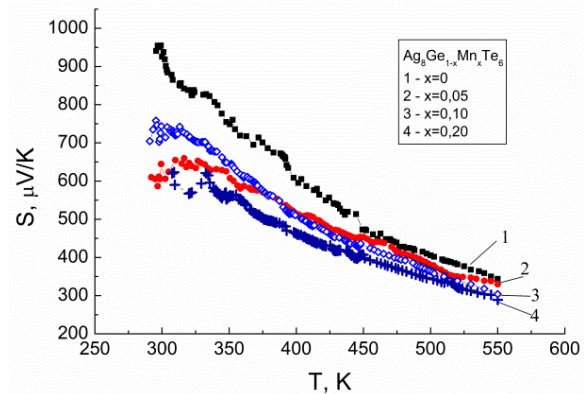
Tədqiq etdiyimiz ərintilərin şəffaflığı otaq temperaturu ətrafında az olduğuna görə fotonlarla daşınan istiliyin payı çox cüzdür. $T < 350\text{K}$ temperatur bölgəsində nümunələrin elektrik keçiriciliyi kiçik olduğuna görə biopolyar yükdaşıyıcıların hesabına daşınan istilik seli də cüzi olacaq. $T > 350\text{K}$ temperatur bölgəsində yükdaşıyıcıların payına düşən istilik keçiriciliyi Videman Frans formulu ilə hesablanıb

$$k_{el} = \left(\frac{k_B}{e}\right)^2 \frac{\pi^2}{3} \sigma T, \quad (6)$$

burada k_{el} - yükdaşıyıcılar hesabına yaranan istilik keçirmə, k_B - Boltsman sabiti ($1.38 \times 10^{-23}\text{J/K}$), σ - elektrik keçirmə, $e=1.6 \times 10^{-19}\text{J}$ - yükdaşıyıcının enerjisidir.

5%-li ərintilərdə elektrik keçirmə daha çox olduğuna görə yükdaşıyıcıların payına düşən istilik keçirmə ancaq bu tərkib üçün hesablanmış və nəticələr 3-cü (b) Şəkilə verilib. Şəkiləndən görüldüyü kimi yükdaşıyıcıların payına düşən istilik keçirmə 10^{-3} -dən $6 \cdot 10^{-2}$ qiymətinə qədər artır, lakin onun qiyməti ümumi istilik keçirmənin qiymətindən bir tərtib azdır. 3(b) Şəkiləndən görüldüyü kimi $k(T)$ asılılığında görünən artım daha çox yük daşıyıcılar hesabına yaranır.

Ag₈Ge_{1-x}Mn_xTe₆ kristalların termoelektrik hərəkət qüvvəsinin temperatur asılılığı 4-cü Şəkilə verilib. Kristalların p-tip keçiricilik göstərməsi Holl əmsalının ölçüləri ilə təsdiqlənib. Elmi ədəbiyyatda Te atomların miqdarını stexiometrik miqdardan az və çox götürməklə Ag₈GeTe₆ ərintisinin həm n-tipli, həm də p-tipli nümunələrinin alındığı göstərilib [5,6]. Aldığımız Ag₈Ge_{1-x}Mn_xTe₆ kristalların p-tipli olmasının əsas səbəbi nümunəni əridərkən Te atomların cüzi bir hissəsinin buxarlanması hesabına ola bilər. Ümumiyyətlə Ag₈GeTe₆ ərintisinin bu xüsusiyyətindən istifadə edərək n- və ya p-tip kristallar almaq mümkündür. Ag₈Ge_{1-x}Mn_xTe₆ ($x=0,05;0,1;0,2$) bərk məhlulların p-tipli olmasının səbəbi Mn atomların elektron konfigurasiyası ilə bağlıdır.



Şəkil 4

Ag₈Ge_{1-x}Mn_xTe₆ ($x=0; 0,05; 0,1; 0,2$) bərk məhlulun termoelektrik hərəkət qüvvəsi.

4-cü Şəkiləndən görüldüyü kimi temperatur artdıqca termo-ehq $800\mu\text{V/K}$ -dən $300\mu\text{V/K}$ -dək azalır. Belə azalma p-tip yarımkəçiricilərə xasdır. Temperatur artdıqca yaranan yeni elektronlar

hesabına dəşiklər neytrallaşır və termoelektrik hərəkət qüvvəsi azalır. 550K temperaturda $\text{Ag}_8\text{Ge}_{0.95}\text{Mn}_{0.05}\text{Te}_6$ məhlulu üçün termoelektrik faydalılıq əmsalı $ZT=0.7$ alınmışdır.

NƏTİCƏ

$\text{Ag}_8\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}_6$ ($x=0; 0,05; 0,1; 0,2$) nümunələrin DSC ayrılardan xüsusi istilik tutumu və 100-600K temperatur bölümündə ölçülmüş temperatur keçiriciliyi əsasında istilik keçiriciliyi hesab-

lanmışdır. Manqan atomlarının daxil edilməsi ilə Ag_8GeTe_6 qəfəsin sıxıldığı və deformasiya sahəsinin yaranması ilə qəfəs periodikliyinə dəyişdiyi göstərilmişdir. Qəfəs rəqslərin anharmonikliyi səbəbindən ərinti aşağı istilik keçiriciliyi göstərir. Yüksək temperaturlarda fonon sistemin amorflaşdığı göstərilmişdir, istilik keçiriciliyin temperaturdan asılı olaraq cüzi artımı isə elektronların verdiyi payla izah olunmuşdur. 550K temperaturda $\text{Ag}_8\text{Ge}_{0.95}\text{Mn}_{0.05}\text{Te}_6$ məhlulu üçün termoelektrik faydalılıq əmsalı daha yüksək qiymət alır ($ZT=0.7$).

1. G.Jeffrey Snyder. *Complex thermoelectric materials*, *Nature Materials*, **7** (2008) 105 -114.
2. G.A.Slack, D.W.Oliver, F.H.Horn. *Thermal conductivity of Boron and some Boron compounds*, *Phys.Rev.* **B4**, (1971) 1714 .
3. T.J.Zhu, S.N.Zhang, S.H.Yang, X.B.Zhao. *Improved thermoelectric figure of merit of self-doped $\text{Ag}_{8-x}\text{GeTe}_6$ compounds with glass-like thermal conductivity*, *Phys. Status Solidi RRL*, **4** (2010) 317-319.
4. H.Liu, X.Shi, F.Xu, L.Zhang, W.Zhang, L.Chen, Q.Li, C.Uher, T.Day, G.J.Snyder. *Copper ion liquid-like thermoelectric*, *Nat. Matter.*, **11** (2012) 422-425.
5. M.Fujikane, K.Kurosaki, H.Muta, S.Yamanaka. *Thermoelectric properties of Ag_8GeTe_6* , *Journal of Alloys and Compounds*, **396** (2005) 280-282.
6. A.Charoenphakdee, K.Kurosaki, H.Muta, M.Uno, S.Yamanaka. *Reinvestigation of the thermoelectric properties of Ag_8GeTe_6* , *Phys. Status Solidi, RRL*, **2** (2008) 65-67.
7. T.J.Zhu, S.N.Zhang, S.H.Yang, X.B.Zhao. *Improved thermoelectric figure of merit of self-doped $\text{Ag}_{8-x}\text{GeTe}_6$ compounds with glass-like thermal conductivity*, *Phys. Status Solidi, RRL*, **4** (2010) 317-319.
8. R.Rahimov, A.Gahramanova, D.Arasly, A.Halilova, I.Mammadov. *Features of the Conductivity of the $\text{Ag}_8\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}_6$ Solid Solutions*. *Journal of Materials Science and Chemical Engineering*, **10** (2022) 16-28.
9. P.H.Рагимов, А.С.Кахраманова, Д.Г.Араслы, А.А.Халилова, И.Х.Мамедов, А.Р.Халилзаде. *Термоэлектрические свойства твердых растворов $\text{Ag}_8\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}_6$* , *Физика и техника полупроводников*, **56** (2022) 862-865.
10. A.Gahramanova, V.Qasymov, A.Khalilova, R.Rahimov. *Thermodynamic Properties of $\text{Ag}_8\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}_6$ Alloys*, 7th Rostocker International Conference "Thermophysical Properties for Technical Thermodynamics", Rostock, 26-27 July, (2018) 73-74.
11. R.N.Rahimov, K.Yanushkevich, A.Khalilova, A.Gahramanova, I.Mammadov, D.Arasly, A.Jivulko, V.Mitsiuk, G.Rimskiy. *Specific Magnetization and Magnetic Susceptibility $\text{Ag}_8\text{Ge}_{0.8}\text{Mn}_{0.2}\text{Te}_6$* . (2021) 10th Rostocker International Conference "Thermophysical Properties for Technical Thermodynamics", Rostock, 9-10 September, (2021) 143.
12. R.N.Rəhimov, D.H.Arasli, A.Ə.Xəlilova, A.S.Qəhrəmanova, İ.X.Məmmədov. *$\text{Ag}_8\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}_6$ ərintilərin elektrofiziki xassələri*, *Transactions of National Academy of Science of Azerbaijan, series of physics-mathematical and technical sciences, Physics and Astronomy*, **XXXIX** №2 (2019) 132-137.
13. Dale Austin Hitchcock. *Unusually low thermal conductivity in the argyrodite Ag_8GeTe_6 attributed to strong anharmonicity*, A Dissertation presented to the Graduate School of Clemson University In Partial Fulfillment of the Requirements for the Degree Doctor of Philosophy, December, (2014).
14. S.Ganesan. *Temperature variation of the Grüneisen parameter in magnesium oxide*, *Philos. Mag.*, **7** (1962) 197-205.

FEATURES OF KINETIC EFFECTS OF Ag₈Ge_{1-x}Mn_xTe₆ SOLID SOLUTIONS

R.N.RAHIMOV, I.Kh.MAMMADOV, A.S.QAHRAMANOVA, A.A.KHALILOVA, D.H.ARASLY

The analysis of the heat capacity, thermal conductivity and thermoelectric efficiency Ag₈Ge_{1-x}Mn_xTe₆ solid solutions (x=0; 0.05; 0.1; 0.2) have been carried out. The decrease of Cp in the range 180-325K was explained by the occurrence of strong anharmonicity and instability of the crystal structure. The increase of thermal conductivity in the temperature range T>350K was explained by the contribution of charge carriers. The highest thermoelectric efficiency ZT=0.7 at a temperature of 550K was obtained for Ag₈Ge_{0.95}Mn_{0.05}Te₆ solid solution.

ОСОБЕННОСТИ КИНЕТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ Ag₈Ge_{1-x}Mn_xTe₆

Р.Н.РАГИМОВ, И.Х.МАМЕДОВ, А.С.КАХРАМАНОВА, А.А.ХАЛИЛОВА, Д.Г.АРАСЛЫ

Проведен анализ температурной зависимости теплоемкости, теплопроводности и термоэлектрической движущей силы твердых растворов Ag₈Ge_{1-x}Mn_xTe₆ (x=0; 0,05; 0,1; 0,2). Уменьшение Cp в интервале 180-325K объясняется возникновением сильного ангармонизма и нестабильности кристаллической структуры, а увеличение теплопроводности в интервале температур T>350K - вкладом носителей заряда. Наибольшая термоэлектрическая эффективность ZT=0,7 при температуре 550K получена для твердого раствора состава Ag₈Ge_{0,95}Mn_{0,05}Te₆.

UOT: 621.378.826 535.8

ETİLENQLİKOL, FORMAMİD VƏ QLİSERİN ƏSASLI FLÜORİD TƏRKİBLİ ELEKTROLİTLƏRDƏ TİTANI ANODLAŞDIRMAQLA NANOQURULUŞLU TİTAN DİOKSİDİN SİNTEZİ

S.H.ABDULLAYEVA, X.D.CƏLİLOVA, C.A.QULİYEV, P.F.CƏFƏRLİ, Ş.O.EMİNOV

*Elm və Təhsil Nazirliyi, Fizika İnstitutu
AZ-1143, Azərbaycan, Bakı, H.Cavid pr., 131
samireabdullayeva181@gmail.com*

Daxil olub: 17.12.2023
Çapa verilib: 01.03.2024

REFERAT

Məqalədə titanın anodik oksidləşmə üsulu sintez edilən nanoboru (NB) quruluşlu TiO_2 massivlərinin strukturuna və morfologiyasına anodlaşdırıcı elektrolit tərkibinin təsiri öyrənilmişdir. Alınan strukturların SEM təsvirlərinin təhlili əsasında 0,75%(kütlə%) NH_4F və 2%(kütlə%) H_2O tərkibli 3 müxtəlif elektrolitdə (etilenqlikol, qliserin və formamid) alınan TiO_2 təbəqələrinin morfologiyasında ciddi fərqlərin olması müəyyənləşdirilmişdir. Qeyd olunur ki, dielektrik nüfuzluğu yüksək olan formamidə məsələli olmayan sıx TiO_2 təbəqəsi əmələ gəlir. Qliserin əsaslı məhlulda anodlaşdırılmış nümunənin səthi isə mezoməsələli nizamlı olmayan struktura malikdir. Göstərilmişdir ki, TiO_2 nanoboruların təşkil olunmuş yüksək nizamlı quruluş yalnız etilenqlikol əsaslı məhlulda anodlaşdırma aparılıqda əmələ gəlir.

Açar sözlər: anodlaşma, titan dioksid, nanostrukturulu təbəqələr, nanoborular

GİRİŞ

Son illərdə Al, Ta, Ti kimi müxtəlif metallar üzərində alınmış məsələli oksid təbəqələrinin xassələrinin geniş tədqiqi aparılır. Bunun səbəbi onların funksional materiallar qismində geniş tətbiqi ilə əlaqədardır. Optik şəffaf metal oksidlər sinfinə aid olan nanoquruluşlu TiO_2 böyük səth həcm nisbətində və yüksək fotoaktiv səthə malik olub, unikal xassələrə malikdir və nanohissəciklər, nanoçubuqlar, nanotellər və nanoborular şəklində sintez edilir. Bu material hal-hazırda fotokatalizdə [1,2], boya ilə həssaslaşan günəş batareyalarında [3,4], öz-özünü təmizləmədə [5], elektrokimyəvi cihazlarda [6], günəş batareyalarında [7], qaz sensorlarında [8-10], displey ekranlarının istehsalında [11] və s. sahələrdə geniş tətbiq olunur.

TiO_2 -in nazik təbəqələrinin alınması üçün müxtəlif üsullar, ocümlədən sol-gel, hidrotermal proseslər, fırlanma ilə çiləmə (spin-coating) və elektrokimyəvi anodizasiya üsulları mövcuddur.

Sintez olunmuş TiO_2 materialı artıq elm və texnikanın müxtəlif sahələrində öz effektivliyini nümayiş etdirmişdir, lakin bu materialların əksəriyyəti toz dənəciklər halında olur ki, bu da onların istifadəsi əsasında aparılan proseslərin texnoloji səmərəliliyinə və maya dəyərinə mənfi təsir göstərir. Dənəciklər halında olan materialın digər çatışmamazlığı onların sintezi və saxlama zamanı baş verən aqlomerasiya ilə əlaqədardır. Bu halda onları ölçüləri böyük dispersiyaya malik olur.

Bir çox hallarda elektrokimyəvi anodizasiya, prosesin şərtlərini geniş diapazonda dəyişdirərək nanoölçülü boruların həndəsəsini, ölçüsünü və xassələrini idarə etmək qabiliyyətinə görə geniş tətbiq sahəsinə malik nanostrukturulu materialların sintezi üçün nisbətən sadə üsuldur. Anodizasiya yolu ilə əldə edilən titan dioksidnanoboruları fotokatalitik və fotoelektrokimyəvi proseslərində dənəciklərə nisbətən bir sıra üstünlüklərə malikdirlər. Belə ki, bu proseslərdə fotogenerasiya edilmiş sər-

bəst elektrik yük daşıyıcılarının bir-birindən ayrılması vacibdir. Birölçülü TiO_2 nanostrukturlarında yükdaşıyıcılarının materialın səthinə çıxarılması problemi mövcuddur. Titan dioksid nanoborularında isə elektron nanoborunun divarı boyunca səth istiqamətində sərbəst hərəkət edə bilir və bununla da yükdaşıma problemi aradan qalxır.

Anodlaşdırma üsulu ilə nanoməsaməli və ya nanoboru quruluşlu TiO_2 sintezi üçün indium qalay oksidi (ITO) nazik təbəqəsi ilə örtülmüş şüşə elektrodla radiotezlikli maqnetron səpələnmə üsulu ilə yerləşdirilən 1mkm qalınlığında titan nazik təbəqələrinin elektrokimyəvi anodlaşdırılması yolu ilə, 100-200mkm qalınlığında olan titan folqası müxtəlif flüorion tərkibli elektrolitlərdə anodlaşdırılır [1-3].

Ədəbiyyat materiallarından [1-11] məlumdur ki, tinümünəsinə tətbiq edilən anodizasiya gərginliyinə və müddətinə nəzarət etməklə nanoboru/məsamə ölçülərinin, diametr/uzunluq nisbətini istənilən tərtibdə dəyişdirilməsi və təxminən 10÷250nm diametrində yüzlərlə mikron uzunluqda nanoborular alınması mümkündür.

Anodizasiya yolu ilə əldə edilən nanoborular yüksək nizama və dar ölçülü paylanmaya malikdirlər və bununla da onlardan yanacaq elementləri, detektorlar, membranlar, katalizator daşıyıcıları və s. yaratmaq üçün istifadə imkanları açılır. Bu səbəbdən, titan dioksid əsasında nanomaterialların yaradılması üçün ən perspektivli yanaşma titanın anodik oksidləşməsidir. Flüor tərkibli məhlullarda əldə edilən anodik nanostrukturlu titan dioksid dar ölçülü paylanmaya və yüksək dərəcədə özünü təşkil etməyə malik olan nanoborulardan ibarət massivdir. Anodda oksidləşmə üsulu ilə alınmış TiO_2 nazik təbəqələrinin məsaməli quruluşuna bir sıra amillər təsir edir. Onlardan ən əsaslarından biri anodizasiya məhlulunun tərkibidir.

Tədqiqatımızın əsas məqsədi flüor tərkibli etilenqlikol, dimetilformamid və qliserin kimi müxtəlif üzvi elektrolitlərin TiO_2 nazik təbəqələrinin morfoloji və quruluş xassələrinə təsirini müəyyənləşdirməkdir. Tədqiqat metodu kimi təbəqələrin səthinin morfoloqiyasını skanedici elektron (SEM) mikroskopları vasitəsilə tədqiq edilməsi usulu seçilmişdir.

TƏCRÜBİ HİSSƏ

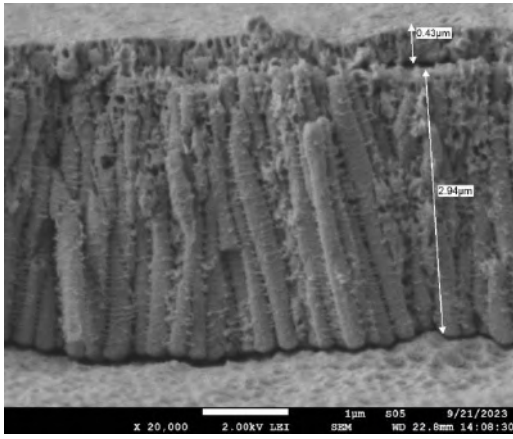
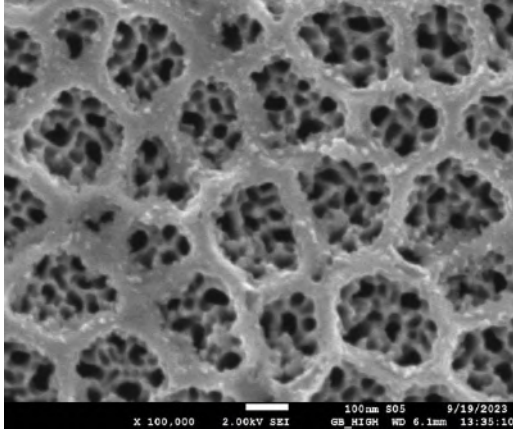
TiO_2 təbəqələrinin sintezi üçün altlıq qismində, səthi mükəmməl dərəcədə güzgü səviyyəsində hamarlaşdırılmış 150mkm qalınlığında titan folqasından hazırlanan 2x2sm ölçüdə lövhədən istifadə edilmişdir. Yardımçı elektrod kimi platin spiralından, işçi elektrod qismində bilavasitə titan lövhəsindən, həlledici elektrolit mayesi qismində isə təcrübədən asılı olaraq, tərkibində 0,75% (kütlə%) NH_4F və 2% (kütlə%) H_2O olan ya etilenqlikol, ya formamid ya da qliserindən istifadə edilmişdir. Anodlaşdırmadan bilavasitə əvvəl titan lövhələri səthindəki yağ, parafin və s. üzvü və qeyri-üzvi çirkəbləri aradan götürmək üçün, ultasəs vannasında ardıcıl olaraq, asetonda, etil spirtində və distillə edilmiş suda 10 dəqiqə ərzində yuyulmuşdur.

Anodda oksidləşmə prosesi laboratoriyamızda hazırlanmış iki elektrodlu elektrokimyəvi hücrədə [12,13] müxtəlif rejimlərdə: (20-60V) gərginlik və (5-15 $^{\circ}\text{C}$) temperatur diapazonunda, 2-10 saat ərzində aparılmışdır. Nümunələr amorf TiO_2 quruluşunu kristal quruluşa çevirmək üçün havada iki saat müddətində 450 $^{\circ}\text{C}$ -də termiki emal edilmişdir. Nümunələrin morfoloji xüsusiyyətlərini təhlil etmək üçün skaner elektron mikroskopiyasından (SEM) istifadə edilmişdir.

AILNAN NƏTİCƏLƏR VƏ ONLARIN TƏHLİLİ

Şəkil 1-də etilen qlikolda, anodlaşdırılmaqla sintez olunmuş təbəqələrin səthinin və en kəsiyinin SEM təsvirləri, Şəkil 2-də isə formamidə (solda) və qliserində (sağda) anodlaşdırılmaqla sintez olunmuş təbəqələrin səthinin SEM təsvirləri göstərilmişdir.

Şəkil 1-dəki təsvirdən görünür ki, titan, etilen qlikol əsaslı elektrolitdə anodlaşdırıldıqda altbucaqlı nanoborulardan (NB) təşkil olunmuş yüksək nizamlı quruluş əmələ gəlir. Bu təbəqələrin en kəsiyinin təsvirindən görünür ki, TiO_2 nanoboruları (TNB) bir-birinə paralel və metal altlığa perpendikulyar istiqamətdə yönəlmişdir. Bu boruların xarici diametri 250nm, uzunluğu 3mikron, divar qalınlığı isə 10-20nm olmuşdur. Boruların daxilidə diametri təqribən 10nm olan məsamələr şəbəkəsi mövcuddur.



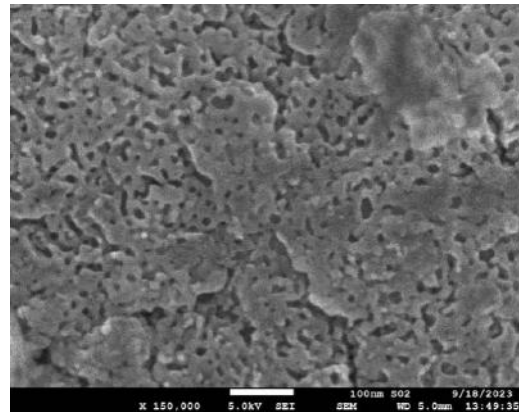
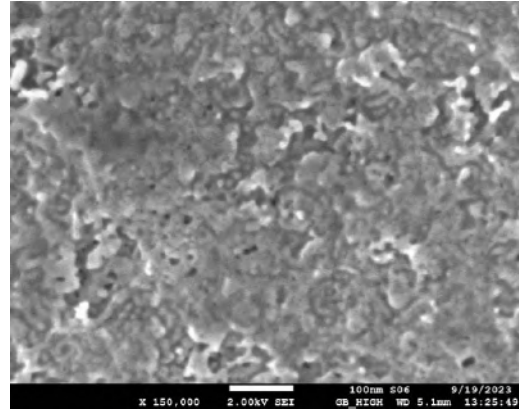
Şəkil 1

Titani etilen qlikolesaslı elektrolitdə anodlaşdırmaqla alınan TiO_2 təbəqələrinin səthinin və en kəsiyinin SEM təsvirləri.

Məlumdur ki, ədəbiyyatda bu cür borudaxili məsamələr şəbəkəsinin mövcudluğu haqqında məlumat yoxdur. Qənaətimizə görə, bu cür şəbəkəli strukturun yaranması aşağıdakı kimi izah edilə bilər. Daha əvvəlki məqalələrimizdə də [13,14] qeyd etdiyimiz kimi, NB-ların ölçüləri və strukturu sintez prosesinin mövcud şəraitindən (temperatur, elektrolitin tərkibi, anoda tətbiq edilən potensial, zaman və s.) birbaşa asılıdır. Anodizasiya prosesinin ilk mərhələsində nümunənin səthində kiçik diametrlə məsamələr yaranır. Prosesin müddəti artdıqca, onların sayı və sıxlığının tədricən artması ilə aralarındakı məsafə azalır və yaxın qonşuları ilə qovuşması nəticəsində daha iri diametrlə məsamələr yaranır. Müşahidə etdiyimiz strukturun yaranması, apardığımız prosesin mövcud şəraitində məsamələrin əldə edilə biləcək maksimal mümkün diametrinə çatması yolunda aralıq mərhələdə olduğunu əks etdirir.

Müşahidə olunan strukturun xüsusiyyətləri onu göstərir ki, onun formalaşması mövcud şəraitdə əldə edilə bilən ən böyük diametrlə, içi boş olan iri nanoborunun sintezi prosesinin aralıq mərhələsində olarkən tərəfimizdən dayandırılmışdır.

Şəkil 2-dən görünür ki, titan formamid əsasında flüor tərkibli məhlulda anodlaşdırıldıqda titan dioksidin nə nanoborulu, nə də ki, məsaməli strukturu əmələ gəlmir. Qliserin əsaslı məhlulda anodlaşdırılmış nümunənin səthi isə mezoməsaməli struktura malikdir. Bu cür strukturlar nizamsız məsamələr şəbəkəsi ilə xarakterizə olunur. Bu cür quruluşun formalaşma səbəbi titana tətbiq edilmiş elektrik sahəsinin təsiri altında eyni zamanda baş verən iki prosesin: oksid təbəqəsinin formalaşması və flüor ionlarının aşındırıcı təsirindən həll olunması ilə əlaqədardır.



Şəkil 2

Titani formamid (solda, nümunə S06) və qliserin (sağda, nümunə S02) əsaslı elektrolitlərdə anodlaşdırmaqla alınan TiO_2 təbəqələrinin səthinin SEM təsviri.

Cədvəl 1-də TiO₂ nanoborulu strukturun alınması üçün istifadə olunmuş üzvi həlledicilərin əsas xassələri verilmişdir [5].

Cədvəl 1

25°C-də müxtəlif elektrolitlərin fiziki xassələri [3,4,5].

Parametr	Elektrolit növü		
	Etilenqlikol	Formamid	Qliserin
Sıxlıq, q/sm ³	1.11	1.13	1.26
Dielektrik nüfuzluluğu	34.5	109.5	42.5
Xüsusiyelektrik keçiriciliyi, Sim·sm ⁻¹	1,16·10 ⁻⁶	1,98·10 ⁻⁶	6·10 ⁻⁶
Özlülük, Pa·s	13.55	3.3	945

Cədvəldən göründüyü kimi, tədqiq olunan həlledicilərin sıxlığı və elektrik keçiriciliyi eyni diapazondadır. Formamidanaliz edilən həlledicilər arasında ən yüksək dielektrik nüfuzluğuna (109) və minimal özlülüyə malikdir. Çox güman ki, dielektrik nüfuzluğunun yüksək, və özlülüyn isə aşağı olması səbəbindən formamid əsaslı elektrolitdə flüor ionları yüksək diffuziya əmsalına və müvafiq olaraq yüksək aktivliyə malikdir. Bu isə yaranan məsaməli strukturun sürətli kimyəvi həll edilməsinə və məsaməsiz qatı quruluşlu TiO₂ oksid təbəqəsinin əmələ gəlməsinə səbəb olur. Eyni zamanda, qliserin əsaslı elektrolit, yüksək özlülüyə (945Pa·s) malik olduğuna görə, flüor ionlarının hərəkətliyinin təsiri az olur və bu da TiO₂ NB-ların

yüksək kobud struktura malik nizamsız quruluşunun formalaşmasına gətirib çıxarır.

NƏTİCƏ

Bu işdə flüor tərkibli anodlaşdırıcı məhluldakı elektrolitin təbiətinin titanın elektrokimyəvi oksidləşməsi nəticəsində əldə edilən titan dioksid təbəqələrinin strukturuna və morfologiyasına təsiri öyrənilmişdir. Alınan strukturların SEM təsvirlərindən istifadə edərək, müxtəlif elektrolitlərdə əldə edilən TiO₂ təbəqələrinin morfoloji və həndəsi xüsusiyyətlərindəki fərqlər göstərilmişdir. Qeyd edilmişdir ki, hamar xarici səthə malik və öz-özünə nizamlanmış TiO₂ nanoborulu nazik təbəqələr yalnız etilenqlikol əsasında məhlulda alınmışdır. Bu borularda xarici diametri 250nm, daxili diametri isə təqribən 10nm olan məsəmələr şəbəkəsi mövcuddur.

Beləliklə, qeyd etdik ki, titan dielektrik nüfuzluğu yüksək olan formamid əsaslı məhlulda anodlaşdırıldıqda məsaməli olmayan sıx TiO₂ təbəqəsi əmələ gəlir. Qliserində anodlaşdırıldıqda qalın divar səthi olan TiO₂ məsəmələrinin nizamsız strukturunun formalaşması müşahidə olunur. Bu onu göstərir ki, mühitin özlülüynü artdıqca nanoborulu quruluşun yaranma sürəti ionların diffuziyasının zəifləməsi hesabına azalır. Deməli, TiO₂ nanoborulardan təşkil olunmuş yüksək nizamlı quruluş, yalnız etilenqlikol əsaslı məhlulda anodlaşdırma aparıldıqda əmələ gəlir.

1. M.Grätzel. *Photoelectrochemical cell*, *Nature*, **414** (2001) 338-344, <https://doi.org/10.1038/35104607>
2. K.Shankar, J.Bandara, M.Paulose, et al. *Highly efficient solar cells using TiO₂ nanotube arrays sensitized with a donor-antenna dye*, *Nano Letters*, **8** (2008) 1654-1659, DOI: 10.1021/nl080421.
3. M.Paulose, K.Shankar, S.Yoriya, et al. *Anodic Growth of Highly Ordered TiO₂ Nanotube Arrays to 134µm in Length*, *The Journal of Physical Chemistry*, **33B** (2006) 16179-16184, DOI: 10.1021/jp064020k
4. U.Akgul. *Structural and dielectric properties of TiO₂ thin films grown at different sputtering powers*, *Eur. Phys. J. Plus.*, (2019) 1341-1347.
5. W.B.Wang, A.Yanguas-Gil, Y.Yang. et al. *Chemical vapor deposition of TiO₂ thin films from a new halogen-free precursor*, *Journal of Vacuum Science & Technology*, **A32** (2014) 1-4.
6. M.Wang, Q.Li, H.Yu, S.H.Hur et al. *Phase-controlled preparation of TiO₂ films and micro (nano) spheres by low-temperature chemical bath deposition*, *J. Alloys Compd.*, **578** (2013) 419-424.
7. A.S.Bakri, M.ZSahdan, F.Adriyantoetal. *Effect of annealing temperature of titanium dioxide thin films on structural and electrical properties*, *AIP Conference Proceedings*, **1788** (2017) 1-7.
8. Sh.Mohamed, M.A.Ahmed, N.Shehataet al. *Ni-doped and Ni/Cr co-doped TiO₂ nanotubes for enhancement of photocatalytic degradation of methylene blue* *Journal of Colloid and Interface Science*, **555** (2019) 31-41.
9. A.Sinhmar, H.Setia, V.Kumar. *Enhanced photocatalytic activity of nickel and nitrogen codoped*

- TiO₂ under sunlight. Environmental Technology & Innovation*, **18** (2020) 100658, <https://doi.org/10.1016/j.eti.2020.100658>
10. A.Z.Sadek, H.Zheng, K.Latham et al. *Anodization of Ti Thin Film Deposited on ITO, Langmuir*, **25** (2009) 509-514, <https://doi.org/10.1021/la802456r>
11. А.В.Денисенко, Н.В.Пекарева, А.Н.Морозов. *Влияние концентрации фторид-ионов на морфологию пленок TiO₂, получаемых анодированием титана в водноэтиленгликолевых растворах. Успехи химии и химической технологии*, **XXX** №3 (2016) 25-30.
12. S.Abdullayeva, Ş.Eminov, K.Jalilova et al. *Synthesis of anodic TiO₂ nanotubes on indium tin oxide coated glass electrodes, Int. J. Energy Res.*;1-8. 2022doi:10.1002/er.8667
13. Ш.О.Эминов, Х.Д.Джалилова, С.Г.Абдуллаева и др. *Анодное окисление титана во фторидсодержащих электролитах на основе этиленгликоля, Transactions of National Academy of Science of Azerbaijan, series of physics-mathematical and technical sciences, Physics and Astronomy*, **XXXIX** №5 (2019) 25-33.

SYNTHESIS OF NANOSTRUCTURED TITANIUM DIOXIDE BY ANODIZING TITANIUM IN FLUORIDE-CONTAINING ELECTROLYTE SOLUTIONS BASED ON ETHYLENE GLYCOL, FORMAMIDE, AND GLYCEROL

S.Kh.ABDULLAEVA, Kh.D.JHALILOVA, J.A.GULIYEV, P.F.JAFARLI, Sh.O.EMINOV

The effect of the anodizing electrolyte composition on the structure and morphology of TiO₂ arrays with nanotube structures synthesized through the anodic oxidation of titanium has been studied. Based on the analysis of SEM images of the obtained structures, significant differences in the morphology of TiO₂ layers were identified in three different electrolytes (ethylene glycol, glycerin, and formamide), each containing 0.75% (wt.%) NH₄F and 2% (wt.%) H₂O. It is noted that in formamide, which has a high dielectric permeability, a non-porous and dense TiO₂ layer is formed. In the case of glycerin-based electrolyte, the surface of the anodized sample exhibits a meso-mesomorphic disordered structure. It has been demonstrated that the highly ordered structure composed of TiO₂ nanotubes is only achieved when anodization is conducted in an ethylene glycol-based solution.

СИНТЕЗ НАНОСТРУКТУРИРОВАННОГО ДИОКСИДА ТИТАНА ПУТЕМ АНОДИРОВАНИЯ ТИТАНА ВО ФТОРИДСОДЕРЖАЩИХ ЭЛЕКТРОЛИТНЫХ РАСТВОРАХ НА ОСНОВЕ ЭТИЛЕНГЛИКОЛЯ, ФОРМАМИДА И ГЛИЦЕРИНА

С.Г.АБДУЛЛАЕВА, Х.Д.ДЖАЛИЛОВА, Дж.А.ГУЛИЕВ, П.Ф.ДЖАФАРЛИ, Ш.О.ЭМИНОВ

Исследовано влияние состава анодирующего электролита на структуру и морфологию массивов TiO₂ с нанотрубками (NT), синтезированных методом анодного окисления титана. На основе анализа SEM изображений полученных структур были выявлены значительные различия в морфологии слоев TiO₂, полученных в трех различных электролитах (этиленгликоль, глицерин и формамид), каждый из которых содержал 0,75% (масс.%) NH₄F и 2% (масс.%) H₂O. Отмечается, что в формамиде, обладающем высокой диэлектрической проницаемостью, образуется непористый плотный слой TiO₂. В случае использования электролита на основе глицерина поверхность анодированных образцов имеет мезоморфную беспорядочную структуру. Было показано, что высокоупорядоченная структура, состоящая из нанотрубок TiO₂, формируется только при анодировании в электролите на основе этиленгликоля.

УДК 621.315.592

ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ НА ОСНОВЕ ТВЕРДОГО РАСТВОРА $Pb_{0,75}Sn_{0,25}Te$ С ДОБАВКАМИ ОЛОВА

Г.Дж.АБДИНОВА*, Г.З. БАГИЕВА

*Азербайджанский Государственный Педагогический Колледж**
AZ-1065, Азербайджан, г. Баку, Иншаатчылар, 45
Министерство науки и образования, Институт физики,
AZ1143, Азербайджан, г. Баку, пр. Г.Джавида, 131
bagieva-gjulandam@mail.ru

Получена: 12.12.2023

Принята к печати: 01.03.2024

Ключевые слова: твердый раствор, термоэлектрическая эффективность, избыточные атомы, электроактивные вакансии.

РЕФЕРАТ

Были исследованы электропроводность, коэффициенты термоэдс и теплопроводности монокристаллов $Pb_{0,75}Sn_{0,25}Te<Sn>$, на их основе рассчитана термоэлектрическая добротность этих материалов до и после отжига в интервале $90\div 300K$. Показано, что термоэлектрические параметры неотожженных кристаллов определяются, в основном, структурными несовершенствами, возникающими при их выращивании. Отжиг существенно изменяет значения и температурные зависимости термоэлектрических параметров изученных кристаллов. Эти изменения обусловлены залечиванием структурных дефектов, донорным действием избыточного олова, существованием в кристаллах неконтролируемых примесных атомов и электроактивных вакансий в подрешетке катионов.

ВВЕДЕНИЕ

Теллурид свинца, теллурид олова и твердые растворы системы $PbTe-SnTe$ используются для изготовления p - и n - типов проводимости ветвей термоэлектрических генераторов различного назначения [1-4]. Термоэлектрическая эффективность этих материалов достигает своего максимального значения в диапазоне температур $\sim 550-850K$. Актуальной является задача расширения диапазона температур применения твердых растворов $Pb_{1-x}Sn_xTe$ за счет создания на их основе составов с повышенной термоэлектрической эффективностью на разных температурных уровнях. Наиболее термоэлектрически эффективным из твердых растворов систем $PbTe-SnTe$ является состав $Pb_{0,75}Sn_{0,25}Te$.

Термоэлектрическая эффективность Z полупроводникового материала определяется

параметрами электропроводности σ , коэффициентами термоэдс α и теплопроводности χ . Эти параметры, в свою очередь, зависят от концентрации n , подвижности μ , эффективной массы m^* , характеристик решетки материала, температуры T и т.д. Наиболее строгим, хотя и не учитывающим некоторые факторы, является выражение эффективности [5-7]

$$Z_{\max} = 1,2 \cdot 10^{-7} \left(\mu / \chi_p \right) \left(m^* / m_0 \right)^{3/2} \left(T / T_0 \right)^{3/2},$$

где m_0 - масса свободного электрона, χ_p - решеточная теплопроводность.

Получение Z_{\max} возможно, если обеспечить в материале оптимальную концентрацию носителей тока

$$n_{opt} = 2 \left(2\pi m^* kT \right)^{3/2} / h^3,$$

где k и h - постоянные Больцмана и Планка, соответственно.

Лучшими термоэлектриками оказываются полупроводники или полуметаллы с концентрацией носителей тока порядка 10^{19}см^{-3} .

Однако, на сегодняшний день многие аспекты влияния химического состава, легирования, микро- и наноструктуры на термоэлектрические характеристики полупроводниковых материалов остаются неясными.

Твердый раствор $\text{Pb}_{0,75}\text{Sn}_{0,25}\text{Te}$, как и соединения PbTe , SnTe кристаллизуется в кубическую гранецентрированную решетку типа NaCl и содержит электроактивные катионные вакансии с концентрацией до $\sim 10^{19}\text{см}^{-3}$ [3,8,9]. В связи с этим концентрация носителей тока в теллуридах свинца и олова определяется, в первую очередь, этими катионными вакансиями. Вакансии также являются центрами рассеяния для носителей тока и фононов в этих материалах. Согласно данным [10-12], термоэлектрические параметры кристаллов PbTe , SnTe также существенно зависят от режима термической обработки, что связано с наличием в этих кристаллах различных структурных несовершенств, образовавшихся при их получении и изготовлении экспериментальных образцов для исследований.

Введение различных примесей, в том числе атомов свинца, олова, теллура в кристаллы твердых растворов $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ и соединения PbTe , SnTe приводит к появлению резонансных состояний в фоне разрешенных зон, стабилизации уровня Ферми [1,2,10,13-17], изменению концентрации катионных вакансий в них, что отражается в изменениях электрических, фотоэлектрических и термоэлектрических свойств. Добавлением таллия с концентрацией до 2ат.% на фоне валентной зоны PbTe образуется примесная зона, расположенная примерно на 60мэВ ниже потолка валентной зоны и имеющая ширину $\sim 30\text{мэВ}$, что приводит к росту термоэдс [18]. В образцах $\text{Pb}_{0,02}\text{Pb}_{0,98}\text{Te}$ экспериментально наблюдался двукратный рост термоэлектрической добротности при $\sim 700\text{K}$ по сравнению с PbTe [19]. Можно предполагать, что аналогичного изме-

нения в термоэлектрических свойствах можно достичь и введением олова сверх стехиометрии в твердый раствор $\text{Pb}_{0,75}\text{Sn}_{0,25}\text{Te}$.

В данной работе, с целью выяснения зависимостей термоэлектрических параметров от концентрации, введенного сверх стехиометрии олова, выращены монокристаллы $\text{Pb}_{0,75}\text{Sn}_{0,25}\text{Te}$ с избытком Sn до 1,0ат.% и исследованы их электропроводность σ , коэффициенты термоэдс α и теплопроводность χ в интервале температур $\sim 90\div 300\text{K}$. На основе измеренных значений σ , α , χ оценены термоэлектрические эффективности n - и p - типов материалов.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Синтез и выращивание монокристаллов твердого раствора $\text{Pb}_{0,75}\text{Sn}_{0,25}\text{Te}$ со сверх стехиометричным оловом до 1,0ат.% проводились в режиме, описанным в работе [20]. Образцы для исследований вырезались из выращенных монокристаллических слитков диаметром $\sim 8\text{мм}$ на электроискровой установке в виде прямоугольных цилиндров высотой $\sim 12\text{мм}$.

Термоэлектрические параметры (σ , α , χ) измерялись методами, описанными в [21]. Измерения параметров проводились на неотожженных после их изготовления образцах и на этих же образцах, прошедших последовательный отжиг при 673 и 773K в атмосфере аргона в течение 120 часов.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Результаты измерений термоэлектрических параметров образцов твердого раствора $\text{Pb}_{0,75}\text{Sn}_{0,25}\text{Te}$, содержащих сверх стехиометрии олова до 1,0ат.% при температурах ~ 90 и 300K приведены в Таблице. Термоэлектрическая эффективность Z образцов, представленных в Таблице, была рассчитана из выражения

$$Z = \frac{\alpha^2 \sigma}{\chi} \quad (1)$$

В полупроводниках коэффициент теплопроводности χ в области примесной проводимости равен сумме решеточной χ_p и электронной χ_e , составляющих

$$\chi = \chi_p + \chi_e. \quad (2)$$

В случае полупроводника с одним знаком носителей тока χ_e подчиняется закону Видемана-Франца

$$\chi_e = A(e/k)^2 \sigma T, \quad (3)$$

где k - постоянная Больцмана, e - заряд электрона, σ - измеренная при данной температуре электропроводность образца, A - коэффициент, зависящий от степени вырождения электронного газа и механизма рассеяния носителей тока. Значение параметра A можно определить из измеренных значений коэффициента термоэдс α по кривой $A = f(\alpha)$ [22]. Рассчитанные по (3) значения χ_e и из (2) значения χ_p также представлены в Таблице.

На Рис. 1 и 2 приведены температурные зависимости электропроводности и коэффициента термоэдс в интервале $\sim 90 \div 300K$ для образцов $Pb_{0,75}Sn_{0,25}Te<Sn>$. Видно, что независимо от содержания сверхстехиометричного олова, $\sigma(T)$ неотожженных образцов обладает металлическим характером. Неотожженные образцы с $0,0 \div 0,10$ ат.% сверхстехиометричного олова от 90 до $\sim 170 \div 200K$ имеют коэффициент термоэдс с отрицательным знаком. Знак термоэдс остальных образцов положительный во всем интервале температур. С ростом температуры α неотожженных образцов растет. Отжиг образцов при $673K$ приводит к уменьшению их электропроводности во всем интервале температур. Исключение составляет образец, содержащий $1,0$ ат.% избыточного олова. При этом в интервале $\sim 125 \div 250K$ на температурных зависимостях электропроводности образцов, отожженных при $673K$, наблюдаются участки активационного характера с энергией до $0,035$ эВ. Знаки α для всех образцов при $\sim 90K$ отрицательные, с ростом температуры α стехиометричного состава и образцов с $0,1$ и

$0,5$ ат.% избытком олова выше ~ 125 и $200K$ меняются к положительному. Отжиг этих образцов при $\sim 773K$ приводит к росту их электропроводности при $\sim 90K$ до ~ 5 раз, σ всех образцов имеют металлическую температурную зависимость, коэффициент термоэдс во всем интервале температур для стехиометричного состава становится положительным, а для остальных составов - отрицательным. С ростом температуры абсолютные значения α образцов, отожженных при $773K$, растут. В большинстве случаев в теплопроводности образцов основную роль играет ее решеточная составляющая χ_p . Только в случае образцов с $0,5$ и $1,0$ ат.% избытком олова электронная составляющая теплопроводности превосходит решеточную.

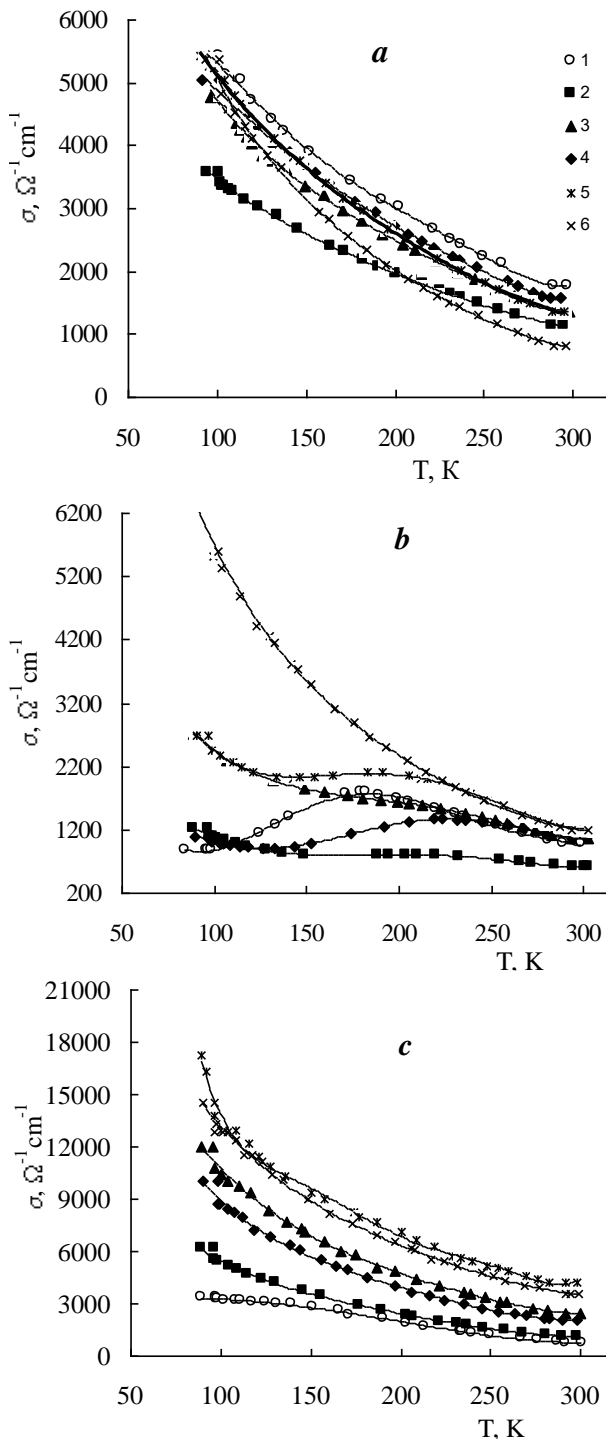
Наибольшую термоэлектрическую эффективность при $\sim 300K$ имеют образцы с $1,0$ ат.% избытком олова, отожженные при $673K$ ($\sim 0,65 \cdot 10^{-3} K^{-1}$) и образцы с $0,05$ и $0,1$ ат.% избытком олова, отожженные при $773K$ ($\sim 0,64 \cdot 10^{-3} K^{-1}$ и $0,61 \cdot 10^{-3} K^{-1}$, соответственно). Эти образцы имеют n -тип проводимости. Среди образцов с p -типом проводимости наибольшей Z обладает стехиометрический состав твердого раствора $Pb_{0,75}Sn_{0,25}Te$, отожженный при $773K$ ($\sim 0,45 \cdot 10^{-3} K^{-1}$).

Выращенные методом Бриджмена монокристаллы твердого раствора $Pb_{0,75}Sn_{0,25}Te<Sn>$, как и все реальные твердые тела, содержат различные структурные несовершенства. Они зависят как от условий получения кристаллов, так и характера внешних воздействий при выращивании, изготовлении образцов и т.д. Природа и поведение структурных дефектов в зависимости от состава разные и остаются неясными. Это обусловлено многообразием типов дефектов и возможных вариантов при взаимодействии между собой и примесями. Кроме этого, эти несовершенства неустойчивы, а состояние системы в этом случае неравновесное. Термообработка в определенном режиме позволяет получить состояние системы приближенное к равновесному. Термическая обработка в установленном режиме позволяет получать материал с заданными свойствами.

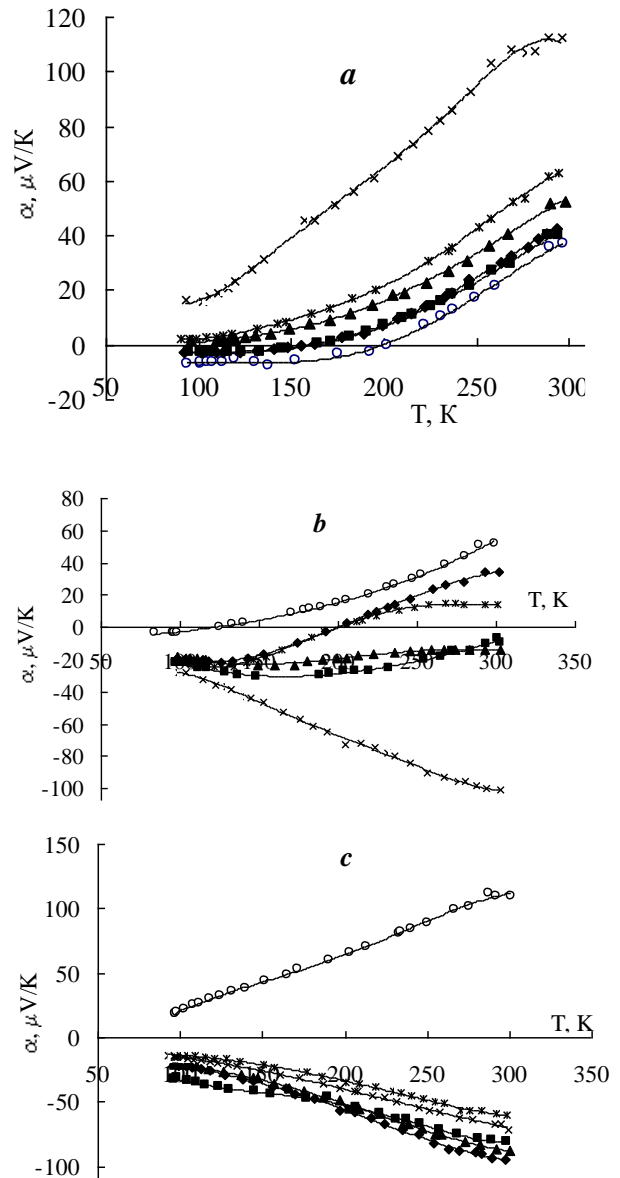
Таблица

Электропроводность σ ($\text{Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$), коэффициенты термоэдс α (мкВ/град) и общая χ , решеточная χ_p и электронная χ_e теплопроводности ($10^{-2}\text{Вт/см}\cdot\text{град}$), термоэлектрическая эффективность Z (10^{-3}K^{-1}) кристаллов $\text{Pb}_{0,75}\text{Sn}_{0,25}\text{Te}<\text{Sn}>$ при $\sim 300\text{K}$.

Содержание избыточного олова в $\text{Pb}_{0,75}\text{Sn}_{0,25}\text{Te}_x$ ат. %	До отжига						После отжига при 673К						После отжига при 773К					
	σ	α	χ	χ_e	χ_p	Z	σ	α	χ	χ_e	χ_p	Z	σ	α	χ	χ_e	χ_p	Z
0.0	1772,6	36,2	2,55	1,2	1,35	0,057	976,8	51,9	2,40	0,66	1,74	0,11	773,2	109,8	2,06	0,44	1,62	0,45
0.01	1153,0	40,2	3,05	0,78	1,27	0,066	617,9	-9,1	1,91	0,49	1,42	0,0026	1139,4	-81,3	3,06	0,69	2,31	0,25
0.05	1375,2	52,2	2,53	0,93	1,60	0,090	1062,7	-13,8	2,27	0,84	1,43	0,0089	2467,8	-87,6	2,97	1,47	1,50	0,64
0.1	1577,1	41,1	3,90	1,06	2,24	0,055	1071,7	34,3	2,66	0,80	1,86	0,047	2099,8	-94,2	3,02	1,20	1,82	0,61
0.5	1358,0	62,8	3,55	0,86	2,69	0,104	1229,0	14,4	2,83	0,97	1,86	0,009	4213,0	-60,0	3,96	2,60	1,36	0,36
1.0	829,3	112,3	3,65	0,47	3,18	0,281	1206,5	-101,1	1,87	0,72	1,15	0,65	3584,2	-71,1	3,60	2,22	1,38	0,50


Рис.1

Зависимости электропроводности неотожженных (a) и отоженных при 673К (b) и 773К (c) в течение 120 часов образцов твердого раствора $Pb_{0,75}Sn_{0,25}Te$ <Sn> от температуры. Кривые 1-6 относятся к образцам с 0,0; 0,01; 0,05; 0,10; 0,50 и 1,0 ат.% сверхстехиометричным оловом, соответственно.


Рис.2

Зависимости коэффициента термоэдс неотожженных (a) и отоженных при 673К (b) и 773К (c) в течение 120 часов образцов твердого раствора $Pb_{0,75}Sn_{0,25}Te$ <Sn> от температуры. Обозначение те же, что на рис.1.

Анализ результатов влияния отжига на термоэлектрические параметры кристаллов $Pb_{0,75}Sn_{0,25}Te$ дает основание предполагать следующее. Как и кристаллы других реальных твердых тел, образцы неотожженных кристаллов твердого раствора $Pb_{0,75}Sn_{0,25}Te$ содержат различные структурные несовершенства. Эти несовершенства играют роль рассеивающих центров для носителей тока и фононов, а также

центров донорного или акцепторного характера. Значения электрических параметров и теплопроводности, и их температурная зависимость для образцов на основе неотожженных кристаллов определяются, в основном, этими несовершенствами. На фоне определяющей роли структурных несовершенств, действия избыточных атомов олова и других возможных факторов на термоэлектрические свойства кристаллов твердого раствора $Pb_{0,75}Sn_{0,25}Te$ не обнаруживаются.

Последовательным отжигом при 673К и 773К в течение 120 часов в каждом случае структурные дефекты, возникающие в процессах выращивания кристаллов $Pb_{0,75}Sn_{0,25}Te$ и изготовления из них экспериментальных образцов, залечиваются. В результате, в образцах на основе отожженных кристаллов концентрация носителей тока и тип проводимости определяются, в основном, собственными электроактивными вакансиями в подрешетках катионов и аниона, а также имеющимися исходными неконтролируемыми примесями. В образцах, прошедших отжиг при 673К происходит частичное залечивание структурных несовершенств. Поэтому в этих образцах компенсация электроактивных вакансий структурными несовершенствами продолжается и на $\sigma(T)$ выявляются активационные области, связанные неконтролируемыми исходными примесями. Отжиг при 773К приводит к дальнейшему залечиванию структурных несовершенств, и в образцах, проходящих отжиг при 773К, электрические параметры определяются вакансиями в подрешетках катионов и аниона. Атомы олова, введенные сверх стехиометрии, в образцах, прошедших отжиг при 773К, создавая новые донорные центры, увеличивают концентрацию свободных электронов, электропроводность и меняют знак коэффициента термоэдс с положительного на отрицательный.

Залечивания структурных несовершенств сопровождаются ослаблением рассеяния фононов и увеличением решеточной составляющей теплопроводности χ_p .

В полупроводниковых структурах, в том числе термоэлементах, одной из основных характе-

ристик является удельное контактное сопротивление r_k контактов металл-полупроводник. В термоэлементах параметр эффективности определяется величиной [6]

$$Z_T = \frac{\alpha^2}{\chi} \cdot \frac{1}{\rho + r_k/2\ell} \quad (4)$$

где ρ - удельное сопротивление полупроводникового материала, из которого изготовлены ветви термоэлемента, ℓ - длина ветвей термоэлемента.

При 300К в случае термоэлемента на основе кристаллов $Pb_{0,75}Sn_{0,25}Te <1,0 \text{ ат. \% Sn}>$ и $Pb_{0,75}Sn_{0,25}Te <0,05 \text{ ат. \% Sn}>$, прошедших отжиг при 673 и 773К, соответственно, с $\ell = 1,2 \text{ см}$ контактным сплавом $\text{мас. \% } 95\text{In} + 4\text{Ag} + 1\text{Au}$ ($r_k \approx 1,51 \cdot 10^{-4} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$), термоэлектрическая эффективность, вычисленная из выражения (4), составляет $\sim 0,60 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследовано влияние отжига при 673 и 773К на термоэлектрические свойства (электропроводность, коэффициенты термоэдс и теплопроводность) монокристаллов $Pb_{0,75}Sn_{0,25}Te$ со сверхстехиометричным оловом до 1,0 ат. % и оценены эффективность Z этих материалов в интервале $\sim 90 \div 300 \text{ К}$. Рассчитаны электронные и решеточные составляющие теплопроводности кристаллов.

Выяснено, что термоэлектрические параметры неотожженных образцов $Pb_{0,75}Sn_{0,25}Te <Sn>$ определяются, в основном, структурными несовершенствами, возникающими при выращивании кристаллов. Отжиг, устраняя эти структурные дефекты, приводит к выявлению в образцах роли исходных примесей и электроактивных вакансий в подрешетках свинца и олова, а также донорных центров, созданных избыточными атомами олова. Наибольшую эффективность при комнатной температуре имеют отожженные кристаллы с 1,0 ат. % и 0,05 ат. % избытком олова, обусловленные их малой решеточной теплопроводностью ($\sim 1,15 \div 1,50 \text{ Вт/см} \cdot \text{град}$).

1. А.В.Дмитриев, И.П.Звягин. *Современные тенденции развития физики термоэлектрических материалов*, УФН, **18** (2010) 821-838.
2. Г.Г.Алексеева, М.В.Ведерников, Е.А.Гуриева, Л.В.Прокофьева, Ю.И.Равич. *Концентрация дырок и термоэлектрическая эффективность твердых растворов $Pb_{1-x}Sn_xTe <Te>$* , ФТП, **34** (2000) 935-939.
3. Ю.И.Равич, Б.А.Ефимова, И.А.Смирнов. *Методы исследования полупроводников в применении к халькогенидам свинца $PbTe$, $PbSe$, PbS* . М.: Наука, (1968) 384.
4. Г.Д.Абдинова, Т.Д.Алиева. *Термоэлектрические свойства кристаллов твердого раствора $Pb_{0,75}Sn_{0,25}Te <Pb>$ и термоэлементов на их основе*. *Transactions of National Academy of Science of Azerbaijan, series of physics-mathematical and technical sciences, Physics and Astronomy*, **XLIII** №2 (2023) 100-104.
5. А.Ф.Июффе. *Полупроводниковые термоэлементы*. Изд. АН СССР, М.-Л., (1960) 188.
6. Е.А. Коленко. *Термоэлектрические охлаждающие приборы*, Л.: Наука. (1967) 284.
7. А.С.Охотин, А.А.Ефимов, В.С.Охотин, А.С.Пушкарский. *Термоэлектрические генераторы*, М.: Атомиздат, (1966) 320.
8. Н.Х.Абрикосов, Л.Е.Шелимова. *Полупроводниковые материалы на основе соединений $A^{IV}B^{VI}$* , М.: Наука, (1975) 195.
9. Г.З.Багиева. *Электрические свойства кристаллов твердого раствора $Pb_{0,75}Sn_{0,25}Te$ с различными структурными дефектами*, *Transactions of National Academy of Science of Azerbaijan, series of physics-mathematical and technical sciences, Physics and Astronomy*, **XLII** №5 (2022) 63-69.
10. Г.А.Ахмедова, Г.Д.Абдинова, Д.Ш.Абдинов. *Влияние отжига на электрические свойства монокристаллов $PbTe$, легированных таллием*, ФТП, **45** (2011) 149-151.
11. Г.З.Багиева, Г.Д.Абдинова, Е.А.Аллахвердиев, Д.Ш.Абдинов. *Влияние структурных дефектов на теплопроводность поли- и монокристаллического $PbTe$* , *Неорган. материалы*, **48** (2012) 901-904.
12. Г.З.Багиева, Г.Д.Абдинова, Н.Б.Мустафаев, Д.Ш.Абдинов. *Влияние отжига на электрические свойства кристаллов $SnTe$* , *Неорган. материалы*, **52** (2017) 351-353.
13. Н.М.Ахундова, Г.Д.Абдинова. *Перенос электрического заряда и теплоты в кристаллах $SnTe$ с различными концентрациями вакансий в подрешетке олова*, *Известия вузов, Физика*, **63** (2020) 120-124.
14. В.И.Кайданов, Ю.И.Равич. *Глубокие и резонансные состояния в полупроводниках типа $A^{IV}B^{VI}$* , УФН, **145** (1985) 51-86.
15. Б.А.Волков, Л.И.Рябова, Д.Р.Хохлов. *Примеси с переменной валентностью в твердых растворах на основе теллурида свинца*, УФН, **172** (2002) 875-906.
16. Л.И.Рябова, Д.Р.Хохлов. *Терагерцовая фотопроводимость и нетривиальные локальные электронные состояния в легированных полупроводниках на основе теллуриде свинца*, УФН, **184** (2014) 1033-1047.
17. Н.М.Ахундова, Т.Д.Алиева. *Электрические свойства монокристаллов $SnTe$ с избытком олова и структур $SnTe$ -металл*, *Известия вузов, Физика*, **62** (2019) 100-103.
18. С.А.Немов, Ю.И.Равич. *Примесь таллия в халькогенидах свинца: Методы исследования и особенности*, УФН, **168** (1998) 817-842.
19. J.P.Hermans, V.Jovovic, T.S.Toberez, A.Saramat, K.Kurosaki. *Enhancement of thermoelectric efficiency in $PbTe$ by distortion of the electronic density of states*, *Science*, **321** (2008) 554-557.
20. Т.Д.Алиева, Г.Д.Абдинова, Н.М.Ахундова. *Электрические свойства кристаллов $Pb_{0,75}Sn_{0,25}Te <Sn>$ и их контактов с эвтектикой ($In-Ag-Au$)*, *Transactions of National Academy of Science of Azerbaijan, series of physics-mathematical and technical sciences, Physics and Astronomy*, **XLII** №2 (2022) 66-73.
21. А.С.Охотин, А.С.Пушкарский, Р.П.Боровикова, В.А.Симонов. *Методы измерения характеристик термоэлектрических материалов и преобразователей*, М.: Наука, (1974) 168.
22. В.С.Оскотский, И.А.Смирнов. *Дефекты в кристаллах и теплопроводность*, Л.: Наука, (1972) 160.

ƏLAVƏ QALAYA MALİK Pb_{0,75}Sn_{0,25}Te BƏRK MƏHLULU ƏSASINDA TERMOELEKTRİK MATERIALLARI

G.C.ABDİNOVA, G.Z.BAĞIYEVA

Stexiometriyadan 1,0at.% -dək əlavə qalaya malik Pb_{0,75}Sn_{0,25}Te monokristallarının termoelektrik parametrləri 90-300K intervalında tədqiq olunmuş və termoelektrik effektivlikləri hesablanmışdır. Müəyyən edilmişdir ki, termik işlənmə keçməmiş nümunələrin termoelektrik parametrləri əsasən kristallarda göyərilmə zamanı yaranan struktur pozuntuları ilə təyin olunur. 673 və 773K-də aparılan termiki işlənmə həmin pozuntuları aradan qaldıraraq kristallarda mövcud olan başlanğıc aşqarların, qurğuşun və qalay altqəfəslərindəki elektroaktiv vakansiyaların, habelə əlavə qalay atomlarının yaratdığı donor mərkəzlərinin termoelektrik parametrlərinə təsirini aşkarlamağa imkan yaradır. Otaq temperaturunda ən yüksək termoelektrik effektivliyi termiki işlənmə keçmiş 1,0 və 0,05at.% əlavə qalaya malik nümunələrdə müşahidə olunur ($\sim 0,65 \cdot 10^{-3} \text{K}^{-1}$).

THERMOELECTRIC MATERIALS BASED ON SOLID SOLUTION Pb_{0,75}Sn_{0,25}Te WITH ADDITIONAL LEAD

G.D.ABDİNOVA, G.Z.BAGIEVA

The thermoelectric parameters of Pb_{0,75}Sn_{0,25}Te single crystals with tin addition from stoichiometry to 1.0at.% in the range of 90-300K were studied and their thermoelectric efficiency was calculated. It has been established that the thermoelectric parameters of samples that have not undergone heat treatment were mainly determined by the structural distortions that occur in the crystals during annealing. Thermal treatment at 673 and 773K eliminated these violations and allowed detecting the influence of initial additives present in crystals, electroactive vacancies in lead and tin sublattices, as well as donor centers created by additional tin atoms, on thermoelectric parameters. The highest thermoelectric efficiency at room temperature was observed in samples with addition of 1.0 and 0.05 at.% tin after heat treatment ($\sim 0.65 \cdot 10^{-3} \text{K}^{-1}$).

PACS: 82.80.Gk

ВОДОРОДНЫЕ ПРОБЛЕМЫ РЕАКТОРНЫХ КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ

Т.Н.АГАЕВ, С.З.МЕЛИКОВА, И.А.ФАРАДЖЗАДЕ, И.А.МАМЕДЪЯРОВА

*Министерство Науки и Образования, Институт Радиационных Проблем
AZ 1143, Азербайджан, г. Баку, ул. Б.Вагабзаде, 9
agayevteymur@rambler.ru, sevinc.m@rambler.ru*

Получена: 07.12.2023

Принята к печати: 01.03.2024

Ключевые слова: молекулярный водород, конструкционные материалы, цирконий, нержавеющая сталь, радиационно-гетерогенные процессы.

РЕФЕРАТ

Рассмотрено поведение водорода в конструкционных материалах ядерных и термоядерных реакторов, приводящее к изменению свойств материалов, а также их физико-химические свойства. Обобщены экспериментальные результаты по исследованию накопления молекулярного водорода при термических, радиационно-термических гетерогенных процессах в контакте нержавеющей стали и цирконий с водой. Полученные результаты служат основой для пересмотра сценария нормальных и аварийных режимов работы водоохлаждаемых ядерных реакторов.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в атомной энергетике преобладают водоохлаждаемые ядерные реакторы. Для безопасности работы реакторов немаловажное значение имеет выявление закономерностей накопления взрывоопасных продуктов, образующихся при воздействии излучения и температуры на теплоносители и содержащиеся в них примеси в контакте с материалами ядерных реакторов в нормальных и аварийных режимах работы. Анализ литературы показывает, что ранее были исследованы термические процессы взаимодействия паров воды с некоторыми материалами реакторов. Основными источниками образования молекулярного водорода в нормальных и аварийных режимах являются процессы радиолитического распада жидкой и парообразной воды в парометаллической реакции. Изучение закономерностей радиационно-гетерогенных процессов в контакте различных веществ с оксидами и Ме-оксидными соединениями при действии ионизирующего излучения имеет большое значение при решении физико-химических аспектов проблем радиационного материаловедения и безопасно-

сти работы ядерных реакторов. Информация о вкладе радиационно-гетерогенных процессов, происходящих в контакте воды с реакторными материалами, в генерацию молекулярного водорода отсутствует.

Из литературных данных известно, что водород при определенных концентрациях, температуре и напряженном состоянии оказывает значительное влияние на свойства материалов, особенно, на механические, вызывая изменения упругих характеристик, снижая предел прочности и напряжения, пластичность (относительного удлинения и сужения) и вязкость разрушения, изменяя характер разрушения от вязкого к хрупкому [1-10]. В настоящее время в ядерной энергетике преобладают водяные охлаждаемые установки (водяные энергетические реакторы (ВВЭР)). Возникновение водородных проблем в реакторных материалах может быть обусловлено целым рядом причин: образование в конструкционных материалах тонких газовых прослоек молекулярного водорода с высоким давлением, что облегчает разрушение; локализацию водорода в процессе деформации (направленная диффузия водорода совместно с дислока-

циями к границам и в области действия растягивающих напряжений); снижение поверхностной энергии металла при абсорбции атомарного водорода на поверхностях (наружных и внутренних), приводящее к снижению работы деформации и созданию новых поверхностей, т. е. фактическому снижению критического напряжения образования и развития трещины; уменьшение поверхностной энергии и ослабление межатомных связей в зоне разрушения; ослабление межкристаллитной прочности; образование хрупких гидридов в зонах растягивающих напряжений и др. Все это свидетельствует об интегральном влиянии водорода на многие аспекты межатомной связи через влияние на электронное состояние металла, посредством отдачи или присоединения электрона [2].

К категории реакторных материалов относятся многие классы сталей, циркония, сплавы циркония, графиты, различные соединения и сплавы. Степень влияния водорода на структурно-фазовое состояние и, следовательно, на свойства реакторных материалов зависит от природы материалов, определяющей характер физико-химического взаимодействия водорода с материалами, разделяющей материалы на две группы по реакции растворения водорода: эндотермическая (Fe, Ni, Mo, Al, Cu и др.) и экзотермическая (Ti, V, Zr, Nb, Hf и др.) [11-16].

Целью настоящей работы является исследование радиационно-термических и термических процессов разложения воды в контакте нержавеющей стали и циркония при различных температурах.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В проводимых нами экспериментальных работах создавалась модель реакторных условий контакта конструкционных материалов с теплоносителем. Исследования проводились в статических условиях в специальных кварцевых ампулах объемом $1,0 \div 1,1 \text{ см}^3$. В качестве объекта исследования брали нержавеющую сталь и цирконий в виде тонкой ленты. Для исключения органических загрязнений поверхности в процессе образования молекулярного

водорода образцы предварительно очищали органическими растворителями: этиловым спиртом, ацетоном, а затем промывали дистиллированной водой. Потом образцы высушивали при температуре $300 \div 320 \text{ К}$ в среде инертного газа (Ar). Высушенные образцы подвергали термовакuumной обработке сначала при $T = 373 \text{ К}$, а затем при $T = 673 \text{ К}$, $P \approx 10^{-3} \text{ мм рт.ст.}$ Наполнение ампул водой и запаивание производились на вакуумно-адсорбционной установке. Исследования радиационных и радиационно-термических процессов проводились на изотопном источнике γ -квантов ^{60}Co с поддержкой температуры с точностью до $\pm 1^\circ\text{C}$. Дозиметрия источника осуществлялась химическими дозиметрами: ферросульфатным, циклогексановым и метановым. Газовые продукты процессов переводили в специальные градуированные объемы и анализировали методом газовой хроматографии на хроматографе «Agilent-7890». При радиолитическом процессе при $T = 300 \text{ К}$ в составе газовых продуктов, кроме H_2 , наблюдали также O_2 , а при терморadiационном процессе - только H_2 .

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

С целью выявления влияния нержавеющей стали на радиолитиз воды исследована кинетика накопления молекулярного водорода при радиолитическом разложении воды и системы вода+реакторная нержавеющая сталь при $T = 300 \text{ К}$, которые приведены на Рис.1. На основе кинетических кривых определены значения радиационно-химических выходов водорода $G(\text{H}_2)$ на 100 эВ поглощенной со стороны воды энергии, которые равны 0,44 и 0,71 молекул/ 100 эВ для чистой воды и системы вода+нержавеющая сталь, соответственно. Наблюдаемый прирост значений $G(\text{H}_2)$ при радиолитизе H_2O в присутствии нержавеющей стали по сравнению с выходом радиолитиза чистой воды может быть объяснен выходом эмитированных из металла при воздействии γ -квантов δ -электронов и образованием на поверхности нержавеющей стали активных центров разложения.

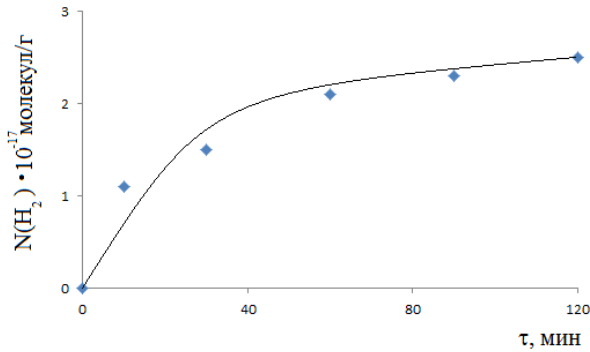


Рис.1

Кинетическая кривая накопления молекулярного водорода при радиационно-каталитическом процессе разложения воды в присутствии исходного образца нержавеющей стали при $T=300\text{K}$, $D_r=0,11\text{ Гр/с}$.

Скорость радиационной составляющей $W_P(H_2)$ радиационно-термического накопления молекулярного водорода может быть определены из разницы скоростей

$$W_P(H_2) = W_{PT}(H_2) - W_T(H_2),$$

где $W_P(H_2)$ - скорость радиационной составляющей радиационно-термических процессов; $W_{PT}(H_2)$ - скорость радиационно-термических процессов; $W_T(H_2)$ - скорость термических процессов.

Скорости этих процессов определены из кинетических кривых накопления молекулярного водорода (H_2) полученных компонентов в идентичных условиях.

На Рис.2 приведены зависимости скоростей радиационно-термических и термических процессов от температуры в координатах:

$$\lg W^S = f\left(\frac{1}{T}\right)$$

$$\lg W^S = f(T)$$

Как видно, на температурной зависимости скоростей радиационно-термических процессов наблюдаются две области. Первая область $T=300\div 673\text{K}$ характеризуется энергией активации $E_a=11,16\text{кДж/моль}$ и соответствует радиационному процессу. Начиная с $T=67\text{K}$, наблюдается термическая составляющая процесса накопления молекулярного водорода. Как видно из Рис.2, энергии активации радиа-

ционно-термических процессов во II области и термических процессов являются одинаковыми, и равны $E_a=61,52\text{кДж/моль}$.

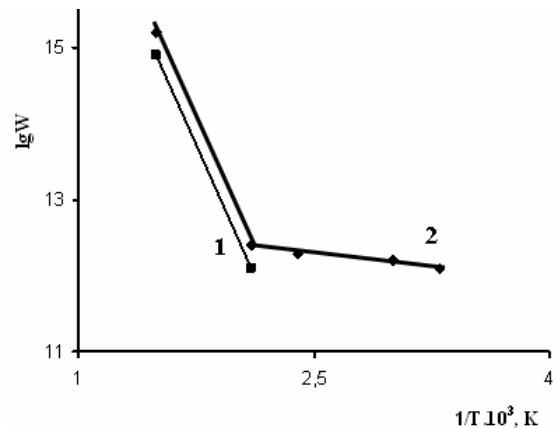


Рис.2

Температурные зависимости скоростей термических (1) и радиационно-термических (2) процессов накопления молекулярного водорода в контакте нержавеющей стали с водой при $D_r=0,11\text{ Гр/с}$.

Это указывает на то, что при радиационно-термических процессах при $T \geq 673\text{K}$ и термические процессы включают в себя более энергоёмкие процессы, как активация поверхностных атомов и реакция металл-вода.

Исследована кинетика накопления молекулярного водорода при радиационно-термических процессах при различных температурах (Рис.3).

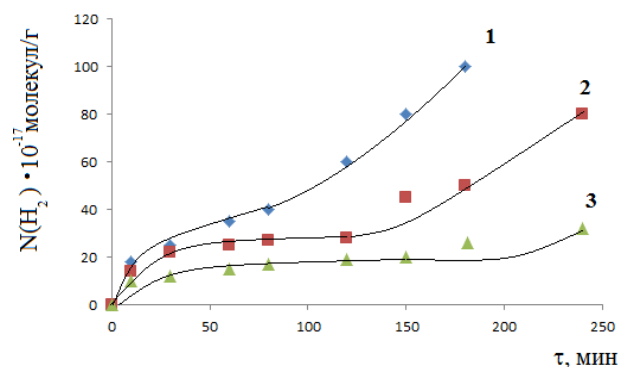
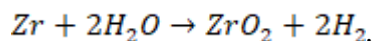


Рис.3

Кинетические кривые накопления молекулярного водорода при гетерогенных процессах в контакте Zr с водой: 1 - термический процесс при $T=473\text{K}$; 2 - радиационно-термический процесс $T=473\text{K}$; радиационно-термический процесс $T=773\text{K}$.

Гравиметрическим методом определено образование оксидной фазы на поверхности Zr в результате радиационно-термических процессов в контакте с водой [17]. На основе полученных результатов можно сделать заключение, что оксидная пленка и молекулярный водород образуются стехиометрически по уравнению



Кинетические кривые накопления молекулярного водорода при радиационно-термических процессах, условно, можно разделить на следующие области: I - область, соответствующая накопления H_2 в результате гетерогенных процессов с образованием защитной оксидной фазы на поверхности циркония; II - область образования H_2 в результате разрушительного окисления материалов. На основе полученных закономерностей радиационно-термических процессов накопления H_2 в контакте металлических материалов с водой можно определить концентрацию молекулярного водорода в теплоносителе в реальных условиях ядерных реакторов. Из значений скоростей радиационной составляющей радиационно-термических процессов рассчитан радиационно-химический выход молекулярного водорода на энергию, поглощенную водой в системе Zr+H₂O.

На основе полученных результатов радиационно-гетерогенные процессы, протекающие при воздействии ионизирующего излучения и температуры, можно разделить на следующие группы:

- радиационно-гетерогенные процессы, при которых скорость радиационных процессов преобладает над скоростью термических процессов. В этом случае вкладом термических процессов с участием активных промежуточных продуктов можно пренебречь.

- радиационно-термические гетерогенные процессы, при которых в первичных процессах разложения преобладают радиационные, а в процессе образования конечных продуктов большой вклад вносят термически стимулированные вторичные процессы.
- термические гетерогенные процессы, где скорость термических процессов разложения воды в контакте с конструкционными материалами преобладает над скоростью радиационно-гетерогенных процессов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Поведение водорода в облучаемых материалах представляется еще более сложным, чем в сложнелегированных сплавах, в сталях. Существует экспериментально подтвержденное мнение о том, что состояние водорода в материалах может изменяться, причем оно зависит от температуры. Выявлено, что повышение температуры радиационных процессов в контакте с металлическими материалами вызывает ускорение разложения веществ, подвергающихся радиолизу и окислению поверхности конструкционных материалов. Эффект температуры в радиационных процессах в контактах металлических материалов с исследуемыми системами связан с ускорением эмиссии вторичных излучений и образованием термически поверхностно-активных центров и термическим стимулированием вторичных химических процессов. В результате радиационно-химических процессов разложения воды и водосодержащих систем в присутствии циркония и нержавеющей стали в начальных временах контакта на поверхности образуется защитная оксидная фаза, а при больших временах наблюдается область катастрофического окисления металлов.

1. С.И.Козлов. *Водородная энергетика: Современное состояние, проблемы, перспективы*, Москва, Газпром, (2009) 520.
2. *Handbook of Hydrogen Energy*, Edited by S.A. Sherif, D. Yogi Goswami, E.K. Stefanakos,

- Aldo Steinfield, *CRC Press, Taylor and Francis Group*, (2014) 1058.
3. I.I.Mustafayev, M.K.Ismayilova. *Review: The role of radiation, Fe(III) oxides and montmorillonite in organic metamorphism, Journal of Radiation Researches*, **5** (2018), 40-46.
 4. С.И.Коробцев. *Современные методы производства, Международный химический саммит, Курчатовский Институт, Москва, (2004).*
 5. I.Dincer, C.Acar. *Review and evaluation of hydrogen production methods for better sustainability, International Journal of Hydrogen Energy*, **40** (2015), 11094-11111.
 6. J.E.Funk, R.M.Reinstrom. *Energy requirements in the production of hydrogen from water, Ind. Eng. Chem. Proc. Rec. Develop.*, **5** (1966) 336-342.
 7. R.F.Schultein, K.G.Kugeler. *High temperature reactor and application to nuclear process heat, Ann. Nucl. Eng.*, **3** (1976) 95.
 8. R.H.Wentorf, R.E.Hanneman. *Thermochemical hydrogen generation, Science*, **185** (1974) 311-319.
 9. A.Kudo, Y.Miseki. *Heterogeneous photocatalyst materials for water splitting, Chem. Soc.Rev.*, **38** (2009) 253-278.
 10. K.Sayama, H.Arakawa. *Photocatalytic decomposition of water and photocatalytic reduction of carbon dioxide over zirconia catalyst, J. Phys. Chem.*, **97** (1993) 531-533.
 11. А.А.Гарибов. *Термо- и радиационно-гетерогенные процессы в атомно-водородной энергетике, Москва, Наука, (2023)* 371.
 12. K.Sayama, H.Arakawa. *Effect of carbonate addition on the photocatalytic decomposition of liquid water over a ZrO₂ catalyst, J. Photochem. Photobiol. Chem. A.*, **94** (1996) 243-247.
 13. R.Van de Krol, Y.Q.Liang, J.Schoonman. *Solar Hydrogen Production with Nanostructured Metal Oxides, J. Mater. Chim.*, **18** (2008) 2311-2320.
 14. A.Sinhamahapatra, Jong-Pil Jean, J.Kang, B.Han, Jong-Sung Yu. *Oxygen Deficient Zirconia (ZrO₂): A new material for solar light absorption, Scientific Reports*, (2016).
 15. V.R.Reddy, D.W.Hwang, J.S.Lee. *Photocatalytic water splitting over ZrO₂ prepared by precipitation methods, Kor. J. Chem. Eng.*, **20** (2003) 1026-1029.
 16. A.A.Garibov. *Size effects in radiation-catalytic processes of water decomposition and perspectives of use of nanocatalysts in the field, Journal of Radiation Researches*, **1** (2014) 5-13.
 17. T.N.Agayev, V.I.Huseynov, K.T.Eyubov. *Research of high-temperature oxidation of zirconium by the thermogravimetric method, Journal of Radiation Researches*, **4** (2017) 37-42.

РЕАКТОР КОНСТРУКЦИЈА МАТЕРИАЛЛАРИНДА HИДРОГЕН ПРОБЛЕMLƏRİ

T.N.AĞAYEV, S.Z.MƏLİKOVA, İ.A.FƏRƏCZADƏ, İ.Ə.MƏMMƏDYAROVA

Nüvə və termonüvə reaktorlarının konstruksiya materiallarında hidrogenin yaratdığı problemlər, materialların xassələrinin, habelə onların fiziki-kimyəvi xassələrinin dəyişməsinə səbəb olur. Paslanmayan polad və sirkoniumun su ilə təmasında termiki, radiasiya-termiki heterogen proseslər zamanı molekulyar hidrogenin əmələgəlməsinin tədqiqi üzrə təcrübi nəticələr ümumiləşdirilmişdir. Müəyyən olunmuşdur ki, alınan nəticələr su ilə soyudulan nüvə reaktorlarının normal və qəza iş rejimlərində yenidən baxılması üçün əsasdır.

HYDROGEN PROBLEMS OF REACTOR CONSTRUCTION MATERIALS

T.N.AGAYEV, S.Z.MELIKOVA, İ.A.FARADJZADE, İ.A.MAMADYAROVA

The behavior of hydrogen in construction materials of nuclear and thermonuclear reactors, leading to changes in the properties of materials, as well as their physicochemical properties, has been considered. Experimental results on the study of the accumulation of molecular hydrogen during thermal, radiation-thermal heterogeneous processes in the contact of stainless steel and zirconium with water were generalized. It was revealed that the results obtained serve as the basis for revising the scenario of normal and emergency operating modes of water-cooled nuclear reactors.

PACs: 81.15.Cd; 81.65.Mq; 61.46.+w

NANOMƏSAMƏLİ ALÜMİNİUM DİOKSİD ƏSASINDA NANOQURULUŞLU MAQNİT MATRİSLƏRİNİN ALINMASI VƏ İNFORMASIYA DAŞIYICILARI KİMİ TƏTBİQİ

A.X.KƏRİMOVA, Ş.O.EMİNOV, E.M.ƏKBƏROV, C.A.QULİYEV, S.Ə.ƏLİYEVA

*Elm və Təhsil Nazirliyi, Fizika İnstitutu
AZ -1143, Azərbaycan, Bakı, H.Cavid, 131
ayselkerimova00@mail.ru*

Daxil olub: 07.01.2024
Çapa verilib: 01.03.2024

REFERAT

Məqalədə AAO-da (Anodda oksidləşdirilmiş Alüminium Oksiddə) həm alüminiumun anodda oksidləşdirilməsi, həm də elektrokimyəvi üsulla Ni metalının çökdürülməsi proseslərinin əsas mexanizminin təsviri və oksidləşmə parametrlərinin AAO strukturuna təsiri müzakirə olunur. Məsaməli alüminium oksidinin nizamlanmış nanoborularına nikelin çökdürülməsi üçün yüksək səmərəli üsul təqdim edilmiş, nikelin alınmasında elektrokimyəvi çökdürmə üsulu daha məqsədə uyğun olduğu göstərilmişdir. Alüminium oksid nanoməsamələrində nanotellərin böyümə sürətinin təxminən 100%-ində yalnız çox kiçik bir dalğalanma müşahidə edilmişdir.

Açar sözlər: Anodda oksidləşdirilmiş alüminium oksid, metal nanostruktur, nikel, elektrokimyəvi çökdürmə, nanotel

GİRİŞ

Məsamə strukturunun ölçüsü və qalınlığına görə ucuz və elastik, yüksək nizamlanmış metal nanotel massivinin istehsalı daha məqsədə uyğundur. Müasir texnologiyanın inkişafında nanostrukturların işlənilib hazırlanması, onların öyrənilməsi və tətbiqi çox mühüm rol oynayır. İnformasiya texnologiyaların sürətli inkişafı ilə əlaqədar olaraq rəqəmsal informasiyanın qeydiyyatı vasitələrinin texniki imkanlarının genişləndirilməsi zərurəti yaranmışdır. Hal-hazırda müxtəlif cür informasiyanın maqnit əsaslı daşıyıcıları geniş yayılmışdır. Məlumat saxlama sıxlığı və saxlanmış məlumatları əldə etmək sürəti cəhətdən heç bir digər texnologiya onlarla rəqabət apara bilməz. Bu xarakteristikaların daha da yaxşılaşdırılması məqsədi ilə informasiya daşıyıcı qurğuları üçün daha yüksək maqnit parametrləri olan yeni maqnit materialların işlənilməsi çox aktualdır.

Dəmir, nikel, kobalt və onlar əsasında ərintilər kimi maqnit materiallar, onların yüksək sıxlıqlı maqnit qeydetmə (maqnit yaddaş) elementləri, sensor elementlərinin bioloji dərmanların canlı

orqanizmlərdə nəqliyyat və ünvanlı çatdırma sistemlərdə mümkün tətbiqlərinə görə hal-hazırda ən çox tədqiq edilən quruluşlardır.

Yüksək dərəcədə təmiz (99,99%) metallik alüminium (Al) təbəqəsi bir sıra elektrolit məhlullarının (sulfat H_2SO_4 , oksalik-türşəng $H_2C_2O_4$ və H_3PO_4 ortofosfor turşuları) daxilində 20-150V sabit gərginliyi tətbiq etməklə anodda oksidləşmə yolu ilə alınan məsaməli alüminium dioksidi (Al_2O_3) əsasında sintez olunan təbəqə birölçülü nanohissəciklərin (nanonöqtələrin) və nanoməftillərin alınması üçün qəlib qismində istifadə edilir. Bu material bir-birinə paralel olub təbəqənin (altlığın) səthinə perpendikulyar yönələn silindrik formalı məsamələr sisteminə malikdir. Müəyyən texnologiya emal şərtlərinə riayət edildikdə bu məsamə massivləri heksaqonal düzülüşə malik olurlar. Bu materialın unikalığı ondan ibarətdir ki, onun sintezi sırasında məsamələrin əsas mikroquruluş parametrlərinə nəzarət etmək mümkündür. Belə ki, qonşu məsamələrin mərkəzləri arasında məsafə (D_{int}) elektrolitin təbiətindən və oksidləşdirmə zamanı elektrodlardan axan cərəyan şiddətindən, məsamələrin uzunluğu (layın qalınlığı) ok-

sidləşmə prosesinin müddətindən, (D_p) diametri isə əlavə kimyəvi aşındırma vasitəsilə böyütmək olar. Yaradılan məsamələrin diametrini (D_p) və məsamələr arasındakı məsafəni geniş miqyasda dəyişmək mümkündür ($D_{int}=3-250nm$; $=5-500nm$). Bu cür matrisin daxilində maqnit nanokompozitlərin sintezi üsullarından biri, nanoməsamələrin daxilində ferromaqnit metalların, məsələn, nikelin elektrokiimyəvi katod çökdürülməsidir.

Alınmış strukturların ölçüləri Skanedici Elektron Mikroskopu (SEM) və Atom-Qüvvə Mikroskopu (AFM) vasitəsilə müəyyənləşdirilmişdir. Həmçinin nümunələrin rentgen faza analizi və maqnit xassələri də ölçü aparılaraq müəyyən edilmişdir.

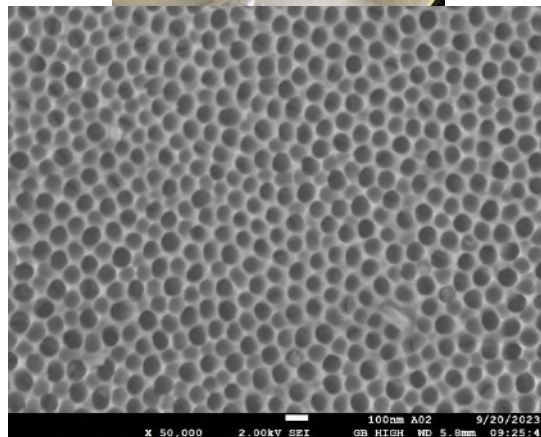
TƏCRÜBİ HİSSƏ VƏ NƏTİCƏLƏRİN MÜZAKİRƏSİ

AAO şablonlarının hazırlanması iki mərhələli anodizasiya prosesi ilə hazırlanır. 250 mkm qalınlığında 99.99% təmiz Al təbəqəsi 2×2 sm ölçüdə parçalar şəklində kəsilərək səthi üzvi maddələrdən aseton və spirtə təmizlənir. Nümunə kvart stəkanın içindəki oksalik turşunun suda 4%-lik məhluluna salınır və sabit elektrik qida mənbəyinin müsbət qütübünə (anod) birləşdirilir. Katod qismindəki platin və ya qrafit materialından olan lövhə şəklindəki digər elektrod stəkana daxil edilir və qida mənbəyinin mənfi qütübünə birləşdirilir [1,4].

Anodda oksidləşdirmə prosesi, məhlulu intensiv qarışdırmaq şərti ilə $0-5^\circ C$ temperatur aralığında, elektrodlar arasında 40V sabit gərginlik verməklə 2-3 saat ərzində aparılır [2]. Al təbəqədə yaranan məsamələrin enini genişləndirmək və Al məsamələri ilə Al altlıq arasında yaranan baryer layının aradan qaldırmaq üçün anodda oksidləşmiş alüminium (AOA) fosfor turşusunda 20-30 dəqiqə ərzində aşındırılır (Şəkil 1).

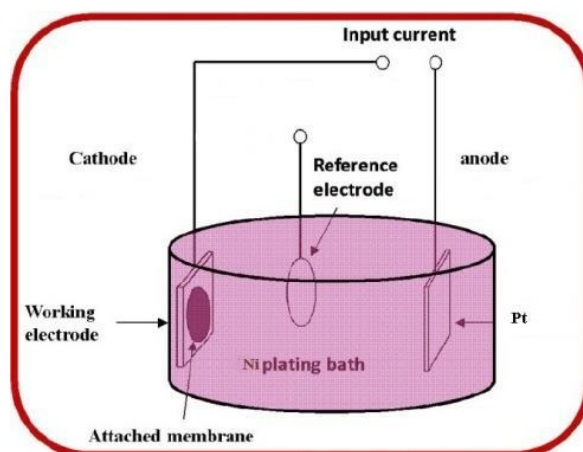
Daha sonra Ni-in məsamələrə çökdürülməsi prosesi aparılır. Burada $NiSO_4$ əsaslı 300 g/L $NiSO_4 \times 6H_2O$, 45g/L $NiCl_2 \times 6H_2O$, 45g/L H_3BO_3 məhlulundan istifadə olunmuşdur. Qida mənbəyinə katod qismində AOA matrisəsi, anod qismində isə platin elektrodan istifadə olunur. Bu elektrodlar arasına 200-300Hz tezlik verilərək mənbədən axan cərəyan şiddətinə və ya tətbiq olunmuş

gərginliyə nəzarət etməklə çökdürülmüş metalın miqdarını, alınan nanoquruluşun ölçülərini (diametr və uzunluğunu), habelə onların altlığa (alüminium lövhəsi və ya nazik təbəqəsi) nisbətən orientasiyasını tənzimləmək mümkündür [3] (Şəkil 2).



Şəkil 1

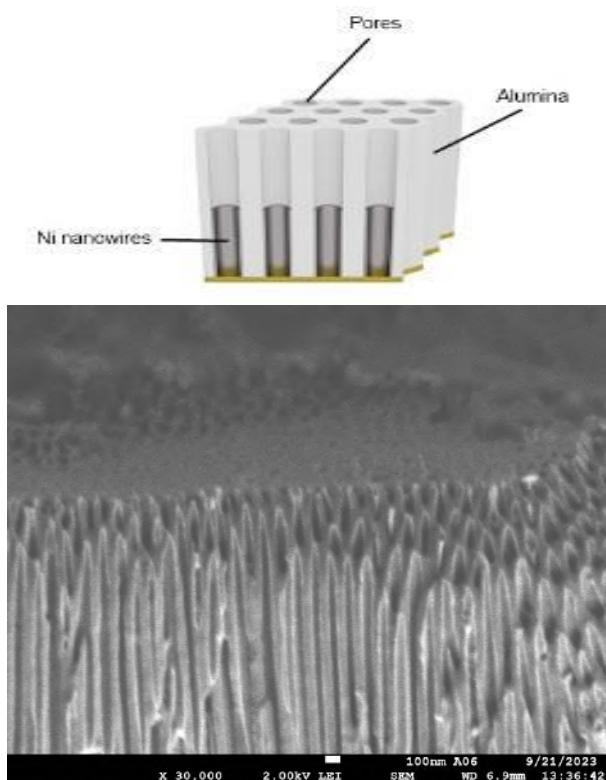
.Solda anodda oksidləşmə prosesi, sağda isə oksidləşmiş məsaməli alüminiumun SEM təsvirləri



Şəkil 2

Ni-in məsamələrə çökdürülməsi prosesinin sxematik təsviri.

Məsamələrdə çökdürülmüş maqnit nanozərəciklər və ya məfillər altlığın səthinə perpendikulyar istiqamətdə yerləşir. AAO strukturlarının məsamələrinə elektrokimyəvi yolla çökdürülmüş Ni metalı bu strukturların məsamələrində bərabər paylanmışdır. Nəticədə təxminən 5 dəqiqə ərzində AAO membranlarında yüksək nizamlı nanotellər formalaşmışdır (Şəkil 3).



Şəkil 3

Solda AAO məsamələrində Ni nanoməfilləri çökdürüldükdən sonrakı sxematik, sağda isə nanotellərin en kəsiyinin SEM təsvirləri.

NƏTİCƏ

Beləliklə, Sintez edilmiş məsaməli alüminium oksidinin nizamlı nanoməsamələrinə nikelin çökdürülməsi üçün yüksək səmərəli üsul kimi elektrokimyəvi çökdürülmə üsulu təqdim edilmişdir. Müddətdən, məhluldan və verilən gərginlikdən asılı olaraq AAO membranlarında altlığın səthinə perpendikulyar istiqamətdə olan yüksək nizamlı metal nanotel massivinin alınmasına yanaşmamız məsamə strukturunun ölçüsü və qalınlığına görə ucuz başa gəlməsi baxımından çox səmərəlidir.

1. Sh.O.Eminov, A.Kh.Karimova., E.A.Ibrahimova et al. *Free standing AAO nanoporous membranes for liquid filtration*, *Azerbaijan Journal of Physics*, **XXVII** №2 April (2021) 12-16.
2. Sh.O.Eminov, A.Sh.Aliyev, Kh.D.Jalilova, A.A.Rajabli et al. *Photo and electrical peculiarities of the nanostructured glass/ITO/AAO and glass/ITO/CdS systems*, *Journal of Material Science: Materials in Electronics*, **XXVII** (2016) 1235-1237.
3. Sh.O.Eminov, Kh.D.Jalilova, A.A.Rajabli et al. *Nanostructured Hybrid Of Photovoltaic Solar Cell And Supercapacitor: 31st European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition: Hamburg, Germany*, (2015) 1235-1237.
4. Ш.О.Эминов, Х.Д.Джалилова, А.А.Раджабли и др. *Синтез нанопористых пленок оксида алюминия*, *Transactions of National Academy of Science of Azerbaijan, series of physics-mathematical and technical sciences, Physics and Astronomy*, **XXXIII** №2 (2013) 75-83.
5. D.Al.Mawlawi, N.Coombs, M.Moskovits, *Magnetic properties of Fe deposited into anodic aluminum oxide pores as a function of particle size*, *Journal of Applied Physics*, **70** (1991), 4421-4425.
6. F.Li, R.M.Metzger, W.D.Doyle, *Influence of particle size on the magnetic viscosity and activation volume of α -Fe nanowires in alumite films*, *IEEE Transactions on Magnetics*, **33** (1997) 3715-3717.
7. A.A.Tager, J.M.Xu, M.Moskovits, *Spontaneous charge polarization in single-electron tunneling through coupled nanowires*, *Physics Review*, **55B** (1997) 4530-4538.
8. F.E.Kruis, K.Nielsen, H.Fissan, B.Rellinghaus, E.F.Wasserman, *Preparation of size-classified PbS nanoparticles in the gas phase*, *Applied Physics Letter*, **73** (1998) 547-549.
9. E.Wäckelgård, *A study of the optical properties of nickel-pigmented anodic alumina in the infrared region*, *Journal of Physics Condensed Matter*, **8** (1996) 5125-5138.
10. H.Masuda, K.Fukuda, *Ordered Metal Nanohole Arrays Made by a Two-Step Replication of Honeycomb Structures of Anodic Alumina*, *Science*, **268** (1995) 1466-1468.
11. D.Routkevitch, A.A.Tager, J.Haruyama, D.Almawlawi, M.Moskovits, J.M.Xu, *Nonlithographic nano-wire arrays: fabrication, physics, and device applications* *IEEE Transactions Electron Devices*, **147** (1996) 1646-1658.

12. H.Masuda, K.Yada, A.Osaka, *Self-Ordering of Cell Configuration of Anodic Porous Alumina with Large-Size Pores in Phosphoric Acid Solution* *Japan Journal of Applied Physics*, **37** (1998) L 1340-1342.
13. A.P.Li, F.Müller, A.Birner, K.Niensch, U.Gösele, *Fabrication and Microstructuring of Hexagonally Ordered Two-Dimensional Nanopore Arrays in Anodic Alumina* *Advanced Materials* **11** (1999) 483-487.

PROCUREMENT OF NANOSTRUCTURED MAGNETIC MATRICES BASED ON NANOPOROUS ALUMINUM DIOXIDE AND ITS APPLICATION AS INFORMATION CARRIERS

A.Kh.KARIMOVA, Sh.O.EMINOV, E.M.AKBAROV, J.A.GULIYEV, S.A.ALIYEVA

The article delineates the fundamental mechanisms involved in both the anodic oxidation of aluminum and the electrochemical deposition of metal (Ni) in AAO. Additionally, it delves into the discussion of the influence of oxidation parameters on the AAO structure. It introduces a highly effective technique for nickel deposition on precisely arranged nanotubes within porous alumina. The electrochemical deposition method proves more apt for nickel acquisition within the pores of porous alumina structures. Notably, only a marginal fluctuation, approximately around 100% of the nanowire growth rate, was observed within the aluminum oxide nanopores.

ПОЛУЧЕНИЕ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ МАГНИТНЫХ МАТРИЦ НА ОСНОВЕ НАНОПОРИСТОГО ДИОКСИДА АЛЮМИНИЯ И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ КАК НОСИТЕЛЯ ИНФОРМАЦИИ

А.Х.КАРИМОВА, Ш.О.ЭМИНОВ, Е.М.АКБАРОВ, Дж.А.ГУЛИЕВ, С.А.АЛИЕВА

В статье обозначены фундаментальные механизмы как анодного окисления алюминия, так и электрохимического осаждения металла (Ni) в ААО. Кроме того, он углубляется в обсуждение влияния параметров окисления на структуру ААО. Он представляет высокоэффективную технику осаждения никеля на точно расположенные нанотрубки внутри пористого оксида алюминия. Метод электрохимического осаждения оказывается более пригодным для получения никеля внутри пор пористых структур оксида алюминия. Примечательно, что внутри нанопор оксида алюминия наблюдалось лишь незначительное колебание, примерно около 100% скорости роста нанопроволоки.

УДК 521.93

ВОПРОСЫ КИНЕМАТИКИ НЕОРБИТАЛЬНЫХ ДВИЖЕНИЙ ПЛАНЕТЫ ЗЕМЛЯ

Н.А.НАСИБОВ

*Азербайджанский Технический Университет
AZ 1073, Азербайджан, Баку, пр. Г.Джавида, 25
nasibov1@mail.ru*

Получена: 07.01.2024

Принята к печати: 01.03.2024

Ключевые слова: Земля, неорбитальное движение, кинематика, вращение, обращение, поворот, скольжение, барицентр, ось вращения, угловая скорость, мгновенная винтовая ось.

РЕФЕРАТ

С позиций теоретической механики рассмотрены вопросы кинематики неорбитальных движений планеты Земля. При этом она принята не как материальная точка, как это делается при исследовании орбитальных движений, а как некоторое твердое тело конечных размеров. Проанализированы основные составляющие неорбитального движения Земли: ее вращение вокруг собственной оси, обращение этой оси вокруг барицентра системы Земля-Луна, обращение барицентра вокруг Солнца и, наконец, скольжение самой Земли вдоль собственной оси вращения. Приведены необходимые расчеты и численные значения параметров, характеризующих указанные движения. Показано, что период поворота Земли в космическом пространстве и период ее вращения вокруг своей собственной оси в принципе не одно и то же. Определено положение оси поворота (мгновенный винтовой оси) и показано, что эта ось параллельна собственной оси вращения Земли, но не совпадает с ней.

ВВЕДЕНИЕ

Изучение особенностей механики движения и взаимодействия космических тел является важнейшими задачами космической механики и астрономии в целом [1-7]. Ряд вопросов космической механики рассмотрен и в наших работах, в том числе в [8-10]. Особенно приоритетными считаются вопросы механики движения нашей планеты, т.е. Земли. Вопросы механики движения Земли отражены не только в обширной литературе относительно общего характера по астрономии, физике, механике, но и более подробным образом в специальной литературе, например, в [6, 11-13].

В данной статье с позиций теоретической механики рассматриваются неорбитальные составляющие движения Земли. При анализе неорбитального движения космического тела,

в отличие от орбитального, где это тело моделируется материальной точкой, оно исследуется как движущееся твердое тело конечных размеров.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ

Если не учитывать вековые составляющие (прецессия, нутация и т.п.) и кратковременные малые отклонения, то можно считать, что движение Земли относительно гелиоцентрической системы отсчета состоит из суммы следующих основных движений: вращения вокруг собственной оси, обращения этой оси вокруг барицентра системы Земля-Луна, обращения барицентра вокруг Солнца и, наконец, указанного в [10] периодического скольжения вдоль собственной оси вращения. При первом приближении, заменяя (аппроксимируя) ука-

занные два обращения вращениями с теми же периодами, считая их происходящими вокруг осей, практически параллельных земной оси, учитывая, что оба эти вращения (обращения) имеют направление против хода часовой стрелки (если смотреть со стороны северного полюса), то среднюю мгновенную угловую скорость общего поворота Земли не только относительно гелиоцентрической системы отсчета, но и относительно далеких «неподвижных» звезд можно выразить следующим образом:

$$\Omega = \omega_1 + \omega_2 + \omega_3, \quad (1)$$

здесь ω_1 - угловая скорость вращения Земли вокруг своей оси (важно подчеркнуть, что именно своей собственной оси, т.е. оси физической симметрии); ω_2 - средняя угловая скорость вращения (обращения) Земли (а точнее, ее оси) вокруг барицентра системы Земля-Луна; ω_3 - средняя угловая скорость вращения (обращения) барицентра вокруг Солнца (а точнее, вокруг оси, проходящей через центр Солнца параллельно оси Земли).

Заметим, что параллельность векторов угловых скоростей $\vec{\omega}_2$ и $\vec{\omega}_3$ вектору угловой скорости $\vec{\omega}_1$ доказывается довольно легко, так как в противном случае собственная ось вращения Земли, по которой направлен вектор $\vec{\omega}_1$ ее угловой скорости, не смогла бы все время оставаться параллельной, как говорят, самой себе, т.е. иметь практически неизменное направление в пространстве в течение значительного периода времени. В этой связи уместно будет напомнить известное положение об осях вращения планет: «Общий характер движения планет таков, что их оси вращения сохраняют в течение очень длительного времени почти неизменное направление в пространстве; сохраняются также их периоды обращения» [3].

Согласно имеющимся данным, общий поворот Земли относительно далеких «неподвижных» звезд происходит с периодом $T_{пов.}$, равным 23ч.56мин.04 сек. [4,12]. Как известно, в существующей литературе этот период считают и называют периодом вращения Земли

вокруг своей оси относительно далеких «неподвижных» звезд. Однако, строго говоря, такое утверждение на самом деле является неправильным, так как период общего поворота Земли и период ее вращения именно вокруг своей собственной оси, т.е. оси физической симметрии (в обоих случаях относительно далеких «неподвижных» звезд) в принципе не одно и то же. Это следует также из [10].

Рассмотрим теперь численные расчеты, выполненные в достаточно строгом соответствии с положениями теоретической механики и иллюстрирующие вышеизложенное (расчеты приближенные).

Используя приведенное выше значение периода $T_{пов.}$ поворота Земли, несложно определить известную, по существу, величину Ω :

$$\begin{aligned} \Omega &= \frac{2\pi}{T_{пов.}} = \frac{2\pi}{23 \cdot 60 \cdot 60 + 56 \cdot 60 + 4} = \\ &= \frac{6,2832}{86164} = 7,2921 \cdot 10^{-5} c^{-1}. \end{aligned}$$

Как известно, один полный оборот центра масс Земли вокруг барицентра системы Земля-Луна происходит за один сидерический месяц, т.е. за 27,32 земных суток [2]. Тогда

$$\begin{aligned} \omega_2 &= \frac{2\pi}{27,32(24 \cdot 60 \cdot 60)} = \\ &= \frac{6,2832}{27,32 \cdot 86400} = 0,2662 \cdot 10^{-5} c^{-1}. \end{aligned}$$

Аналогично находим:

$$\begin{aligned} \omega_3 &= \frac{2\pi}{365,25(24 \cdot 60 \cdot 60)} = \\ &= \frac{6,2832}{365,25 \cdot 86400} = 0,0199 \cdot 10^{-5} c^{-1}. \end{aligned}$$

Теперь можем найти численное значение угловой скорости $\vec{\omega}_1$ Земли при ее вращении вокруг своей собственной оси. Согласно приведенной выше формуле (1).

$$\begin{aligned} \omega_1 &= \Omega - \omega_2 - \omega_3 = \\ &= (7,2921 - 0,2662 - 0,0199) \cdot 10^{-5} = \\ &= 7,0060 \cdot 10^{-5} c^{-1}. \end{aligned}$$

Период вращения Земли вокруг своей собственной оси относительно далеких «неподвижных» звезд будет

$$T_{\text{вр.}} = \frac{2\pi}{\omega_1} = \frac{6,2832}{7,006 \cdot 10^{-5}} \text{ с} \approx 24\text{ч.}55\text{мин.}$$

Таким образом, период вращения Земли вокруг именно своей собственной оси составляет не 23ч.56мин.04сек., а приблизительно 24ч.55мин. Период, равный 23ч.56мин.04сек. относится к общему повороту Земли вокруг мгновенной винтовой оси (относительно тех же далеких «неподвижных» звезд) и соответствует угловой скорости $\Omega=7,29 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$. В то же время, период поворота Земли относительно центра масс Солнца будет равен известной величине, т.е. 24 часам. При этом угловая скорость поворота, как известно, будет равна

$$\frac{2\pi}{24 \cdot 60 \cdot 60} \approx 7,27 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}.$$

Поскольку вопрос рассматривается с позиций теоретической механики, небезынтересно также сравнить найденное значение угловой скорости вращения Земли вокруг своей оси с приведенными в литературе по теоретической механике аналогичными данными. Например, в [14] приводится значение, равное $7,29 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ (такое же число приводится и в [13]). Согласно изложенному выше, это угловая скорость поворота (а не вращения) Земли относительно «неподвижных» звезд. А в [15] выводится число $7 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$, совпадающее с нашим результатом, если это число принят как $7,00 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$. Но это совпадение не результат точности расчетов, а наоборот, грубого округления фактически получаемой в [15] цифры. При относительно точном расчете по [15] получается не $7,00 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$, а $7,27 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ [16]. Принятое в [15] округление неприемлемо, так как оно приводит к ложному заключению. Расчеты по указанным значениям дают значительную разницу в оценке периода вращения Земли вокруг своей оси (приблизительно 55 мин). С позиций астрономии подобная разница (погрешность) в

данном случае является огромной и недопустимой.

Рассмотрим теперь вопрос о численных значениях параметров, характеризующих скольжение Земли вдоль собственной оси вращения. Судя по известной нам литературе, этот вопрос впервые был поднят нами [9].

Средний радиус орбиты Земли $R=150 \cdot 10^6 \text{ км}$, а угол между плоскостями ее экватора и орбиты (наклон оси вращения) $\alpha=23^\circ 26'$, тогда амплитуда поступательных колебательных перемещений (скольжений) Земли вдоль собственной оси вращения, в соответствии с [9], будет

$$A=R\sin\alpha=150 \cdot 10^6 \sin 23^\circ 26' \approx 60 \cdot 10^6 \text{ км.}$$

Следовательно, размах этих колебательных движений $S=2A=120 \cdot 10^6 \text{ км}$.

Как видно, размах скольжения Земли вдоль собственной оси вращения составляет величину, внушительную даже по космическим меркам.

Немаловажно определить также положение оси поворота Земли (а с позиций теоретической механики, мгновенной оси вращения, если без учета скольжения, а с учетом скольжения - мгновенной винтовой оси). Подход приближенный. Пренебрегая в данном случае влиянием относительно малой величины ω_3 , т.е. принимая движение барицентра системы Земля-Луна на некотором малом участке его орбиты за инерциальное, в соответствии с положениями теоретической механики о сложении вращений вокруг двух параллельных осей, можем написать

$$\omega_1 r_1 = \omega_2 r_2, \quad (2)$$

где r_1 и r_2 - расстояния до указанной выше мгновенной оси от центра Земли и от барицентра, соответственно. С другой стороны, $r_1+r_2=l$, где l - расстояние между барицентром и осью вращения Земли. Тогда

$$r_2=l-r_1, \quad (3)$$

$$\omega_1 r_1 = \omega_2 (l-r_1). \quad (4)$$

отсюда находим:

$$r_1 = \frac{\omega_2}{\omega_1 + \omega_2} l. \quad (5)$$

В качестве первого приближения принимаем $l=4700$ км [1], а значения ω_1 и ω_2 приведены выше. Следовательно,

$$r_1 \approx \frac{0,27 \cdot 10^{-5}}{(7,00 + 027) \cdot 10^{-5}} \cdot 4700 \approx 175 \text{ км.}$$

Таким образом, ось поворота, т.е. мгновенная винтовая ось Земли проходит (при учете только двух основных вращений, а именно, ω_1 и ω_2) не через ее центр, а на расстоянии приблизительно равном 175 км от него. Эта ось направляется практически параллельно оси вращения Земли, никогда не совпадая с ней, и проходя между центром Земли и барицентром системы Земля-Луна, делит расстояние между этими центрами на две неравные части. При этом она, совместно с осью вращения Земли, обращается одновременно вокруг Солнца.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исходя из позиций теоретической механики (без учета вековых и малых кратковременных отклонений) подтверждено, что общее угловое перемещение, а именно, полный поворот планеты Земля относительно далеких «неподвижных» звезд можно считать состоящим из трех составляющих: вращения вокруг собственной оси, обращения этой оси вокруг барицентра системы Земля-Луна и обращения барицентра вокруг Солнца. Указанные обращения при первом приближении заменены (аппроксимированы) вращениями и найдены их средние угловые скорости. Установлено, что период вращения Земли вокруг своей собственной оси относительно указанной выше системы отсчета («неподвижные» звезды) составляет приблизительно 24ч. 55мин., а не 23ч.56мин. 04сек., как это считается в настоящее время. А период, равный 23ч.56мин.04сек., относится не к вращению Земли именно вокруг своей собственной оси, а к общему повороту Земли в космическом пространстве, что не одно и то же.

Найдено положение мгновенной винтовой оси Земли, которая не совпадает с ее осью вращения.

1. А.В.Засов, Э.В.Кононович. *Астрономия, М., Физматлит*, (2011) 254.
2. Э.В.Кононович, В.И.Мороз. *Общий курс астрономии, М. ЛЕНАНД*, (2019) 544.
3. Ю.А.Рябов. *Движения небесных тел, М., Наука*, (1988) 239.
4. С.А.Язев. *Астрономия. Солнечная система. М., Юрайт*, (2021) 337.
5. С.М.Quluzadə. *Ütümü astronomiya kursu. Bakı, Elm və təhsil*, (2016) 263.
6. Ж.С.Ержанов, А.А.Калыбаев. *О направлении и скорости векового движения земных полюсов. Доклады АН СССР*, **223** (1975) 1113-1117.
7. Ю.В.Баркин. *Тонкие механические явления во вращательном движении Луны, Доклады АН СССР*, **315** (1990) 1082-1085.
8. Н.А.Насибов. *Очерки по космической механике, Баку, Элм*, (2017) 99.
9. Н.А.Насибов. *Пространственно-параллельное движение твердого тела как основная форма неорбитального движения планет, Инженерная механика, №1* (2020) 60-66.
10. Н.А.Насибов. *Общие вопросы кинематики движения больших тел Солнечной системы с позиций теоретической механики, Transactions of National Academy of Science of Azerbaijan, series of physics-mathematical and technicalsciences, Physics and Astronomy*, **XLIII** №5 (2023) 58-61.
11. Ж.С.Ержанов, А.А.Калыбаев. *Общая теория вращения Земли, М., Наука*, (1984) 255.
12. К.А.Куликов. *Вращение Земли, М., Недра*, (1985) 159.
13. А.А.Михайлов. *Земля и ее вращение, М., Наука*, (1984) 80.
14. Г.К.Суслов. *Теоретическая механика, М.-Л., Гостехиздат*, (1946) 656.
15. Н.Н.Никитин. *Курс теоретической механики, М., Высшая школа*, (1990) 608.
16. М.М.Гернет. *Курс теоретической механики, М., Высшая школа*, (1973) 462.

YER PLANETİNİN QEYRİ-ORBİTAL HƏRƏKƏTLƏRİNİN KİNEMATİKASI MƏSƏLƏLƏRİ

N.A.NƏSİBOV

Nəzəri mexanika mövqeyindən Yer planetinin qeyri-orbital hərəkətlərinin kinematikasını məsələlərinə baxılmışdır. Bu halda orbital hərəkətin tədqiqində qəbul edilən maddi nöqtə kimi yox, sonlu ölçülərə malik bərk cisim kimi qəbul edilmişdir. Yerin qeyri - orbital hərəkətinin əsas toplananları, yəni onun öz oxu ətrafında fırlanması, bu oxun Yer-Ay sisteminin barisentri ətrafında dolanması, barisentrin Günəş ətrafında dolanması və nəhayət, Yerin özünün öz fırlanma oxu boyunca sürüşməsi təhlil edilmişdir. Zəruri hesablamalar və göstərilən hərəkətləri xarak-terizə edən parametrlərin ədədi qiymətləri verilmişdir. Göstərilmişdir ki, Yerin kosmik fəzada dönməsinin və onun öz oxu ətrafında fırlanmasının periodları prinsipcə eyni deyildir. Yerin dönmə oxunun (ani vint oxunun) vəziyyəti təyin edilmiş və göstərilmişdir ki, bu ox Yerin öz fırlanma oxuna paraleldir, ancaq onunla üst-üstə düşmür.

PROBLEMS OF KINEMATICS OF NON-ORBITAL MOTION OF PLANET EARTH

N.A.NASIBOV

From positions of Theoretical Mechanics, we look into the problems of kinematics of non-orbital motions of planet Earth. Wherein, it is taken not as a material point, as done with the research of orbital motions, but as some solid body of finite size. Basic components of non-orbital motion of the Earth are analyzed, and namely, its rotation around its own axis, revolution of this axis around the barycenter of the Sun-Moon system, revolution of the barycenter around the Sun and, finally, sliding of the Earth along its own axis of rotation. Necessary calculations and numerical values of the parameters characterizing the given motions are introduced. It is indicated that the period of turning the Earth in outer space and the period of its rotation around its own axis are not the same things, as a matter of fact. The position of the rotation axis (instant screw axis) is determined, and it is also indicated that this axis is parallel with own rotation axis of the Earth, however, does not coincide with it.

UOT 520.224.5

EŞELLE SPEKTRLƏRİN IRAF PROQRAM PAKETİ VASİTƏSİLƏ EMALI

A.B.HƏSƏNOVA

*Elm və Təhsil Nazirliyi, N.Tusi adına Şamaxı Astrofizika Rəsədxanası
AZ 5626, Azərbaycan, Şamaxı, Y.Məmmədəliyev adına qəsəbə
hasanova.aynura89@gmail.com*

Daxil olub: 26.12.2023
Çapa verilib: 01.03.2024

REFERAT

N.Tusi adına Şamaxı Astrofizika Rəsədxanasında (ŞAR) alınmış eşelle spektrlərinin IRAF proqram paketi vasitəsilə işlənməsi metodikası təqdim olunmuşdur.

Tədqiqat nəticəsində aşkar olunmuşdur ki, IRAF proqram paketi ilə spektrlərin emalı zamanı dispersiyanın qurulması və kəsilməz spektrin keçirilməsi mərhələləri ŞAR-da uzun müddət istifadə olunan DECH proqram paketi ilə müqayisədə daha asan və qısa müddətə başa gəlir.

Məlum olmuşdur ki, spektri matris formadan vektorial formaya keçirmək üçün aperturaların təyin olunması zamanı müqayisə spektri olaraq gündüz göyünün spektrindən istifadə etmək daha məqsədə uyğundur. Pikseldən dalğa uzunluğuna keçid zamanı isə torium-arqon lampasının spektrindən istifadə etmək daha əlverişli olur.

Açar sözlər: IRAF, eşelle spektri, CCD matris, dispersiya ayrısı.

GİRİŞ

IRAF (*Image Reduction and Analysis Facility*) proqram paketi Milli Optik Astronomiya Rəsədxanalarında (*National Optical Astronomy Observatories*) yaradılmış və astronomların istifadəsi üçün təqdim olunmuş müxtəlif növ astronomik müşahidə materiallarının işlənməsi və analizi vasitəsidir. Astronomik müşahidə materiallarının işlənməsi üçün alınan müşahidə materialının növündən və xüsusiyyətlərindən asılı olaraq müxtəlif tipli xüsusi proqramlar tətbiq edilir. IRAF proqramını da onlardan biri kimi qiymətləndirmək olar. IRAF-ın üstünlüyü çox geniş tipli tapşırıqları özündə birləşdirməsidir. Belə ki, IRAF proqram paketi optik astronomik müşahidə materiallarının növündən asılı olmayaraq tətbiq edilə bilər. İstər fotometrik, istərsə də spektral müşahidə materialları IRAF vasitəsilə emal olunur və bunların hər biri üçün IRAF daxilində paketlər və paket daxilində uyğun tapşırıqlar mövcuddur. Spektral müşahidə materiallarının birtərtibli və ya eşelle olması da IRAF ilə emal olunmaq üçün çətinlik yaratmır, uyğun paketin seçilməsi ilə emal prosesi reallaşdırıla bilər. Qeyd etmək lazımdır ki, IRAF CCD ilə alınmış astronomik müşahidə materiallarının emalından başqa digər riyazi məqsədlər üçün də istifadə etmək olar. Qarşıya qoyulan riyazi və astronomik məsələnin həllinə uyğun tapşırıqların tapılması mümkündür [1-2]. İşdə eşelle spektrlərin emalı və analizi metodikası tədqiq olunduğundan daha çox *noao* (*National Optical Astronomy Observatories*) paketi daxilindəki *imred* (*image reduction*) paketi və onun daxilindəki *ccdred* və *echelle alt* paketlərinin tapşırıqları nümayiş olunmuşdur. CCD ilə müşahidə materiallarının alınması və eşelle spektrlərinin IRAF proqram paketi vasitəsilə ilkin emalı mərhələləri əvvəlki məqalədə geniş şəkildə şərh olunmuşdur [3]. Bu məqalədə 2-metrlik teleskopda alınmış eşelle spektrlərin IRAF proqram paketi vasitəsilə emalı və spektral parametrlərin ölçülməsi şərh olunmuşdur.

ŞAR-ın EŞELLE SPEKTROQRAFI VƏ CCD İLƏ MÜŞAHİDƏ

Astronomik müşahidələrin keyfiyyətinin yüksəldilməsi üçün teleskopun optik parametrlərinin yaxşı olması ilə yanaşı teleskopun cihazlarının da müasir və keyfiyyətli olması lazımdır. Spektral müşahidələrin aparılması nöqtəyi nəzərindən teleskopda istifadə olunan əsas cihazlar işıq qəbuledicisi və spektroqrafdır. Dünyanın bir çox rəsədxanasında işıq qəbuledicisi kimi çoxkanallı CCD matrislərdən istifadə olunur. CCD (Charge – Coupled – Devices) matrisin astronomiyaya tətbiqi 70-ci illərin əvvəllərinə təsadüf edir. CCD matrislərdən spektroskopiyada daxil olmaqla astronomiyanın bütün sahələrində istifadə edilir. CCD matrisin üstünlüyü fotolövhələrlə müqayisədə yüksək həssaslığa və böyük stabilliyə malik olmasıdır. CCD-nin istifadə olunması klassik metodikanın dəqiqliyini və alınan astronomik müşahidə materialının işıqlanma sürətini artırır. CCD matrisin tətbiqi ilə spektral müşahidənin keyfiyyətinin artırılmasına nail olmaq üçün eşelle spektroqraflardan istifadə olunur. Ona görə ki, CCD matris işıq qəbuledicisi kimi klassik spektroqrafa tətbiq edildikdə spektrin çox kiçik hissəsini qeydə alar və bu zaman spektroqrafın informativliyi çox aşağı olar. Eşelle spektroqraf fokal səthdə müxtəlif dalğa uzunluqlarında bir-birilə yanaşı yerləşmiş spektrlər çoxluğu (spektral tərtiblər) qurur ki, buda geniş dalğa uzunluğu oblastında müşahidə materiallarının alınmasına imkan verir. Eşelle spektroqların və işıq qəbuledicisi olaraq CCD matrislərin birgə tətbiqi müasir tələblərə cavab verir. ŞAR-ın 2-metrlik teleskopunun kasseqren foksunda bu sistem 2003-cü ildən istifadə olunur [4-6]. Hazırda bu sistem daha müasirləşdirilmiş formada spektral müşahidələrin aparılmasına tətbiq olunur. Müşahidə prosesində tədqiq olunan obyektin spektrləri ilə birlikdə bir qrup köməkçi spektrlər də çəkilir. Bunlar birlikdə spektrlər dəsti adlanır. Bir gecədə alınan spektrlər dəstində aşağıdakı fraqmentlər daxildir, sıfır saniyə ekspozisiya vaxtı verilməklə alınan sıfır (zero) təsvirlər-10 ədəd, müstəvi sahə (flat field) təsvirlər, iki müxtəlif ekspozisiya vaxtı verilməklə hər ekspozisiya vaxtı üçün 10 ədəd alınmaqla ümumi 20 ədəd fraqment alınır, spektrləri pikseldən dalğa uzunluğu şkalasına keçirmək üçün alınan müqayisə spektrləri, bunlar iki müxtəlif ekspozisiya vaxtı verilməklə hər ekspozisiya vaxtı üçün 3 ədəd alınmaqla ümumi 6 ədəd torium - arqon lampasının spektri və ya 3 ədəd gündüz göyünün spektri olur. Tədqiq olunan obyektin spektri - müşahidə prosesində signal/küy (S/N) nisbətinin təqribi qiymətləndirilməsi ilə tədqiq olunan obyektin ulduz ölçüsünə uyğun ekspozisiya vaxtı seçilməklə, gecə ərzində ulduzun iki spektri alınır. Güclü dəyişkənlik olmadığı halda spektrlər kosmik zərrəciklərdən azad edilməsi məqsədilə ortalaşdırılır. Müşahidə olunan obyektə uyğun standart ulduzun spektri alınır. Standart ulduzun spektrləri də adətən müxtəlif ekspozisiya vaxtı seçilməklə ən azı iki və daha artıq sayda alınır.

Yuxarıda qeyd olunan spektrlər dəsti hər bir ayırdetmə üçün ayrı-ayrılıqda çəkilir, sıfır fraqmentlərin alınmasında ayırdetmənin seçilməsinə ehtiyac yoxdur. Adətən bir gecə ərzində həm 56000-lik həmdə 28000-lik ayırdetmə ilə müşahidə aparıldığından müşahidə gecəsinin əvvəlində müqaisə spektrləri hər iki ayırdetmə üçün çəkilir.

EŞELLE SPEKTRLƏRİNİN IRAF PROQRAM PAKETİ VASİTƏSİLƏ EMAL OLUNMASI MƏRHƏLƏLƏRİ

Astronomik müşahidə materialları rəqəmsal formada olduğundan onların müəyyən xüsusi emal proqramları vasitəsilə işlənilməsi tələb olunur. ŞAR-da alınan eşelle spektrlərinin IRAF proqram paketi vasitəsilə emal olunması mərhələlərini 3 hissəyə bölmək olar:

I – emal prosesinə hazırlıq

II – köməkçi fraqmentlərin (CCD matrisin fonu və müstəvi sahə – flat) və müqaisə spektrlərinin emalı

III – tədqiq olunan obyektin spektrlərinin emalı

Emal prosesinə hazırlıq

Müşahidə zamanı alınan müqayisə və tədqiq olunan obyektin spektrləri müəyyən qanunauyğunluqla adlandırılır. ŞAR-ın eşelle spektroqrafı vasitəsilə alınan spektrlər adətən spektrin növünə uyğun, çox zaman ayırdetməni ifadə edən binəgdə göstərilməklə böyük hərflə yazılır. IRAF proqramı ŞAR-də daha çox tətbiq olunan DECH proqram paketindən fərqli olaraq spektrlərin adlarının böyük və kiçik hərflərlə yazılmasına həssasdır. Ona görə də emal prosesinə başlamazdan əvvəl spektrlərin yerləşdiyi papkanın adını və papka daxilindəki faylların adlarının standart formaya gətirilməsi, həmçinin spektrlərin başlıqlarının yazılmasının tamamlanması tələb olunur. Bu proses əvvəlki məqalədə geniş şəkildə şərh olunmuşdur [3]. Emal prosesinə hazırlığın son mərhələsi spektrlərin siyahısının hazırlanmasıdır, bütün fraqmentlərin ayrı-ayrılıqda siyahıları tərtib olunur, bu siyahılar emal prosesində tətbiq olunur, siyahıların hazırlanması aşağıdakı kimi yerinə yetirilir:

```
~$ ls zero*fit > zero.lst
~$ ls flat*fit > flat.lst
~$ ls thar*fit > thar.lst
~$ ls sky*fit > sky.lst
~$ ls kf*fit > obj.lst
```

Köməkçi fraqmentlərin və müqaisə spektrlərinin emalı

1. **Master fraqmentlərin yaradılması:** eşelle spektrlərin emalının ilkin mərhələsi master fraqmentlərin yaradılmasından, yəni fraqmentlərin ortalaşdırılmasından başlanılır. IRAF proqramında da spektrlərin emalının ilkin mərhələsi bu prosesdən başlanılır. Bunun üçün IRAF daxilində xüsusi əmrlər mövcuddur. Yuxarıda qeyd olunduğu kimi eşelle spektrlərini emal etmək üçün IRAF proqram paketi işə salınır. Sonra isə spektrlərin olduğu papkaya keçid edilir və əvvəlcə *noao* paketi, onun daxilindəki *imred* paketi və *imred*-in daxilində *ccdred* və ya *echelle* paketi işə salınır və emal prosesi aparılır. Master fraqmentlərin yaradılması üçün *ccdred* və eşelle paketləri daxilində *imcombine* (image combine) tapşırığı mövcuddur. Ortalaşdırılması tələb olunan fraqmentin siyahısını daxil etməklə proses asanlıqla tətbiq olunur. Qeyd edək ki, bundan başqa hər ik paket daxilində sıfır və hamar sahə fraqmentlərini ortalaşdırmaq üçün *zerocombine*, *flatcombine*, *darkcombine* kimi xüsusi tapşırıqlar da vardır. Master fraqmentlərin yaradılması ardıcılığını aşağıdakı kimi göstərmək olar:

Sıfır fraqmentlərin ortalaşdırılması

```
noao => imred => echelle => epar zerocombine
input: filename or list(@zero.lst)
output: Zero.fit
combine: average
ccdtype: (zero)
```

Müqaisə spektrlərinin ortalaşdırılması

```
Noao => imred => echelle => epar imcombine
input: (@thar.lst, @sky.lst)
output: (Thar.fit, Sky.fit )
```

Müstəvi sahə spektrlərinin ortalaşdırılması

```
Noao => imred => echelle => epar flatcombine
input: filename or list(@flat.lst,)
output: Flat.fit
combine: median
ccdtype: (flat)
```

Müqayisə və müstəvi sahə spektrlərini ortalaşdıran zaman spektrlərin eyni signal səviyyəsində olmasına diqqət etmək lazımdır. Müxtəlif ekspozisiya vaxtı ilə alınan spektrləri ortalaşdırmaq üçün onları ekspozisiya vaxtına görə qruplaşdırmaq və bu qruplar üzrə ortalaşma aparmaq lazımdır. Məsələn 15 və 75 saniyə ekspozisiya vaxtı verməklə çəkilən torium-arqon fraqmentlərini ortalaşdırmaq üçün əvvəlcə bu fraqmentlərin ayrı-ayrılıqda siyahısı yaradılır:

```
ecl> hselec thar*.fit $I ('exptime < 20') > thar15.lst
```

```
ecl> hselec thar*.fits$I ('exptime > 20') > thar75.lst
```

və emal zamanı hər siyahı üçün müvafiq əmrlər ayrılıqda yerinə yetirilir.

2. **Master fraqmentlərin yaradılması zamanı** *trim* və *overscan* düzəlişlərinin olunması vacibdir. Bu düzəlişlər fraqmentlərin ortalaşdırılmasından əvvəl bütün fraqmentlərə, həmçinin master fraqmentlər yaradıldıqdan sonra yaradılmış master fraqmentlərə tətbiq oluna bilər. Fraqmentlərə *trim* və *overscan* düzəlişləri *ccdproc* tapşırığı vasitəsilə icra olunur. Bu zaman əmri faylların siyahısını seçməklə siyahıda olan bütün fayllara və ya master faylı seçməklə master fayla tətbiq etmək mümkündür:

Master sıfır üçün trim və overscan düzəlişi:

```
noao => imred => echelle => epar ccdproc
```

```
input: Zero.fit
```

```
output: TOZero.fit
```

```
ccdtype: (zero)
```

```
oversca: yes
```

```
trimcal: yes
```

Master müqaisə spektrləri üçün trim və overscan düzəlişi:

```
Noao => imred => echelle => epar ccdproc
```

```
input: filename or list(Thar15.fit, Thar75.fit, Sky.fit)
```

```
output: (TOThar15.fit, TOThar75.fit, TOSky.fit)
```

```
ccdtype: (comp)
```

```
oversca: yes
```

```
trimcal: yes
```

Master müstəvi sahə spektrləri üçün trim və overscan düzəlişi:

```
Noao => imred => echelle => epar ccdproc
```

```
input: filename or list(Flat.fit or @flat.lst)
```

```
output: (TOFlat1.fit or TO@flat.lst)
```

```
ccdtype: (flat)
```

```
oversca: yes
```

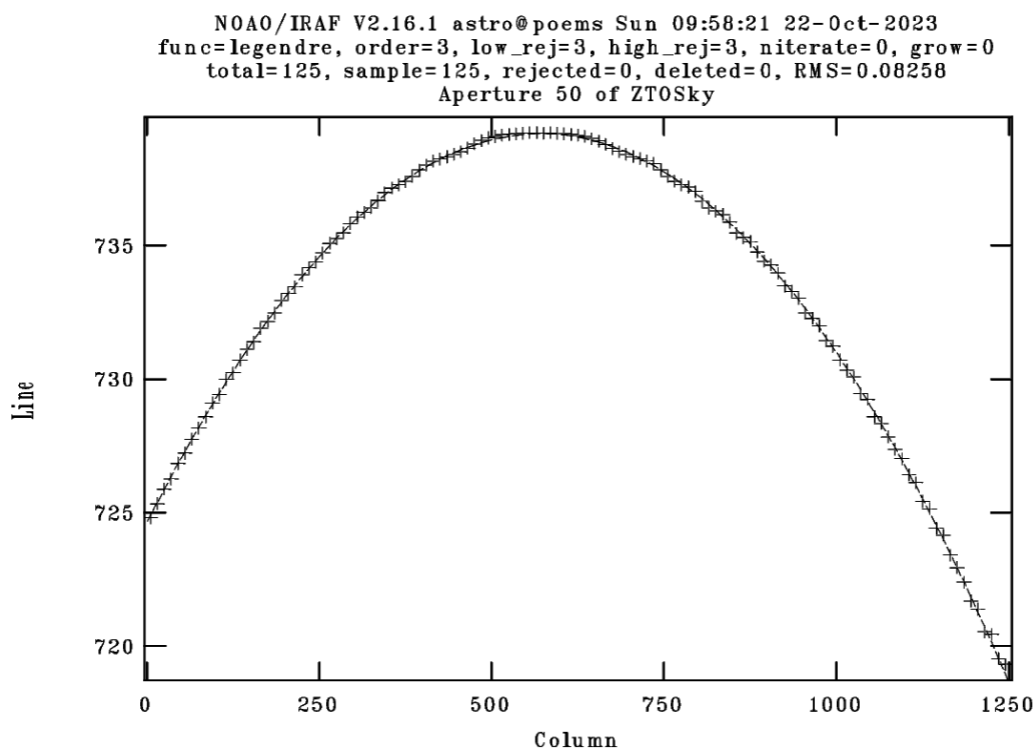
```
trimcal: yes
```

Faylların adlandırılması şərtidir, işdə əyanilik üçün *trim* və *overscan* sözlərinin baş hərfləri düzəliş olunmuş faylların adının qarşısına əlavə olunur. Ortalaşdırılmış müstəvi sahə spektri “Flat.fit” kimi adlandırılmış, müvafiq düzəliş olunduqdan sonra son fayl “TOFlat.fit” kimi adlandırılır. Bu isə o deməkdir ki, əgər faylın adının qarşısında TO işarəsi varsa, deməli *trim* və *overscan* düzəlişləri olunub. Düzəliş olunmuş başqa faylları da göstərmək olar, məsələn: sıfır düzəlişi olunan faylın adına Z (zero), müstəvi sahə düzəlişi olunan faylın adının qarşısına F (flat), maskası qurulmuş, yəni matris formadan vektorial formaya çevirilmiş faylın adına A (apertura), dispersiyası qurulmuş faylın adının qarşısına D (disper), heliosentrik düzəliş olunmuş fayla H (helio), Dopler düzəlişi edilmiş fayla DC (dopler correlation), normallaşmış faylın adının qarşısına N (normalization) və nəhayət birtərtibli spektrə çevirilmiş faylın adına M (merge) hərfi əlavə olunur. Bu düzəlişlər asanlıqla hansı faylın hansı proseslərdən keçmiş olduğunu aşkar etməyə imkan verir.

3. **Sıfır və qaranlıq sahə (bias və dark) düzəlişi:**– hazırlanmış master fraqmentlərə (flat və thar spektrlərinə) sıfır və qaranlıq sahə düzəlişləri tətbiq olunur, bunun üçün *ccdproc* tapşırığından istifadə olunur:

```
Noao => imred => echelle => epar ccdproc
input: filename or list(TOThar15.fit,TOThar75.fit, TOFlat.fit, TOSky.fit)
output: (ZTOThar15.fit,ZTOThar75.fit, ZTOFlat.fit, ZTOSky.fit)
ccdtype: (comp, flat)
(overscan = no)      Apply overscan strip correction?
(trim = no)          Trim the image
(zero = yes)         Apply zero level correction?
(zero = "TOZero.fit") Zero level calibration image
```

4. **Aperturanın müəyyənəşdirilməsi:**– spektrləri matris formadan vektorial formaya çevirmək üçün əvvəlcə tərtiblərin ölçüsünün müəyyənəşdirilməsi lazımdır. Bunun üçün *apall*, *apsize*, *apedit*, *apfind* tapşırıqları tətbiq olunur. Aperturanın müəyyənəşdirilməsi bir spektr üzərində icra olunur və digər spektrlərə tətbiq olunan zaman bu spektr istinad spektri kimi seçilir. Nəticədə eyni tərtib sayı və ölçüsü ilə aperturalar müəyyənəşmiş olur. İstinad spektrində ilkin aperturaları müəyyənəşdirmək üçün master flat fraqment, parlaq bir standart ulduzun spektri və ya gündüz göyünün spektrindən istifadə oluna bilər. Təcrübə göstərir ki, ŞAR-da alınan eşelle spektrlərin emalı zamanı aperturanın müəyyənəşdirilməsi üçün gündüz göyünün spektrinin tətbiq olunması daha münasibdir. Gündüz göyünün spektrində tərtiblər daha aydın görünür və aperturanın ölçüsü daha asan müəyyən oluna bilər (Şəkil 1). Aperturanın müəyyənəşdirilməsi üçün *apall* tapşırığının parametrləri aşağıdakı kimi qeyd olunur:



Şəkil 1

Aperturanın müəyyənəşdirilməsinə dair nümunə.

İstinad spektrində aperturanın müəyyənəşdirilməsi:

```
Noao => imred => echelle => epar apall
```

input: ZTOSky.fit
output: AZTOSky.fit
format: echelle
(interactive = yes) Run task interactively?
(find = yes) Find apertures?
(recenter = yes) Recenter apertures?
(resize = yes) Resize apertures?
(edit = yes) Edit apertures?
(trace = yes) Trace apertures?
(fittrace = yes) Fit the traced points interactively?
(extract = yes) Extract spectra?
(extras = yes) Extract sky, sigma, etc.?
(review = yes) Review extractions?\n

Find apertures for ZTOSky? (yes):
Number of apertures to be found automatically (65): 61
Resize apertures for ZTOSky? (yes):
Edit apertures for ZTOSky? (yes):

Aperturanın torium-arqon spektrinə tətbiqi:

Noao => imred => echelle => epar apall
input: ZTOThar15.fit, ZTOThar75.fit
output: AZTOThar15.fit, AZTOThar75.fit

(format = "echelle") Extracted spectra format
(references = "ZTOSky.fit") List of aperture reference images
(profiles = "") List of aperture profile images\n
(interactive = yes) Run task interactively?
(find = no) Find apertures?
(recenter = no) Recenter apertures?
(resize = no) Resize apertures?
(edit = yes) Edit apertures?
(trace = yes) Trace apertures?
(fittrace = no) Fit the traced points interactively?
(extract = yes) Extract spectra?
(extras = no) Extract sky, sigma, etc.?
(review = yes) Review extractions?\n

Recenter apertures for ZTOThar15? (yes):
Write apertures for ZTOThar15 to database (yes):
Extract aperture spectra for ZTOThar15? (yes):
Review extracted spectra from ZTOThar15? (yes):
Review extracted spectrum for aperture 1 from ZTOThar15? (yes):

Aperturanın hamar sahə spektrinə tətbiqi:

Noao => imred => echelle => epar apall
input: ZTOFlat.fit,
output: AZTOFlat.fit

(format = "echelle") Extracted spectra format

<i>(references = "ZTOSky.fit")</i>	<i>List of aperture reference images</i>
<i>(profiles = "")</i>	<i>List of aperture profile images\n</i>
<i>(interactive = yes)</i>	<i>Run task interactively?</i>
<i>(find = no)</i>	<i>Find apertures?</i>
<i>(recenter = yes)</i>	<i>Recenter apertures?</i>
<i>(resize = yes)</i>	<i>Resize apertures?</i>
<i>(edit = yes)</i>	<i>Edit apertures?</i>
<i>(trace = yes)</i>	<i>Trace apertures?</i>
<i>(fittrace = yes)</i>	<i>Fit the traced points interactively?</i>
<i>(extract = yes)</i>	<i>Extract spectra?</i>
<i>(extras = no)</i>	<i>Extract sky, sigma, etc.?</i>
<i>(review = yes)</i>	<i>Review extractions?\n</i>

Recenter apertures for ZTOFlat? (yes):

Write apertures for ZTOFlat1 to database (yes):

Extract aperture spectra for ZTOFlat? (yes):

Review extracted spectra from ZTOFlat? (yes):

Review extracted spectrum for aperture 1 from ZTOFlat1? (yes):

5. **Müstəvi sahə təsvirlərinin normallaşdırılması:**– müstəvi sahə təsvirlərini normallaşdırmaq üçün *apnormalize* və ya *apflatten* əmrlərindən istifadə olunur:

Noao => imred => echelle => epar apflatten

<i>input = AZTOFlat1.fits</i>	<i>List of images to flatten</i>
<i>output = NAZTOFlat1.fits</i>	<i>List of output flatten images</i>
<i>(apertur= 1-65)</i>	<i>Apertures</i>
<i>(referen= ZTOSky.fit)</i>	<i>List of reference images</i>
<i>(interac= yes)</i>	<i>Run task interactively?</i>
<i>(find = no)</i>	<i>Find apertures?</i>
<i>(recente= no)</i>	<i>Recenter apertures?</i>
<i>(resize = no)</i>	<i>Resize apertures?</i>
<i>(edit = no)</i>	<i>Edit apertures?</i>
<i>(trace = no)</i>	<i>Trace apertures?</i>
<i>(fittrac= no)</i>	<i>Fit traced points interactively?</i>
<i>(flatten= yes)</i>	<i>Flatten spectra?</i>
<i>(fitspec= yes)</i>	<i>Fit normalization spectra interactively?</i>

Write apertures for AZTOFlat to database (yes):

Flatten apertures in AZTOFlat? (yes):

Fit spectra from AZTOFlat1 interactively? (yes):

Fit spectrum for aperture 1 for AZTOFlat1.fits interactively? (yes):

6. **Müstəvi sahə düzəlişi:** spektrlərə normallaşmış flat təsviri düzəlişi tətbiq olunur. Əvvəlcə normallaşmış flat təsvirində *ccdmean* açar sözünün olub olmadığı yoxlanılır, Bu parametrin qiyməti 1 olmalıdır, əgər 1 deyilsə onda 1 olaraq düzəliş edilir. Spekrlərin flata bölünməsi üçün *ccdproc* və ya *imarith* tapşırığından istifadə olunur. Bu mərhələdən əvvəl səpilməmiş işığın olub-olmadığı müəyyən edilməli və əgər varsa *apscatter* tapşırığı vasitəsilə aradan qaldırılmalıdır. Hamar sahə düzəlişinin tətbiqi zamanı *imarith* tapşırığının parametrləri aşağıdakı kimi dəyişdirilir:

Noao => imred => echelle => epar imarith

operand1= AZTOThar15.fits

Operand image or numerical constant

op =

operand2= NAZTOFlat1.fits

result =FAZTOThar15.fits

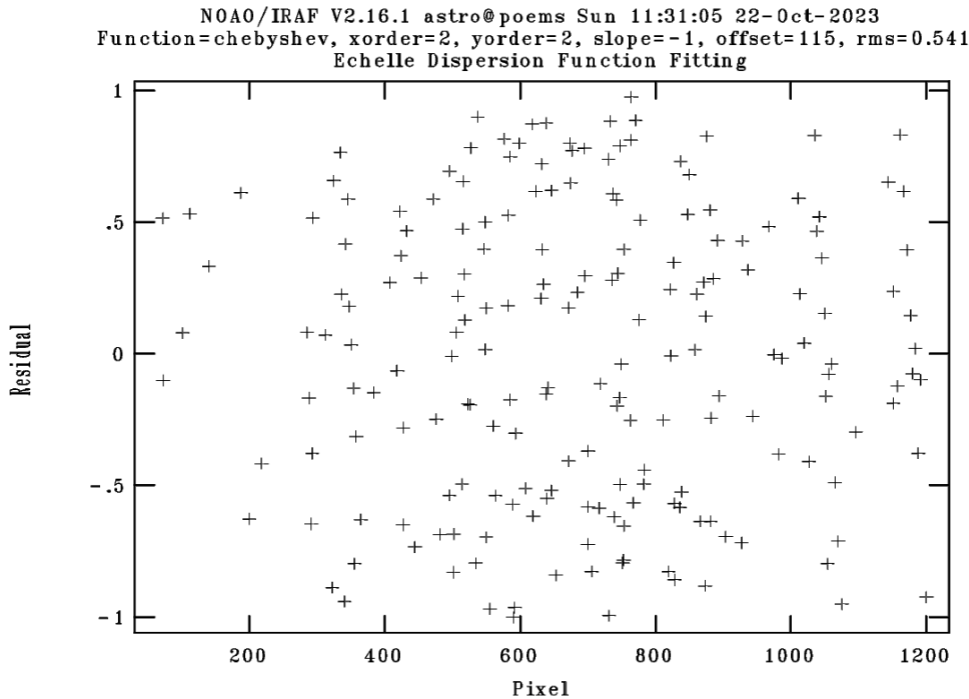
Operator

Operand image or numerical constant

Resultant image

1. **Spektrləri pikseldən dalğa uzunluğu şkalasına keçirilməsi:** bu proses özü üç mərhələdən ibarətdir. Birinci mərhələdə müqaisə spektrlərinin *ecidentify* tapşırığı tətbiq edilməklə torium-arqon atlasından istifadə olunaraq məlum olan spektral xəttlərin dalğa uzunluqlarının qeyd olunmasıdır. Tapşırıq əmri verildikdə IRAF term pəncərəsi açılır və aperturaları qeyd olunmuş müqaisə spektri nümayiş olunur. Tərtibləri dəyişmək üçün “J” “K” klavişlərindən istifadə olunur. IRAF proqramının daxilində bütün optik diapazonu əhatə edən torium-arqon xəttlərinin siyahısı mövcuddur. Eşelle spektrlərində tərtiblərin sayı çox olduğundan (bizim misalımızda 65) əvvəlcə müəyyənləşdirilməsi asan olan başlanğıc, orta və son tərtiblərdən bir neçəsində, hər tərtibdə 5-dən yuxarı olmaqla xətlərin dalğa uzunluğu qeyd olunur. Sonra isə atlasdan istifadə etməklə xəttin dalğa uzunluğu müəyyən olunur və xəttin mərkəzində “m” (make) kalvişindən istifadə etməklə dalğa uzunluğu yazılır. Əgər xəttin dalğa uzunluğu düzgün qeyd olunubsa bu zaman xəttin dalğa uzunluğu pəncərədə əks olunacaq. Xəttin dalğa uzunluğu düzgün tapılmadıqda isə qeyd olunan dalğa uzunluğu dəyişərək əks olunur. Bu zaman “d” klavişindən istifadə etməklə dalğa uzunluğunu silmək və yenidən müəyyənləşdirmək lazımdır. Birinci tərtibdən sonuncu tərtibə kimi bütün tərtiblər boyunca bərabər paylanmaqla ən azı 4 tərtib seçilir. Seçilmiş bütün tərtiblərin əvvəlindən sonuna kimi, kənarları da əhatə etməklə ən az 5 xəttin dalğa uzunluğu düzgün müəyyənləşdirilir və sonra *fit* olunur. Bu zaman spektr pikseldən dalğa uzunluğuna keçir. Sonrakı mərhələlərdə dəqiqliyin artırılması üçün bütün tərtiblərdə xətlərin müəyyənləşdirilməsi lazım gəlir. Birinci tərtibdən başlayaraq bütün tərtiblərdə “y” vasitəsilə avtomatik dalğa uzunluqları qeyd olunur və bunların içərisindən düzgün olanlar saxlanılmaqla kənaraxımlar silinir. Qeyd olunan proses bütün tərtiblər üçün aparılır. Nəticədə Şəkil 2-dəki görüntü əldə olunur. İkinci mərhələ birinci mərhələdə təyin olunan dalğa uzunluqlarının digər spektrlərə tətbiq olunmasıdır. Bunun üçün *refspectra* tapşırığı tətbiq edilir. Üçüncü mərhələ *dispcor* tapşırığı vasitəsilə dispersiyanın qurulmasıdır [7-9].

Texniki mərhələ müqaisə spektrinin pikseldən dalğa uzunluğuna keçirilməsi ilə başa çatmış olur.



Şəkil 2

Müqaisə spektrində dispersiyanın qurulmasına dair nümunə.

Tədqiq olunan obyektin spektrlərinin emalı

1. Tədqiq olunan obyektin spektrlərinin emalı zamanı əvvəlcə müqaisə spektrlərində qeyd olunduğu kimi *trim*, *overscan* və *sıfır* düzəlişləri tətbiq edilir. Bu əməliyyat müvafiq tapşırıqların daxil edildiyi fayl hissəsinə, yəni *input-a* obyektin spektrlərinin siyahısını daxil etdikdən sonra icra olunur. Bir gecədə adətən eyni obyektin iki spektri alınır və gecə ərzində dəyişkənlik olmadıqda spektrlər matris formada ortalaşdırılır. Bunun üçün *imcombine* tapşırığından istifadə olunur.

Tədqiq olunan obyektin spektrləri üçün trim və overscan düzəlişi:

Noao => imred => echelle => epar ccdproc

input: filename or list(@obj.lst)

output: (TO@obj.lst)

ccdtype: (flat)

oversca: yes

trimcal: yes

Tədqiq olunan obyektin spektrləri üçün sıfır düzəlişi:

Noao => imred => echelle => epar ccdproc

input: (TO@obj.lst)

output: (ZTO@obj.lst)

ccdtype: (object)

(overscan = no) Apply overscan strip correction?

(trim = no) Trim the image

(zerocor = yes) Apply zero level correction?

(zero = "TOZero.fit") Zero level calibration image

2. **Tədqiq olunan obyektin spektrləri üçün aperturanın tətbiq olunması:** gündüz göyünün spektrində təyin olunmuş aperturalar flat və müqaisə spektrində olduğu kimi obyektin spektrinə də tətbiq olunur. Bu zaman *apall* tapşırığının parametrləri aşağıdakı kimi müəyyən olunur:

Noao => imred => echelle => epar apall

input: ZTO@obj.lst

output: A ZTO@obj.lst

<i>(format = "echelle")</i>	<i>Extracted spectra format</i>
<i>(references = "ZTOSky.fit")</i>	<i>List of aperture reference images</i>
<i>(profiles = "")</i>	<i>List of aperture profile images\n</i>
<i>(interactive = yes)</i>	<i>Run task interactively?</i>
<i>(find = no)</i>	<i>Find apertures?</i>
<i>(recenter = yes)</i>	<i>Recenter apertures?</i>
<i>(resize = yes)</i>	<i>Resize apertures?</i>
<i>(edit = yes)</i>	<i>Edit apertures?</i>
<i>(trace = yes)</i>	<i>Trace apertures?</i>
<i>(fittrace = yes)</i>	<i>Fit the traced points interactively?</i>
<i>(extract = yes)</i>	<i>Extract spectra?</i>
<i>(extras = no)</i>	<i>Extract sky, sigma, etc.?</i>
<i>(review = yes)</i>	<i>Review extractions?\n</i>

Recenter apertures for ZTO@obj.lst (yes):

Write apertures for ZTO@obj.lst to database (yes):

Extract aperture spectra for ZTO@obj.lst? (yes):

Review extracted spectra from ZTO@obj.lst? (yes):

Review extracted spectrum for aperture 1 from ZTO@obj.lst? (yes):

3. Tədqiq olunan obyektin spektrlərində aperturalar müəyyən olunduqdan, yəni spektrlər martis formadan vektorial formaya keçirildikdən sonra spektrlərə hamar sahə düzəlişi tətbiq edilir:

Noao => imred => echelle => epar imarith

operand1=AZTO@obj.lst

Operand image or numerical constant

op =

Operator

operand2=NAZTOFlat1.fits

Operand image or numerical constant

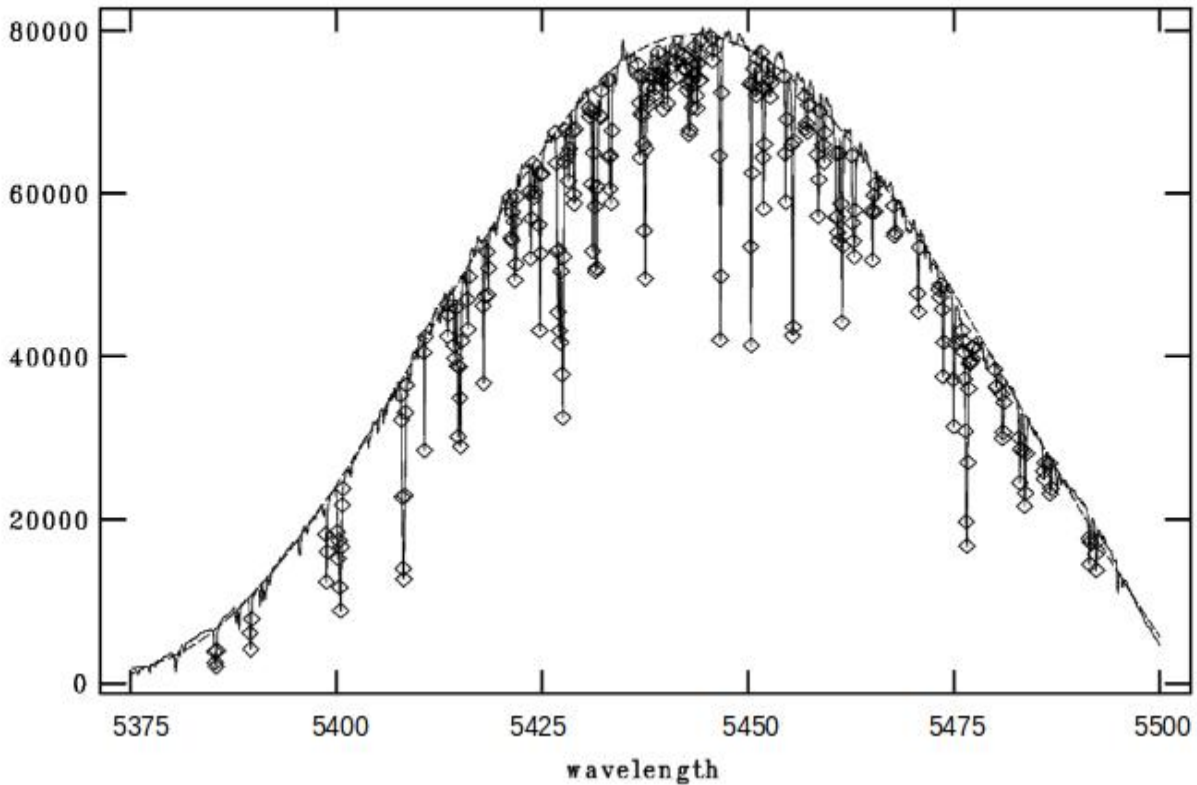
result =AZTO@obj.lst

Resultant image

4. **Tədqiq olunan obyektin spektrlərinin pikseldən dalğa uzunluğuna keçirilməsi.** Bu mərhələdə *refspectra* tapşırığı tətbiq edilir və müqaisə spektrindən istinad olaraq istifadə edilir, daha sonra *dispcor* tapşırığı vasitəsilə dispersiya qurulur.

5. Tədqiq olunan obyektin spektrinə *setjd* tapşırığı vasitəsilə heliosentrik düzəliş və *dopcor* tapşırığı vasitəsilə dopler düzəlişi olunur.

NOAO/IRAF V2.16.1 astro@poems Sun 17:38:21 22-Oct-2023
 func=spline3, order=4, low_rej=3, high_rej=3, niterate=10, grow=1
 total=1250, sample=1250, rejected=282, deleted=0, RMS= 908.
 AZTOSky.fits, [36,1]
 Twilight-sky



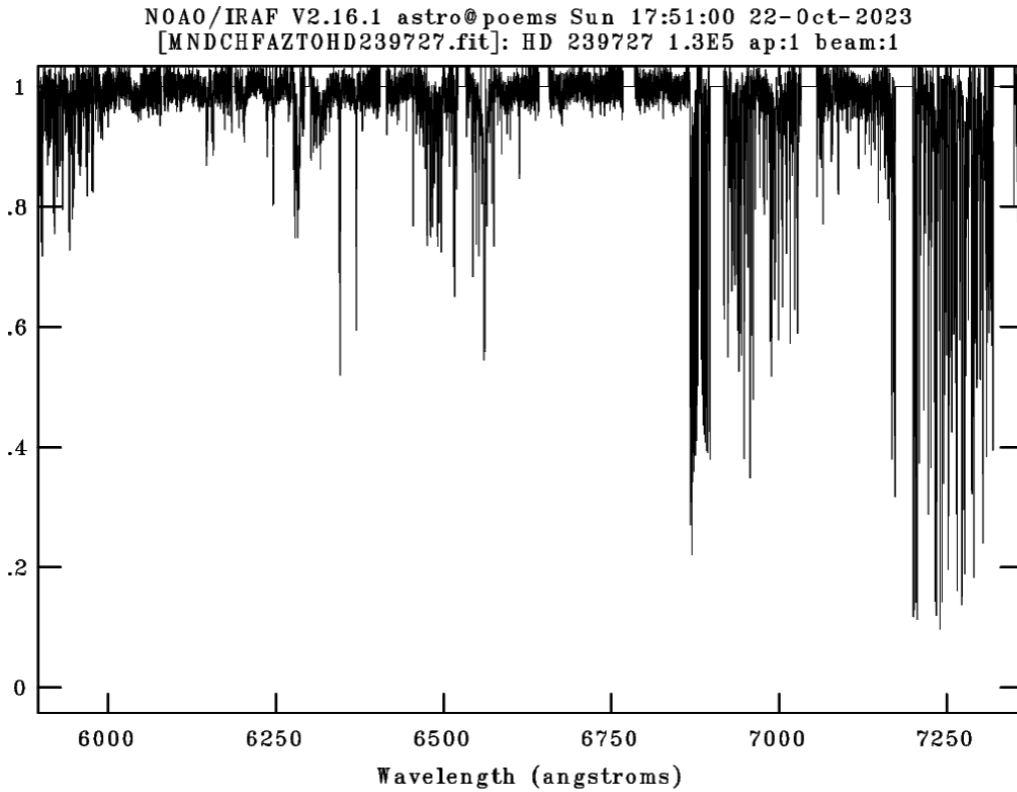
6. Tədqiq olunan obyektin spektrinə *continuum* tapşırığı vasitəsilə yerinə yetirilir. Tapşırıq kəsilməz spektrin səviyyəsini avtomatik müəyyən edərək kontinumu keçirir. Kontinuumun qurulması spektrlərin emalının önəmli mərhələlərindən biridir. Kəsilməz spektrin səviyyəsini düzgün müəyyən olunması ölçmələrin dəqiqliyi baxımından çox vacibdir bu səbəbdən çox vaxt avtomatik keçirilən kontinuma düzəliş etmək lazım gəlir. Bunun üçün Şəkil 3-də açılan pəncərədə “s-s” vasitəsilə kontinuumun keçəcəyi sahələri yenidən yazmaq və “z” vasitəsilə uyğun olmayan hissələri silmək lazımdır [9].

Şəkil 3

Kontinuumun keçirilməsinə dair nümunə.

7. Nəhayət, tədqiq olunan obyektin spektrinin emalının son mərhələsi tərtiblərin birləşdirilərək birtərtibli spektrə gətirilməsidir. Bunun üçün *scombine* və *sarith* tapşırıqlarından istifadə olunur. Nəticədə Şəkil 4-dəki görüntünü alırıq.

Spektrin emalının bütün mərhələləri tamamlandıqdan sonra məsələnin qoyuluşundan asılı olaraq IRAF proqramı vasitəsilə spektral xəttin müxtəlif fiziki parametrlərinin qiyməti ölçülə bilər. Yaxud, emal prosesinin sonunda emal olunmuş spektr PYTHON, IDL, SPAS və s. proqram dillərində yazılmış skriptlər və ya proqramlar vasitəsilə analiz oluna bilər.



Şəkil 4

Emal prosesində eşelle spektrin IRAF proqramı vasitəsilə birtərtibli spektrə gətirilməsi və spektrin H α xətti oblastındakı ($\lambda = 6000 \div 7250 \text{ \AA}$) görüntüsü.

NƏTİCƏ

IRAF proqram paketinin Şamaxı Astrofizika Rəsədxanasının 2-m teleskopunda alınan eşelle spektrlərinin emalına tətbiqi əsasən aşağıdakı nəticələri verir:

1. Tədqiqat nəticəsində aydın olmuşdur ki, IRAF proqram paketi ilə spektrlərin emalı zamanı dispersiyanın qurulması və kəsilməz spektrin keçirilməsi mərhələləri ŞAR-da uzun müddət istifadə olunan DECH proqram paketi ilə müqaisədə daha asan və qısa müddətə başa gəlir.
2. ŞAR-ın 2-m teleskopunda alınan eşelle spektrlərinin IRAF proqramında emalı zamanı spektri matris formadan vektorial formaya keçirmək üçün aperturaların təyin olunması zamanı müqayisə üçün gündüz göyünün spektrindən istifadə etmək daha məqsədə uyğundur.
3. ŞAR-ın 2-m teleskopunda alınan eşelle spektrlərinin IRAF proqramında emalı zamanı pikseldən dalğa uzunluğuna keçid üçün torium-arqon spektrindən istifadə etmək daha əlverişlidir.

Alınmış nəticələr ŞAR-da alınan eşelle spektrlərinin IRAF proqramı vasitəsilə emal olunmasında tədqiqatçılar üçün zəngin məlumat bazası ola bilər.

Müəllif dəyərli məsləhətlərinə və bəzi qeydlərinə görə fizika üzrə fəlsəfə doktoru, dos. Əliqulu Xəlilova dərin minnətdarlığını bildirir.

1. J.Barnes. *A Beginner's Guide to Using IRAF (IRAF Version 2.10)*, National Optical Astronomy Observatories, Tucson, Arizona, (1993) 65.
2. Peter MB Shames, Doug Tody, *A User's Introduction to the IRAF Command Language Version 2.3*, National Optical Astronomy Observatories, (1986) 91.
3. A.B.Həsənova, A.B.Rüstəmov, *Şamaxı Astrofizika Rəsədxanasının 2-m teleskopunda alınan eşelle spektrlərin IRAF proqram paketi vasitəsilə ilkin emalı metodikası*, AMEA-nın Xəbərləri, Fizika-Texnika və Riyaziyyat Elmləri Seriyası, Fizika və Astronomiya, **XLIII** №2 (2023) 135-142.
4. X.Mikayılov, *Eşelle spektrometrlərin işlənilib hazırlanması və simbiotik ulduzların spektral tədqiqi*, Bakı, (2010).
5. Kh.M.Mikailov, F.A.Musaev, I.A.Alekberov et al., *Shamakhy Fiber Echelle Spectrograph*, *Kinem. Phys. Celestial Bodies*, **36** issue 1 (2020) 22-36.
6. Kh.M.Mikailov. *ShaFES: Shamakhy Fibre Echelle Spectrograph*. *Astron. J. of Azerbaijan*, **12** (2017) 4-28
7. Ph.Massey. *A User's Guide to CCD Reductions with IRAF*, (1997) 53.
8. D.Willmarth, J.Barnes. *A User's Guide to Reducing Echelle Spectra With IRAF*, *National Optical Astronomy Observatories*, (1994) 22.
9. <https://iraf.net/>

REDUCTION OF ECHELLE SPECTRA WITH IRAF SOFTWARE PACKAGE

A.B.HASANOVA

Presenting the method of reduction the echelle spectra obtained in Shamakhy Astrophysical Observatory using the IRAF software package has been done.

As a result of the research, it was found that the stages of establishing dispersion and conducting a continuous spectrum when processing the spectrum using the IRAF software package are performed more simple and quick compared to the DECH software package, which has long been used in ShAR.

It has been established that it is more appropriate to use the spectrum of the daytime sky as a comparison when determining apertures for converting spectra from a matrix form to a vector one.

ОБРАБОТКА ЭШЕЛЛЕ-СПЕКТРОВ С ПОМОЩЬЮ ПРОГРАММНОГО ПАКЕТА IRAF

A.B.ГАСАНОВА

Представлен метод обработки эшелле-спектров, полученных в Шамахинской астрофизической обсерватории (ШАР) с использованием программного пакета IRAF (*Image Reduction and Analysis Facility*).

В результате исследований установлено, что этапы установления дисперсии и непрерывности спектра при его обработке с помощью программного пакета IRAF являются более простыми и кратковременными при эксплуатации по сравнению с программным комплексом DECH, который уже давно используется в ШАР.

Установлено, что спектр дневного неба целесообразнее использовать в качестве сравнения при определении апертур для преобразования спектров из матричной формы в векторную.

UOT 524.3

T BUĞA TIP ULDUZLARININ TƏKAMÜLÜ VƏ XARAKTERİSTİKALARI

F.S.HÜSEYNOVA

*Elm və Təhsil Nazirliyi, Batabat Astrofizika Rəsədxanası
AZ 7000, Azərbaycan, Naxçıvan şəh., Heydər Əliyev pr., 35
faidahuseynova@gmail.com*

Daxil olub: 08.01.2024
Çapa verilib: 01.03.2024

REFERAT

Məqalədə TTS tipli ulduzları və onun alt qrupları haqqında geniş məlumat verilmişdir. TTS-in spektrində qadağan olunmuş [OI] λ 6300 Å xətti üstünlük təşkil edir. Aydın olmuşdur ki, əsasən TTS ulduzlarında Baş Ardicillığın ulduzları ilə müqayisədə böyük infraqırmızı şüalanma artıqlığı mövcuddur və ulduz fotosferini əhatə edən isti toz örtüyü tərəfindən yaradılır. Qeyri-müəyyən dəyişən spektral şüalanma xətləri ulduz aktivliyini artması ilə akkresiya diski və ulduz küləyinin əmələ gəlməsi müəyyənləşdirilmişdir. Ulduzun Balmer seriyası H xətləri ($H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$, $H\delta$ və s.) bir qayda olaraq hər zaman şüalanma spektrində görünür.

Açar sözlər: T Tauri ulduzları, ulduz küleyi, akkresiya diski

İlk dəfə T Buğa (TTS) tip ulduzlar qeyri-müəyyən dəyişənlər kimi Joy tərəfindən tədqiq edilmişdir [2]. Bu ulduzlar kütlələri $0.1 < M^*/M_{\odot} < 2.5$, yaşı 1-10 mln il tərtibində olan cavan ulduzlardır. TTS ulduzları ətrafında qara buludlar mövcuddur, hidrogen və metal xətlərində olduğu kimi Ca II H və K xətlərində də güclü şüalanma spektri müşahidə olunur. T Tauri ulduzları sürətli erkən təkamül dövrü boyunca qalın optik ulduzörtüyünü saxlayır. Ulduz kütləsi $\sim 2.5 M_{\odot}$, temperaturu $\sim 8500\text{K}$ ulduzlarda konvektiv zona hələ də mövcuddur və maqnit sahəsinin yaranması üçün əlverişlidir. Ulduz maddəsinin qalıqlarındakı maqnit sahəsi və konveksiya hesabına onun güclənməsi nəticəsində T Buğa tipli gənc ulduzlarda maqnit sahəsinin mövcud olması təbii-dir. [16]. Bu ulduzların cavan ulduz olduğuna dair əsas sübutlar aşağıdakı kimidir:

a) Ulduz əmələ gətirən bölgələrlə assosiasiya - Ulduz əmələ gətirən bölgə gənc dumanlığın (molekulyar bulud, qaranlıq/emissiya dumanlığının), OB assosiasiyasının və infraqırmızı obyektlər qruplarının birləşməsi kimi xarakterizə olunur. TTS-lər bu obyektlərlə birlikdə mövcuddur və tez-tez O birləşmələri ilə və ya onları müşayiət etmədən T assosiasiyasını meydana gətirirlər [7].

b) H-R diaqramında yerləşməsi - TTS-lər H-R diaqramında sağda və yuxarıda yerləşir və Baş Ardicillıqdan əvvəlki ulduz təkamülü ilə uyğunlaşması var.

c) Spektral xüsusiyyətləri- dəyişən şüalanma xətləri əmələ gətirən güclü ulduz aktivliyi inkişaf etmiş akkresiya diski və ya ulduz küləyinin mövcudluğunu göstərir. Həmçinin TTS-də Li xəttinin çox olması ulduzların cavan ulduz olduğunu sübut edən əsas göstəricidir (bu xəttə görə təyin olunmuş litiumun miqdarı 400 dəfə çox alınır) [6].

Baş Ardicillıqda optik görünən TTS ulduzlarının mərkəzə doğru akkresiya axınına görə bir neçə sinifə ayrılır [3]:

1. CTTS (classical TTS) - spektrində güclü şüalanma xətləri olan K0 və daha soyuq spektral siniflərə aid ulduzlar ($WH\alpha \geq 10A^*$, (Herbst və b.[11]).

2. WTTS (weak-lined TTS) - spektrində zəif $H\alpha$ şüalanma xətləri olan soyuq ulduzlar ($WH\alpha < 10 A^*$, (Herbst və b.[11]).

3. NNTS (naked TTS) - ulduzətrafi diski tamamilə itirilmiş, dərin təkamül etmiş ulduzlar, (Walter və b.[17])

4. ETTS (early-type TTS) - rəng və spektral dəyişmələrinə görə CTTS ulduzlarından müəyyən qədər fərqlənən, K0 spektral sinfindən daha isti ulduzlar, (Herbst və b.[11])

5. PTTS (post TTS) - NTTS tip ulduzlarından bir o qədər də fərqlənməyən, təkamül mərhələsi bitdikdən sonra Baş Ardıcılığı tərək edən ulduzlar, (Pallavicini və b.[15])

Spektral xüsusiyyətləri - TTS-lərin optik spektri güclü şüalanma xətləri ilə xarakterizə olunur. Ca II H, K və $H\alpha$ xətlərində emissiyanın mövcud olduğunu Herbig [10] Tau-Aur qaranlıq bulud bölgəsinin böyük bir sahəsində və bütün məlum TTS-lərdə Ca II H və K emissiyasını aşkar etdi.

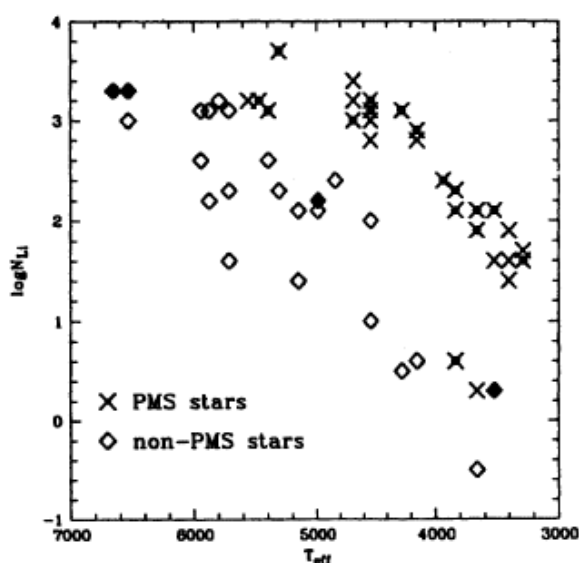
Walter və d.[17] tərəfindən Ca II K şüalanmanın səth axını K və M spektral siniflərində pik səviyyədə görünür. Digər tərəfdən, soyuq ulduzlara doğru $H\alpha$ səthi axınının Ca II K-yə nisbəti artır. Bu isə göstərir ki, şüalanma itkilərinin hazırkı mənbəyi tədricən G tipli ulduzlardakı Ca II və Mg II-dən M tipli ulduzlardakı $H\alpha$ emissiyasına dəyişir.

Fe I-də flürens emissiya xəttinin mövcudluğu - Herbig tərəfindən Fe I $\lambda 4063\text{\AA}$ və $\lambda 4132\text{\AA}$ şüalanma xətlərinin güclənməsi flüoresan mexanizmi ilə izah edilmişdir. Ca II H və $H\epsilon$ xətləri ümumiyyətlə $\lambda 3969\text{\AA}$ diapazonunda güclü şüalanmada olur [5].

TTS-in spektrində qadağan olunmuş [OI] $\lambda 6300\text{\AA}$ xətti üstünlük təşkil edir. Karbit və b. İşində 36 TTS ulduzdan 23-nün spektrində müxtəlif intensivliyə malik $H\alpha$ şüalanmada [OI] $\lambda 6300\text{\AA}$ xətti aşkar edildi [1]. Bəzi ulduzlarda həmçinin [SII] $\lambda 6717, 6731\text{\AA}$, [OI] $\lambda 6363\text{\AA}$, [NII] $\lambda 6548, 6584\text{\AA}$ qadağan olunmuş xətlərə rast gəlmək olar. Bu xətlərə görə qazın elektron sıxlığı təqribən 10^6 sm^{-3} olur. Bu onu göstərir ki, qadağan olunmuş xətlər ulduz küləyinin aşağı sıxlığa malik olduğu daha yuxarı qatlarında yaranır.

Herbig tərəfindən TTS tip ulduzlarda Li miqdarı Baş Ardıcılığın digər ulduzlarına nisbətən iki dəfə güclü olduğu aşkarlandı [6]. Bu bir daha TTS ulduzlarının cavan ulduz olduğunun sübut etdi. Li atomları ulduzun dərin konvektiv qatlarında protonlarla toqquşaraq dağıla bilir. Magazzu və d. tərəfindən Li miqdarı ulduzun effektiv

temperaturuna, yaşına və kütləsinə necə təsir etdiyini görmək üçün ölçülmüşdü [12,11]. Şəkil 1-dən görüldüyü kimi, Baş Ardıcılıq ulduzlarında Li miqdarı digər ulduzlara nisbətən iki dəfə çoxdur və qırmızı ulduzlara tərəf getdikcə əhəmiyyətli dərəcədə azalır. Bu onunla izah olunur ki, qırmızı ulduzlarda konvektiv qatların genişlənməsi ilə Li atomunun parçalanması daha sürətli baş verir. Martin və d. işində həmçinin göstərildi ki, böyük fırlanma sürətinə malik olan TTS-də Li artıqlığı mövcuddur və bunu Li atomlarının daha dərin konvektiv qatlara nüfuz etməsinə mane olan fırlanma təsiri kimi başa düşmək olar [14].



Şəkil 1

TTS ulduzlarda Li atomunun miqdarı.

Ulduz küləyi və akkresiya - Karbit və d. işində göstərilmişdir ki, akkresiya seli və ulduz küləyi arasındakı əlaqə akkresiya disk küləyinin güclənməsinə səbəb olur [1]. 36 TTS ulduzun $H\alpha$ və qadağan olunmuş xətlərinin spektral xüsusiyyətlərinə əsasən optik və infraqırmızı fotometrik müşahidə nəticələri aşağıdakı kimi göstərilmişdir:

1) Tədqiq olunan bütün ulduzların $H\alpha$ şüalanma xəttinin ekvivalent eni $1-140\text{\AA}$ intervalında geniş bir diapazonu əhatə edir. Bundan başqa, 23 ulduzda bənövşəyi tərəfə sürüşən qadağan olunmuş [OI] $\lambda 6300\text{\AA}$ xətti aşkarlanmış, TTS-in əksəriyyətində yüksək enerjili külək və qeyri-şəffaf ulduzətrafi disk əlamətləri var.

2) Güman olunur ki, [OI] $\lambda 6300\text{\AA}$ xətti ulduzun yuxarı qatlarında yaranır. $H\alpha$ və qadağan olunmuş

xətlər bir-birilə yaxşı korrelyasiya edir. Bu korrelyasiya isə onu göstərir ki, ulduz küləyinin ulduzlar arasında geniş diapazonda kütlə itkisinə malikdir.

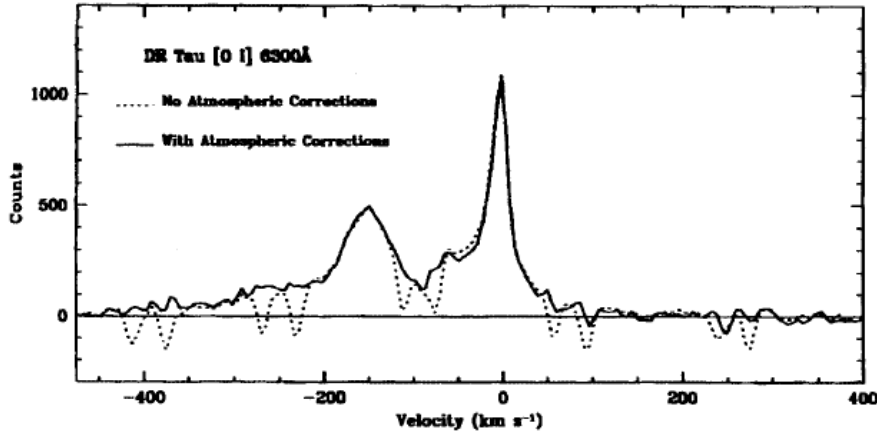
3) Akkresiya diskində İQ şüalanma artıqlığı adətən ulduzətrafi tozdan əmələ gələn istilik şüalanması kimi qəbul edilir. Burada [OI], $H\alpha$ şüalanma xətlərinin intensivliyi və İQ artıqlıq arasında müsbət korrelyasiya olduğu görünür. Bu korrelyasiya isə qazın akkresiya tempi ilə kütlə itkisi tempi arasında nəzərə çarpacaq dərəcədə əlaqə olduğunun sübutudur.

4) Burada görünür ki, [OI], $H\alpha$ şüalanma xətlərinin intensivliyi arasında olduğu kimi, ulduz işıqlığı (L^*) və digər parametrlər arasında korrelyasiya mövcud deyil və İQ artıqlıq ulduzda yox, diskdə

yanarır. Deməli, TTS-də bu xətlər ulduz küləyinin göstəricisidir.

Yuxarıda qeyd olunanlardan belə bir nəticəyə gəlmək olar ki, akkresiya diski ulduz səthinə qaz və tozun tökülməsilə, disk küləyi isə tökülən qazın qravitasiya enerjisi hesabına yanarır.

Disk küləyinin mövcud olması Hartigan və d. işində yüksək dispersiyalı spektroskopik müşahidələr nəticəsində məlum olmuşdur [4]. Belə ki, müxtəlif radial sürətə malik [OI], [SII] və [NII] xətlərin profilində iki komponent var. Şəkil 2-də aydın görünür ki, DR Tau ulduzunda [OI] $\lambda 6300\text{\AA}$ xətti cüt pik profilindədir. Yüksək radial sürətə ($\sim -150\text{ km} \cdot \text{san}^{-1}$) malik birinci komponent qaz axımını göstərir və ulduzun özündə yaranan ulduz küləyi olduğu güman edilir.



Şəkil 2

DR TAU ulduz spektrində [OI] $\lambda 6300\text{\AA}$ xəttinin profili.

Aşağı radial sürətə malik ikinci komponent ($\sim 5\text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$) yüksək sıxlığa malik qaz axımıdır və disk küləyi akkresiya diskində yanarır.

TTS qrupunda CCTS tip ulduzların alt qrupuna aid olan FU Orionus ulduzlarının parlaqlığında bir neçə sürətli və davamlı artmalar, həmçinin çox yavaş sönmələr müşahidə olunur. Prototip ulduz olan FU Ori, 1936-1937-ci illərdə 4 aylıq bir müddət ərzində parlaqlığın qəfil 6 mag artım nümayiş etdirdi və sonra onun işığı 60 il ərzində tədricən yalnız bir maqnituda azaldı. FU Ori ulduzlarının sürətli parlaqlığı kütləvi akkresiya axımının artması ilə yaranan böyük miqyaslı partlayışın təsirindən yanarır. Yüksək parlaqlıq səviyyəsi yüksək akkresiya dərəcəsinin davam etdiyi

müddətdə saxlanılır. Sürətli ulduz küləklərinin müşahidə olunması göstərir ki, akkresiya diskinin daxilində baş verən bəzi böyük partlayışlar ulduz küləyinin sürətləndirir. Güman olunur ki, FU Ori ulduzları TTS-in təkamül prosesinin çox aktiv mərhələsindədir.

Herbig və d. işində FU Ori və V1057 Cyg ulduzlarında apardığı yeddi illik spektroskopik müşahidələrdən məlum olmuşdur ki, 1938-1939-cu illərdə malik olduğu parlaqlıqdan yalnız 1 mag az olarkən, V1057 isə təxminən 2000-ci ildə minimum işığa çatdıqdan sonra parlaqlığı bir qədər bərpa olundu [8]. Bu period ərzində hər iki ulduzun $H\alpha$ şüalanma xəttində P Cyg profilli aşkarlanmışdır.

Yuxarıda göstərilən spektral xüsusiyyətlərdən bir daha aydın olur ki, HAEBE tip TTS cavan ulduzlarının hələ də təkamülü davam edir. Həmçinin T Tauri ulduzların spektrində Li I $\lambda 6707\text{\AA}$ xəttinin aşkarlanması bu ulduzların cavan ulduz

olduğunu bir daha sübut edir. YY Ori ulduzları da maddə axını və akkresiya diski ilə əhatələnmiş, TTS tip ulduzların ilkin təkamül mərhələsinin cavan ulduzlardır.

1. S.Cabrit, S.Edwards, S.E.Strom, K.M.Strom. Forbidden-line emission and infrared excess in T Tauri stars: Evidence for accretion-driven mass loss, *Ap. J.*, **354** (1990) 687-700.
2. A.H.Joy. Spectral criteria in the classification of Variable stars, *P. A. S. P.*, **54** (1942) 15-18.
3. Z.N.Ismailov, B.Volkan, S.A.Alishov, Sh.K.Ismayilova, F.S.Huseynova. Some observational properties of the Herbig Be Star AS 310, *Advances in Space Research.*, **73** (2024) 223-235.
4. P.Hartigan, S.Edwards, L.Ghandour. Disk accretion and mass loss from young stars, *Ap. J.*, **452** (1995) 736-768.
5. G.H.Herbig. Emission lines of Fe I in RW Aurigae, *P.A.S. Pacific.*, **57** (1945) 166-168.
6. G.H.Herbig. Lithium abundances in F5-G8 stars, *Ap. J.*, **141** (1965) 588-609.
7. G.H.Herbig. Radial velocities and spectral types of T Tauri stars, *Ap. J.*, **214** (1977) 747-758.
8. G.H.Herbig, P.P.Petrov, R.Duemmler. High-resolution spectroscopy of FU Orionis stars, *Ap. J.*, **595** (2003) 384-411.
9. G.H.Herbig. Radial velocities and spectral types of T Tauri stars, *Ap. J.*, **214** (1977) 747-758.
10. G.H.Herbig, F.J.Vrba, A.E.Rydgren. A spectroscopic survey of the Taurus-Auriga dark clouds for pre-main sequence stars having Ca II H, K emission, *A.J.*, **91** (1986) 575-582.
11. W.Herbst, D.Herbst, E.J.Grossman, D.Weinstein. Catalogue of UBVR photometry of T Tauri stars and analysis of the causes of their variability, *A.J.*, **108** (1994) 1906-1923.
12. A.Magazzu, R.Rebolo, Ya.V.Pavlenko. Lithium abundance in classical and weak T Tauri stars, *Ap. J.*, **392** (1992) 159-171.
13. A.Magazzu, J.M.Alcala, E.Coving. Lithium, rotation, and activity in Chamaeleon T Tauri stars, *Mem. Soc. A. Italia.*, **65** (1997) 925-928.
14. P.S.The, M.R.Perez, E.J.van den Heuvel. The Nature and Evolutionary Status of Herbig Ae and Be stars, *ASP Conf. Ser. San Francisco, CA.*, **62** (1994) 63-71.
15. R.Pallavicini, L.Pasquini, S.Randich. Optical spectroscopy of post-TTS star candidates, *Astron. & Astrophys.*, **261** (1992) 245-254.
16. T.Simon, T.R.Ayres, S.Redfield, J.L.Linsky. Limits on Chromospheres and Convection among the Main-Sequence A Stars, *Astrophys. J.*, **579** (2002) 800.
17. F.M.Walter, A.Brown, R.D.Mathieu, P.C.Myers, F.J.Vrba. X-ray sources in regions of star formation. III. Naked T Tauri stars associated with the Taurus-Auriga Complex, *A.J.*, **96** (1988) 297-325.

EVOLUTION AND CHARACTERISTICS OF T TAURUS-TYPE STARS

F.S.HUSEYNOVA

The article provides extensive information about TTS-type stars and their subgroups. The spectrum of TTS is dominated by the forbidden [OI] $\lambda 6300\text{\AA}$ line. It has been found that mainly TTS stars have a large excess of infrared radiation compared to Main Sequence stars, generated by the hot dust mantle surrounding the stellar photosphere. The formation of the accretion disk and stellar wind with the increase of stellar activity is determined by the uncertain variable spectral emission lines. A star's Balmer series H lines ($H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$, $H\delta$, etc.) are usually always visible in the radiation spectrum

ЭВОЛЮЦИЯ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗВЕЗДЫ ТИПА Т ТЕЛЬЦА

Ф.С.ГУСЕЙНОВА

Представлена обширная информация о звездах типа TTS и их подгруппах. В спектре TTS преобладает запрещенная линия [O I] $\lambda 6300\text{Å}$. Было обнаружено, что, в основном, звезды TTS имеют большой избыток инфракрасного излучения по сравнению со звездами Главной последовательности, генерируемого горячей пылевой мантией, окружающей звездную фотосферу. Формирование аккреционного диска и звездного ветра с ростом звездной активности определяется неопределенными переменными спектральными эмиссионными линиями. H-линии бальмеровской серии звезды (H α , H β , H γ , H δ и т. д.) обычно всегда видны в спектре излучения.



AKADEMİK ARİF PAŞAYEV - 90

Azərbaycan elminin görkəmli nümayəndəsi, Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyasının və Beynəlxalq akademiyaların həqiqi üzvü, fizika-riyaziyyat elmləri doktoru, professor, Azərbaycan Dövlət Mükafatı laureatı, Milli Aviasiya Akademiyasının rektoru, Azərbaycanı dünyada tanıtdıran alimlərimizdən olan Arif Mircəlal oğlu Paşayevin 90 yaşı və elmi fəaliyyətinin 65 ili tamam olur.

Arif Paşayev 15 fevral 1934-cü ildə Bakıda anadan olmuşdur. 1957-ci ildə Odessa Elektrotexnika Rabitə İnstitutunu radiofizika ixtisası üzrə bitirib, 1959-cu ildə AMEA-nın Fizika İnstitutunda elmi fəaliyyətə başlayıb. Alim 1960-1964-cü illərdə Moskvada "QİREDMET" İnstitutunda aspirant olmuş, 1966-cı ildə "Yüksək və ifratyüksək tezliklərdə yarımkeçiricilərin parametrlərini ölçmək üçün kontaktsız üsul və cihazların işlənməsi" mövzusunda namizədlik dissertasiyasını müdafiə edərək, texnika elmləri namizədi alimlik dərəcəsi almışdır. Elmi axtarırlarını uğurla davam etdirən alim 1978-ci ildə "Yarımkeçiricilərin tədqiqində qeyri-dağıdıcı üsulların fiziki əsasları, inkişaf prinsipləri və tətbiqi perspektivləri" mövzusunda doktorluq dissertasiyasını müvəffəqiyyətlə müdafiə edərək fizika-riyaziyyat elmləri doktoru alimlik dərəcəsinə layiq görülmüşdür. O, 1978-ci ildə professor elmi adını almış, 1989-cu ildə AMEA-nın müxbir üzvü, 2001-ci ildə həqiqi üzvü seçilmişdir.

Arif Paşayev 1971-ci ildən AMEA-nın Fizika İnstitutunun Zədəsiz ölçmə və nəzarətin fiziki üsulları laboratoriyasının rəhbəridir. O, Fizika İnstitutunun elmi istiqamətlərinin müəyyənləşdirilmə-

sində, elmi kadrların hazırlanmasında fəal iştirak edir.

Arif Paşayevin elmi axtarırlarının əsas elmi istiqaməti yarımkeçiricilər fizikası və texnikasıdır. O, ilk dəfə olaraq yarımkeçirici materialların elektrofiziki parametrlərinin kontaktsız ölçmə üsullarının elmi əsaslarını işləmiş, bu üsulları reallaşdıran cihazlar, maşınqayırma məmulatına nəzarət üçün cərəyan burulğanlarından istifadə edən qurğular, mikrominiatur dəqiq çeviricilər yaradaraq seriya ilə onların istehsalat buraxılmasını təşkil etmişdir. Bu qurğular dünyanın bir çox elm mərkəzlərində, gəmiqayırma, maşınqayırma, hərbi sənayedə, geniş tətbiq olunan çevik nəzarət sistemlərinin yaradılmasında və digər istehsalat sahələrində müvəffəqiyyətlə istifadə olunur. Alimin əldə etdiyi elmi nəticələrin bir çoxu ixtira səviyyəsində işlənilib beynəlxalq sərgi və müsabiqələrdə qızıl, gümüş medallar və diplomlarla təltif olunmuş, bir sıra sənaye müəssisələrində tətbiq edilib. O, yüksək və ifratyüksək tezlikli diapazonlarda materialların zədəsiz tədqiqatlarının fiziki əsaslarını yaratmış, 40 ildən artıq bir dövrdə zədəsiz nəzarət yarımkeçiricilər fizikasının və ölçmə istiqamətlərinin elmi əsaslarının inkişafı, yeni istiqamətlərin yaradılması və onların tətbiqi ilə məşğul olmuşdur.

Onun elmi tədqiqatlara başladığı ilk illərdən irəli sürdüyü əsas prinsiplərdən biri fundamental fizikanın texnika ilə vəhdət şəklində inkişaf etməsidir. O, öz tədqiqatlarında bu prinsipə hər zaman əməl edirdi. Mürəkkəb tərkibli yarımkeçirici birləşmələrin monokristallarını almaq, onların xassələrini tədqiq edərək, prinsipə yeni qanunauyğunluqlar və fiziki hadisələr aşkara çıxarmaqla kifayətlənmir, onların əsasında müasir tələblərə cavab verən cihazlar yaratmaq məqsədilə təcrübi-konstruktor işləri görür və əldə etdiyi elmi tapıntılar yeni-yeni cihazların istehsalına gətirib çıxarırdı..

Akademik Arif Paşayev 1996-cı ildən indiyədək "Azərbaycan Hava Yolları" Dövlət Konserni Milli Aviasiya Akademiyasının rektorudur. Onun rəhbərliyi ilə akademiya tədris prosesi, elmi-metodik işlər yüksək səviyyədə təşkil edilmişdir. Milli Aviasiya Akademiyasında rektor vəzifəsinə təyin edildiyi vaxtdan burada "İqtisadiyyat və hüquq", "Avianəqliyyat istehsalatı", "İxtisasartırma" kimi kafedra və yeni ixtisaslar açılmışdır.

Burada ilk dəfə Azərbaycan dilində təhsilin aparılmasına başlanmışdır. Akademiyanın ərazisində yeni tədris korpusları, müasir tələblərə cavab verən idman kompleksi, tələbə yataqxanası, mehmanxana və s. binalar inşa edilmişdir.

Akademiyanın elmi fəaliyyəti buradakı dozimetrlərin, pilotsuz uçuş aparatlarının, minaların axtarılması və zərərsizləşdirilməsi üzrə radioidarəolunan robotların, radiotexniki təminat obyektlərinin texniki vəziyyətinə avtomatlaşdırılmış nəzərət sistemlərinin yaradılmasına və s. yönəldilmişdir. Milli Aviasiya Akademiyası Dövlətlərarası Aviasiya Komitəsinin qərarı ilə "Mülki Aviasiya ali təhsil müəssisəsi" sertifikatına layiq görülmüş və Beynəlxalq Mülki Aviasiya Təşkilatının ali təhsil müəssisələrinin siyahısına daxil edilmişdir.

Akademik Arif Paşayev 400-ə yaxın elmi əsərin, 15-dən artıq kitabın və monoqrafiyanın müəllifidir. Alim 30-dan çox ixtiraya görə müəlliflik şəhadətnaməsi alıb, medallar və diplomlarla təltif olunub. Arif Paşayev Azərbaycan Respublikasının Dövlət mükafatına, fizika sahəsindəki yüksək nailiyyətlərinə görə "SSRİ-nin ixtiraçısı" medalına, akademik Y.Məmmədəliyev adına medala və İngiltərə Beynəlxalq Bioqrafiya Mərkəzinin qızıl medalına layiq görülmüşdür. "VEKTOR" - Beynəlxalq Elm Mərkəzi Mükafat Komissiyasının qərarı ilə "Azərbaycanın tanınmış alimləri" beynəlxalq layihəsinin qalibi olmuş və "XXI əsrin tanınmış alimi" beynəlxalq diplomu ilə təltif edilib. Elm və təhsil sahəsindəki xidmətləri nəzərə alınaraq ona Beynəlxalq Elmlər Akademiyasının "Qızıl nişanı" təqdim olunub, Beynəlxalq Mühəndislik Akademiyasının yubiley Qızıl medalına, Ümumdünya Sülh Şurasının "Dünyanın səfiri" beynəlxalq diplomuna layiq görülüb. Azərbaycanda elmin, təhsilin inkişafında yüksək xidmətləri olan akademik Arif Paşayev "Şöhrət" və "Şərəf" ordenləri ilə təltif olunub.

O, Beynəlxalq Nəqliyyat, Beynəlxalq Mühəndislik, Beynəlxalq Ekoenergetika, Beynəlxalq Elmlər, Beynəlxalq İnformasiya akademiyalarının akademiki, Ukrayna Milli Aviasiya Universitetinin fəxri doktoru, Vyana Beynəlxalq Universitetinin fəxri professorudur.

Arif Paşayev Azərbaycan Respublikası Ali Attestasiya Komissiyasının Ekspert Şurasının, Tbilisi Texniki Universitetində Ərazi Şurasının üz-

vü, AMEA-da cihazqayırma üzrə Elmi Şuranın sədri, Azərbaycan Milli Aerokosmik Agentliyi və Milli Aviasiya Akademiyası nəzdində birləşmiş ixtisaslaşdırılmış şuranın həmsədri, Dövlətlərarası Aviasiya Komitəsi nəzdində aviasiya mütəxəssislərinin hazırlanması üzrə əlaqələndirmə şurasının üzvüdür. Alimin rəhbərliyi altında onlarla aspirant və dissertant namizədlik dissertasiyası müdafiə etmiş, eyni zamanda çoxlu sayda doktorluq dissertasiyalarına elmi məsləhətçi olmuş, Rusiyada, Ukraynada, Latviyada, Estoniyada və Azərbaycanda müdafiə olunmuş doktorluq dissertasiyaları üzrə rəsmi opponet kimi çıxış etmişdir.

Akademik Arif Paşayev Milli Aviasiya Akademiyası nəzdində dissertasiyaların müdafiəsi üzrə ixtisaslaşmış Şuranın sədri, Milli Aviasiya Akademiyası "Elmi məcmuələr" jurnalının, "Elmi əsərlər" toplusunun, "Səma" elmi-populyar jurnalın, Azərbaycan Mühəndislik Akademiyasının Xəbərləri jurnalının baş redaktorudur, Azərbaycan Respublikası Nazirlər Komitəsi yanında Kosmik məsələlər üzrə şuranın sədri, Azərbaycan Mühəndislik Akademiyasının prezidentidir.

Arif Paşayev yüksək elmi-praktiki potensialla malik olmaqla yanaşı, yüksək vətəndaşlıq, vətənpərvərlik hissləri ilə yaşayıb-yaradan, respublika əhəmiyyətli işlərdə, xüsusən Azərbaycanda aviasiya təhsilinin müasir səviyyədə inkişafına yorulmadan gərgin əmək sərf edən, gənc nəslin təlim-tərbiyə işlərində, onların yüksək vətənpərvərlik ruhunda tərbiyə olunmalarını xüsusi diqqətdə saxlayan qayğıkeş rəhbər, səmimi insan və ətrafında olan hər bir işgüzar, yaradıcı əməkdaşın yaxın məsləhətçisi və köməkçisidir.

Tanınmış alim, pedaqoq, elm təşkilatçısı, müdrik insan akademik Arif Paşayevi şanlı yubileyi münasibətilə ürəkdən təbrik edir, ona can sağlığı, uzun ömür, elmin və təhsilin yüksəldilməsi yollarında daha böyük uğurlar və nailiyyətlər arzulayırıq.

Redaksiya heyəti



AKADEMİK NAZİM MƏMMƏDOV - 70

Kondensə olunmuş halın fizikası sahəsində görkəmli alim və elm təşkilatçısı, fizika-riyaziyyat elmləri doktoru, professor, Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyasının həqiqi üzvü, Azərbaycan Respublikasının Dövlət Mükafatı laureatı Nazim Timur oğlu Məmmədov 5 noyabr 1953-cü ildə Bakı şəhərində anadan olmuşdur. Moskva “Polad və Xəlitələr” İnstitutunu 1975-ci ildə yarımkeçiricilər və dielektriklər ixtisası üzrə bitirmişdir. Elmi-tədqiqat Tətbiqi Fizika İnstitutunun Bakı filialına işləməyə göndərilən gənc mütəxəssiz bir ildən sonra AMEA-nın Fizika İnstitutunun aspiranturasına daxil olmuş və 1980-ci ildə namizədlik, 1990-cı ildə doktorluq dissertasiyalarını müdafiə etmişdir. N.Məmmədov 2014-cü ildə AMEA-nın müxbir üzvü, 2017-ci ildə həqiqi üzvü seçilmişdir.

Elmi nəticələri ilə beynəlxalq elmi ictimaiyyət arasında tanınmağa başlayan Nazim Məmmədov 1994-cü ildə Yaponiyanın Naqaoka Texnoloji Universitetinə professor kimi dəvət olunmuş, 1998-2005-ci illərdə Osaka Universitetinin Fizika və Elektronika fakültəsində professor vəzifəsində çalışmışdır.

2005-ci ildə AMEA Fizika İnstitutuna qayıdan Nazim Məmmədov Azərbaycan-Yaponiya birgə layihəsi əsasında yeni Ellipsometriya laboratoriyası təşkil etmişdir. Laboratoriya qısa müddətdə müasir cihaz və qurğularla təmin olun-

muş və fundamental tədqiqatlar aparılmağa başlanmışdır.

Akademik N.Məmmədov tədqiqatları ilə təcrübə və nəzəri olaraq ilk dəfə bərk cismin elektron sisteminin işıq şüasına dielektrik cavabının araşdırılmasını spektroellipsometrik yanaşmanı tətbiq etmiş, aşağıölçülü bərk cismin nüvə sisteminin radiotezlikli şüalanmaya reaksiyasını müəyyənləşdirmiş, təməl prinsiplərdən kvant-mexaniki hesablamalar və spektroskopik faza modullaşdırılmış ellipsometriya məlumatları əsasında materialların optik keçidlər üçün zonalararası hal sıxlığı və dielektrik funksiyalarını müəyyən etmiş, müxtəlif metalların tioqallat xalkogenidlərinin şüalanma emissiyasının xüsusiyyətlərindən istifadə edərək işıq spektrinin bənövşəyi və yaşıl sahəsini əhatə edən diapazonda optik həyəcanlanan və rəvan dəyişən tezlikli unikal lazerin yaradılmasının fiziki əsaslarını işləmiş, aşağıölçülü sistemlərin işıqla induksiyalanmış rekord yaddaş effektinə və yüksək termoelektrik hərəkət qüvvəsinə malik olduğunu, defekt quruluşlu monoatom nanonaqillərin Fermi səviyyəsi ətrafında buraxma spektrini tədqiq etmiş, ilk dəfə nəzəri və təcrübə olaraq Dirak nöqtəsi Fermi səviyyəsi yaxınlığında yerləşən dolu topoloji elektron səviyyələri ilə yanaşı, Dirak nöqtəsi keçirici zonada yerləşən boş topoloji elektron səviyyələrində mövcudluğunu müəyyənləşdirmiş, tallium selenid növ kristalların anizotrop səthində topoloji izolyatorlara xas olan Dirak konusundan fərqli müstəvi və piramida şəkilli xətti dispersiyaya malik səth elektron hallarını aşkar etmişdir. Beləliklə, onun rəhbərliyi və birbaşa iştirakı ilə materiyanın yeni kvant halı-ilk antiferromagnet topoloji izolyator yaradılıb tədqiq edilmişdir.

Aparılan tədqiqatlar yüksək qiymətləndirilərək N.Məmmədova bir qrup əməkdaşı ilə birgə 2020-ci ildə “Materiyanın yeni kvant halı - antiferromagnet topoloji izolyator: dizayn, əsas elektron xassələri və tətbiq perspektivləri” mövzusunda elmi məqalələr toplusuna Azərbaycan Respublikasının Dövlət mükafatı verilmişdir.

Məşhur “Nature” jurnalında 2019-cu ildə N.Məmmədovun birgə həmmüəlliflərlə dərc olunan “Antiferromagnet topoloji izolyatorun qabaqcadan xəbər verilməsi və müşahidəsi” məqaləsi

Pekin şəhərində keçirilən “Fundamental Elmlər Beynəlxalq Konqres”-də kondensə olunmuş hal fizikası sahəsində son 5 ildə dərc olunan ən yaxşı beynəlxalq elmi məqalə kimi qeyd olunmuşdur. Bu, Azərbaycan fizika elminin nailiyyəti olaraq Respublikamızı toptonika, spintronika, enerji itkisi olmayan elektronika, kvant kompüterləri üçün materialların yaradılması kimi yüksək reytingli tədqiqatlar sahəsində qabaqcıl ölkələr sırasına çıxarır.

Akademik N.Məmmədov 2010-2013-cü illərdə Fizika İnstitutunda xarici əlaqələr və innovasiyalar üzrə direktor müavini, 2013-2021-ci illərdə İnstitutun direktoru, eyni zamanda 2015-2020-ci illərdə AMEA-nın FRTE Bölməsinin akademik-katibi və AMEA Reyasət Heyətinin üzvü olmuşdur. O, 2005-ci ildən təşkil etdiyi Ellipso-metriya laboratoriyasının rəhbəridir.

O, bir neçə Beynəlxalq elmi konfransın əsas təşkilatçılarından biri və sədri olmuşdur, Respublika və xarici elmi jurnalların redaktoru və redaksiya heyətinin üzvüdür, çox sayda Beynəlxalq konfransda dəvətli məruzə etmişdir.

Akademik N.Məmmədovun yüksək ixtisaslı elmi kadrların hazırlanmasında böyük xidmətləri var. O uzun müddət AMEA Fizika İnstitutu nəzdində fəaliyyət göstərən Dissertasiya şurasının

sədri, hazırda Şuranın üzvüdür. Onun elmi rəhbərliyi ilə bir neçə elmlər və fəlsəfə doktoru, Yaponiyada bir fəlsəfə doktoru (Ph.D) hazırlanmışdır.

N.Məmmədov əksəriyyəti çox nüfuzlu xarici ölkə jurnallarında dərc olunmuş 400-ə qədər elmi əşərin, bir neçə müəlliflik şəhadətnaməsinin, 2 Yaponiya patentinin müəllifidir. O, 15-ə qədər xarici və respublika qrant layihələrinin rəhbəri və iştirakçısı olmuşdur.

Akademik Nazim Məmmədov elm sahəsində Azərbaycan Respublikasının Dövlət Mükafatı laureatıdır, “Azərbaycan Xalq Cümhuriyyətinin 100 illiyi”, “Bakı Dövlət Universitetinin 100 illiyi (1919-2019)” yubiley medalları, AMEA-nın Fəxri Fərmanı ilə təltif edilib. O, Türk Dünyası Araşdırmaları Beynəlxalq EA-nın üzvü seçilmiş, həmin qurumun “Qızıl ulduz” medalına layiq görülmüşdür.

Respublikamızda kondensə olunmuş hal fizikası sahəsində müasir elmi istiqamət yaratmış görkəmli alim Nazim müəllimin ömrünün ən fəal və məhsuldar dövrüdür, Onu 70 illik yubileyi münasibəti ilə təbrik edir, yorulmaz və səmərəli fəaliyyətində yeni uğurlar və möhkəm cansağlığı arzulayırıq.

Redaksiya heyəti

MÜNDƏRƏCAT

R.A.Əlizadə	3
Langevin funksiyasına əvvəldən təyin edilmiş əlavə həddin daxil edilməsi ilə maqnit mikrohissəciklərindən təşkil olunmuş mühitlərin maqnit histerezisin təsviri O.Ə.Səmədov, X.B.Orucova, A.İ.Nəcəfov, N.M.Mehdiyev, V.Ə.Qasımov, R.N.Mehdiyeva, S.F.Səmədov, M.N.Mirzəyev, T.I.Kərimova	10
Qamma şüaların təsirinə məruz qalmış $TlInS_2$ (5at% C) kristalın dielektrik, elektrik xassələri və ion keçiriciliyi S.İ.Mehdiyeva, R.İ.Ələkbərov, S.M.Məmmədov	17
Ge-As-S-Se xalkogenid şüşəvari sistemində kristallaşma prosesləri X.M.Məmmədova, V.V.Yusifov, E.Ə.Allahverdiyev	24
$PbTe_{1-x}Se_x$ bərk məhlulunda yük daşıyıcıların səpilməsi S.S.Rəhimov, Ş.S.Abdullayeva, A.E.Babayeva	29
$(FeIn_2S_4)_{0,97}(CuIn_2S_4)_{0,03}$ -ün elektrofiziki xassələri S.A.Əliyev, F.E.Məmmədov, Ş.O.Eminov, E.M.Əkbərov, İ.İ.Qurbanov, C.A.Quliyev, A.Ə.Bədəlov, A.H.Hüseynova	33
Maye metal ion mənbəyi ilə alınan $InSb$ və $InSb_{0,98}Bi_{0,02}$ ionlar dəstəsinin tərkibinin kütlə analizi Z.K.Nurubəyli, T.K.Nurubəyli, A.A.Məmmədyarov, İ.M.İsmayılov	38
Yüksək gərginlikli cihazların monitorinq sistemi və diaqnostik üsulları R.M.Sərdarlı, M.B.Babanlı, N.Ə.Əliyeva, L.F.Məşədiyeva, R.A.Məmmədov, R.Ş.Rahimov, C.H.Cabbarov	45
Ag_8SiSe_6 birləşmələrin lokallaşmış hallar üzrə keçiriciliyi T.C.Əliyeva, G.C.Abdinova, C.Ş.Abdinov	50
90-300K temperatur intervalı üçün termoelektrik materialları və termoelementlər R.N.Rəhimov, İ.X.Məmmədov, A.S.Qəhrəmanova, A.Ə.Xəlilova, D.H.Araslı	56
$Ag_8Ge_{1-x}Mn_xTe_6$ bərk məhlullarda kinetik effektlərin xüsusiyyətləri S.H.Abdullayeva, X.D.Cəlilova, C.A.Quliyev, P.F.Cəfərli, Ş.O.Eminov	62
Etilenqlikol, formamid və qliserin əsaslı flüorid tərkibli elektrolitlərdə titanı anodlaşdırmaqla nanoquruluşlu titan dioksidin sintezi G.C.Abdinova, G.Z.Bağiyeva	67
Əlavə qalaya malik $Pb_{0,75}Sn_{0,25}Te$ bərk məhlulu əsasında termoelektrik materialları T.N.Ağayev, S.Z.Məlikova, İ.A.Fərəczadə, İ.Ə.Məmmədyarova	75
Reaktor konstruksiya materiallarında hidrogen problemləri A.X.Kərimova, Ş.O.Eminov, E.M.Əkbərov, C.A.Quliyev, S.Ə.Əliyeva	80
Nanoməsəməli alüminium dioksid əsasında nanoquruluşlu maqnit matrislərinin alınması və informasiya daşıyıcıları kimi tətbiqi N.A.Nəsibov	84
Yer planetinin qeyri-orbital hərəkətlərinin kinematikasını məsələləri A.B.Həsənova	89
Eşelle spektrlərin IRAF proqram paketi vasitəsilə emalı F.S.Hüseynova	101
T Buğa tip ulduzlarının təkamülü və xarakteristikaları Akademik Arif Paşayev - 90	106
Akademik Nazim Məmmədov -70	108

CONTENT

R.A.Alizade	3
Description of magnetic hysteresis of magnetic microparticles mediums by introducing a predetermined additional term into the langevin function	
O.A.Samedov, Kh.B.Orujova, A.I.Najafov, N.M.Mehdiyev, V.A.Kasumov, R.N.Mehdiyeva, S.F.Samadov, M.N.Mirzayev, T.I.Kerimova.....	10
Dielectric, electrical properties and ion conductivity of TlInS ₂ (5 at.%C) crystal exposed to gamma-rays	
S.I.Mekhtiyeva, R.I.Alekberov, S.M.Mammadov	17
Crystallization processes in Ge-As-S-Se chalcogenide glassy system	
Ch.M.Mamedova, V.V.Yusifov, E.A.Allahverdiyev.....	24
Scattering of charge carriers in PbTe _{1-x} Se _x solid solution	
S.S.Ragimov, Sh.S.Abdullayeva, A.E.Babayeva	29
The electrophysical properties of (FeIn ₂ S ₄) _{0,97} (CuIn ₂ S ₄) _{0,03}	
S.A.Aliev, F.E.Mammadov, Sh.O.Eminov I.I.Gurbanov, E.M.Akberov, J.A.Quliyev, A.A.Badalov, A.H.Huseynova	33
Mass analysis of the ion beam composition of InSb and InSb _{0,98} Bi _{0,02} obtained by liquid metal ion source	
Z.K.Nurubayli, T.K.Nurubayli, A.A.Mammadyarov, I.M.Ismailov.....	38
Monitoring system and diagnostic tools for high-voltage equipment	
R.M.Sardarli, M.B.Babanli, N.A.Aliyeva, L.F.Mashadiyeva, R.A.Mammadov, R.Sh.Rahimov, J.H.Jabbarov	45
Localized states conductivity of Ag ₈ SiSe ₆ compounds	
T.D.Alieva, G.J.Abdinova, D.Sh.Abdinov.....	50
Thermoelectric materials and thermoelements at temperature level 90-300K	
R.N.Rahimov, I.Kh.Mammadov, A.S.Qahramanova, A.A.Khalilova, D.H.Arasly.....	56
Features of kinetic effects of Ag ₈ Ge _{1-x} Mn _x Te ₆ solid solutions	
S.Kh.Abdullaeva, Kh.D.Jhalilova, J.A.Guliyev, P.F.Jafarli, Sh.O.Eminov.....	62
Synthesis of nanostructured titanium dioxide by anodizing titanium in fluoride-containing electrolyte solutions based on ethylene glycol, formamide, and glycerol	
G.D.Abdinova, G.Z.Bagieva.....	67
Thermoelectric materials based on solid solution Pb _{0,75} Sn _{0,25} Te with additional lead	
T.N.Agayev, S.Z.Melikova, I.A.Faradjzade, I.A.Mamadyarova.....	75
Hydrogen problems of reactor construction materials	
A.Kh.Karimova, Sh.O.Eminov, E.M.Akbarov, J.A.Guliyev, S.A.Aliyeva	80
Procurement of nanostructured magnetic matrices based on nanoporous aluminum dioxide and its application as information carriers	
N.A.Nasibov	84
Problems of kinematics of non-orbital motion of planet Earth	
A.B.Hasanova	89
Reduction of echelle spectra with IRAF software package	
F.S.Huseynova.....	101
Evolution and characteristics of T Taurus-type stars	
Academician Arif Pashayev - 90	106
Academician Nazim Mammadov -70	108

СОДЕРЖАНИЕ

Р.А.Ализаде.....	3
Описание магнитного гистерезиса магнитных сред микрочастиц путем введения в функцию Ланжевена заданного определенного дополнительного члена	
О.А.Самедов, Х.Б.Оруджова, А.И.Наджафов, Н.М.Мехтиев, В.А.Касумов, Р.Н.Мехтиева, С.Ф.Самедов, М.Н.Мирзаев, Т.И.Керимова	10
Воздействие гамма-лучей на диэлектрические, электрические свойства и ионную проводимость кристалла $\text{PInS}_2(5\text{ат.}\% \text{C})$	
С.И.Мехтиева, Р.И.Алекберов, С.М.Маммадов	17
Процессы кристаллизации в халькогенидной стеклообразной системе Ge-As-S-Se	
Х.М.Мамедова, В.В.Юсифов, Э.А.Аллахвердиев	24
Рассеяние носителей заряда в твердом растворе $\text{PbTe}_{1-x}\text{Se}_x$	
С.С.Рагимов, Ш.С.Абдуллаева, А.Э.Бабаева.....	29
Электрофизические свойства $(\text{FeIn}_2\text{S}_4)_{0,97}(\text{CuIn}_2\text{S}_4)_{0,03}$	
С.А.Алиев, Ф.Э.Мамедов, Ш.О.Эминов, И.И.Гурбанов, Э.М.Акберов, Дж.А.Гулиев, А.Э.Бадалов А.Г.Гусейнова.....	33
Масс-анализ состава пучка ионов InSb и $\text{InSb}_{0,98}\text{Bi}_{0,02}$, полученных с помощью жидкометаллического источника ионов	
З.К.Нурубейли, Т.К.Нурубейли, А.А.Маммадйаров, И.М.Исмаилов.....	38
Система мониторинга и средства диагностики высоковольтных оборудований	
Р.М.Сардарлы, М.Б.Бабанлы, Н.А.Алиева, Л.Ф.Машадиева, Р.А.Мамедов, Р.Ш.Рагимов, Дж.Г.Джаббаров.....	45
Проводимость по локализованным состояниям соединения Ag_8SiSe_6	
Т.Д.Алиева, Г.Д.Абдинова, Д.Ш.Абдинов	50
Термоэлектрические материалы и термоэлементы для области температуры 90-300К	
Р.Н.Рагимов, И.Х.Мамедов, А.С.Кахраманова, А.А.Халилова, Д.Г.Араслы.....	56
Особенности кинетических эффектов твердых растворов $\text{Ag}_8\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}_6$	
С.Г.Абдуллаева, Х.Д.Джалилова, Дж.А.Гулиев, П.Ф.Джафарли, Ш.О.Эминов.....	62
Синтез наноструктурированного диоксида титана путем анодирования титана во фторидсодержащих электролитных растворах на основе этиленгликоля, формамида и глицерина	
Г.Дж.Абдинова, Г.З.Багиева.....	67
Термоэлектрические материалы на основе твердого раствора $\text{Pb}_{0,75}\text{Sn}_{0,25}\text{Te}$ с добавками олова	
Т.Н.Агаев, С.З.Меликова, И.А.Фараджзаде, И.А.Мамедьярова	75
Водородные проблемы реакторных конструкционных материалов	
А.Х.Каримова, Ш.О.Эминов, Е.М.Акбаров, Дж.А.Гулиев, С.А.Алиева.....	80
Получение наноструктурированных магнитных матриц на основе нанопористого диоксида алюминия и его применение как носителя информации	
Н.А.Насибов	84
Вопросы кинематики неорбитальных движений планеты Земля	
А.Б.Гасанова	89
Обработка эшелле-спектров с помощью программного пакета IRAF	
Ф.С.Гусейнова.....	101
Эволюция и характеристики звезды типа Т Тельца	
Академик Ариф Пашаев -90.....	106
Академик Назим Мамедов -70	108

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 125x160mm. 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, Ministry of Science and Education, Institute of Physics.

Tel: (99412)539-33-15, E-mail: ameaxabarlar@gmail.com; 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, Министерство Науки и Образования, Институт Физики.

Tel: (99412)539-33-15, E-mail: ameaxabarlar@gmail.com; www.physics.gov.az

УЧРЕДИТЕЛЬ

Национальная Академия Наук Азербайджана